Том 11, номер 3, 2020

РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ МАТЕРИАЛОВ И АППАРАТУРЫ

Влияние ионного облучения при температуре 500°С на микроструктуру и механические свойства сплава W–6Re

А. А. Никитин, Н. П. Бобырь, С. В. Рогожкин, П. А. Федин, И. А. Каратеев, Е. В. Гладких, П. С. Захарова

125

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Спектры вторичных частиц в высокоэнергетических протон—протонных столкновениях в термодинамической модели и возможность обнаружения частиц темной материи

А. Т. Дьяченко

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ КОНСТРУКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Исследование высокоэнтропийного сплава AlCoCrFeNi методом атомно-зондовой томографии

С. В. Рогожкин, А. С. Шутов, А. А. Хомич, А. А. Никитин, А. А. Лукьянчук, О. А. Разницын, L. Meshi

139

152

133

ИНЖЕНЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

Модернизация и методика удержания рабочего режима установки огран (оптоакустическая гравитационная антенна)

В. Н. Руденко, Н. Л. Квашнин, А. А. Луговой, С. И. Орешкин, С. М. Попов, А. А. Самойленко, М. Н. Скворцов, И. С. Юдин

Определение центральности столкновения ядер при использовании

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

адронного калориметра	
А.Б.Курепин, А.Г.Литвиненко, Е.И.Литвиненко	162
Подготовка и проведение облучательных экспериментов для экспресс-анализа вольфрама и стали на тяжелоионном ускорителе ТИПР-1	
К. Е. Прянишников, П. А. Федин, Р. П. Куйбида, Е. Р. Хабибуллина, Н. П. Бобырь, Т. В. Кулевой	166
Разработка устройства подстройки частоты для сверхпроводящего полуволнового резонатора	
Р. Е. Немченко, М. А. Гусарова	171
Магнитооптический бездисперснный поворотный канал ионов урана для проекта DERICA	
В. С. Дюбков, В. Ю. Механикова	174

Vol. 11, No. 3, 2020

Radiation Resistance of Materials and Equipment	
Ion Radiation Impact on Microstructure and Mechanical Properties of W–6Re Alloy at 500°C	
A. A. Nikitin, N. P. Bobyr, S. V. Rogozhkin, P. A.Fedin, I. A. Karateev, E. V. Gladkih , and P. S. Zakharova	125
Interaction of Plasmas, Particle Beams, and Radiation with Matter Spectra of Secondary Particles in High-Energy Proton–Proton Collisions in the Thermodynamic Model and the Possibility of Detection of Particles of Dark Matter	
A. T. D'yachenko	132
Promising Construction Materials	
Atom Probe Tomography of High-Entropy Alloy AlCoCrFeNi	
S. V. Rogozhkin, A. S. Shutov, A. A. Khomich, A. A Nikitin, A. A. Lukyanchuk, O. A. Raznitsyn, and L. Meshi	139
Engineering Design of Nuclear Physics Equipment	
Modernization and Methods of Maintaining the Operating Mode of the OGRAN (Optoacoustic Gravity Antenna) Setup)	
V. N. Rudenko, N. L. Kvashnin, A. A. Lugovoi, S. I. Oreshkin, S. M. Popov, A. A. Samoylenko, M. N. Skvortsov, and I. S. Yudin	152
Charged Particle Accelerators for Nuclear Technologies	
Determination of the Centrality of Nuclear Collisions Using a Hadron Calorimeter	
A. B. Kurepin, A. G. Litvinenko, and E. I. Litvinenko	162
Preparation and Performance of Irradiation Experiments on the HIPr-1 Heavy Ion Accelerator for Express Analysis of Tungsten and Steel	
K. E. Pryanishnikov, P. A. Fedin, R. P. Kuibeda, E. R. Khabibullina, N. P. Bobyr, and T. V. Kulevoy	166
Development of a Frequency Control Device for a Superconducting Half-Wave Resonator	
R. E. Nemchenko and M. A. Gusarova	171
Turning Channel of Uranium Ions with Suppressed Dispersion at the Edges for DERICA Project	
V. S. Dyubkov and V. Yu. Mekhanikova	174

Подписано к печати @.@.20@@ г.

Формат 60 × 881/8

Усл. печ. л. 15.0

Учредитель: Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ" (НИЯУ МИФИ)

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2020, том 11, № 3, с. 125–132

РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ МАТЕРИАЛОВ И АППАРАТУРЫ

УДК 537.9

ВЛИЯНИЕ ИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ 500°С НА МИКРОСТРУКТУРУ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЛАВА W–6Re

© 2020 г. А. А. Никитин^{*a*, *b*, *, Н. П. Бобырь^{*c*}, С. В. Рогожкин^{*a*, *b*}, П. А. Федин^{*a*}, И. А. Каратеев^{*c*}, Е. В. Гладких^{*d*}, П. С. Захарова^{*a*, *b*}}

^аНИЦ "Курчатовский институт" – ИТЭФ, ул. Большая Черемушкинская 25, Москва, 117218 Россия ^bНациональный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Каширское шоссе 31, Москва, 115409 Россия ^cНИЦ "Курчатовский институт", пл. Академика Курчатова 1, Москва, 123182 Россия ^dМосковский физико-технический институт, Институтский пер. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701 Россия *E-mail: nikitin@itep.ru Поступила в редакцию 21.10.2020 г. После доработки 05.11.2020 г.

В работе рассмотрены результаты воздействия ионного пучка на монокристаллический сплав вольфрама, W–6Re. Такие материалы рассматриваются в качестве перспективных для использования в конструкциях термоядерных реакторов. Для моделирования радиационных эффектов и анализа радиационной стойкости материала использовалось облучение ионами Fe²⁺ с энергией 5.6 МэВ при температуре 500°C до максимальной повреждающей дозы 8 смещений на атом. Проведено сравнение микроструктуры материала до и после облучения. Методами просвечивающей электронной микроскопии показано, что в материале происходит образование структурных дефектов, дислокационных петель с размерами 2–15 нм и объемной плотностью $1.2 \cdot 10^{23}$ м⁻³. Детальный анализ методами атомно-зондовой томографии обнаружил распад твердого раствора с образованием наноразмерных сегрегаций, обогащенных рением в среднем на 18 ат. %. Методами наноиндентирования определено радиационно-индуцированное упрочнение облученного слоя, которое составило 1.6 ГПа.

Ключевые слова: сплавы вольфрама, ионное облучение, моделирование радиационных повреждений, радиационное охрупчивание, атомно-зондовая томография **DOI:** 10.1134/S2079562919050166

введение

Вольфрам и его сплавы являются основными кандидатными материалами для частей термоядерного реактора, обращенных к плазме. Данный выбор обусловлен высокой температурой плавления, теплопроводностью и стойкостью к распылению при взаимодействии с плазмой. На данный момент планируется использование вольфрама в конструкциях активной зоны термоядерных реакторов ITER (крупнейший строящийся исследовательский реактор) и DEMO (первый энергетический демонстрационный реактор) [1–3]. В конструкции реактора ITER предусмотрен элемент, воспринимающий самые большие плазменные и тепловые потоки, - дивертор, который полностью будет изготовлен из вольфрама [4, 5]. В условиях работы реактора вольфрам в области дивертора должен выдерживать огромные механические нагрузки, одновременно подвергаясь интенсивному воздействию радиационных потоков [6]. Ожидаемый диапазон температурных нагрузок в реакторе ITER для диверторных пластин составит 200-1000°С. Поток нейтронов будет создавать в материале не только каскады атомных смещений, но также вызывать трансмутацию вольфрама в рений (Re), а затем в осмий (Os) [7]. В случае термоядерного реактора **ITER** планируемая интенсивность нейтронных воздействий на материал будет значительно меньше, чем в DEMO. Повреждающие дозы не превысят одного смещения на атом, а накопление основного продукта трансмутации, рения, будет незначительным и составит не более 0.15 ат. %. Сама по себе добавка рения в количестве 3-5 ат. % повышает пластичность сплава, энергию разрушения и предел прочности, а также снижает тем-



Рис. 1. Профиль внедрения ионов и создаваемых ими повреждений, рассчитанный в программе SRIM 2008.

пературу вязко-хрупкого перехода [8], что носит название "эффект рения". Результаты исследования радиационной стойкости вольфрама и сплавов W–Re показывают, что после облучения происходит увеличение твердости сплава [9–13].

Данная работа направлена на исследование радиационной стойкости сплава W-6Re и развитие моделей радиационной деградации материалов и взаимосвязи наблюдаемых радиационноиндуцированных изменений в микроструктуре с механическими свойствами. При этом радиационные эффекты в сплаве создавались путем облучения на ионном ускорителе. Эта методика получила довольно сильное развитие в последнее время благодаря тому, что исследуемый материал облучается до высоких повреждающих доз, порядка десятков смещений на атом, за сравнительно короткое время, порядка нескольких часов. При этом отсутствует наведенная активность. что дает возможность исследования образцов непосредственно сразу после облучения [14, 15].

1. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследованный в работе сплав вольфрама с добавлением 6 ат. % рения был изготовлен методом электроннолучевой плавки в вакууме на производстве ФГУП "НИИ НПО "ЛУЧ" (Росатом). Сплав представляет собой монокристалл с очень низким содержанием примесей. Образцы для облучения были изготовлены методом электроискровой резки и отполированы механически в несколько стадий с изменением шага зерна шлифовальной бумаги. Финишная полировка производилась в 5% растворе NaOH.

Облучение производилось в ускорительном центре НИЦ "Курчатовский институт" – ИТЭФ на тяжелоионном ускорителе ТИПр [16, 17]. Линейный ускоритель ТИПр разработан для ускорения тяжелых ионов до энергий 101 кэВ/нуклон с отношением массы к заряду до 60 [18]. Облучение произволится импульсным пучком с длительностью импульса 450 мкс при частоте повторения до одного импульса в две секунды. Облучение образцов сплава W-6Re осуществлялось ионами Fe²⁺ с энергией 5.6 МэВ при температуре 500°С. Интегральный флюенс ионов на образце составил 10^{16} см⁻². Моделирование пробега ионов и потерь энергии производилось в программе SRIM 2008. Пересчет тока ионов в единицы смещений на атом осуществлялся согласно рекомендациям, указанным в работе [19]. В качестве пороговой энергии смещения атома вольфрама из кристаллической решетки бралась величина $E_d = 90$ эВ. На рис. 1 представлен профиль внедрения ионов и создаваемых ими повреждений в единицах смещений на атом (сна).

Для дальнейшего исследования методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) были изготовлены образцы поперечных срезов. Для этого использовался сканирующий электронно-ионный микроскоп Helios Nanolab 600i (Thermo Fisher Scientific, США). Для напыления защитных слоев и подготовки ламели использовалось ускоряющее напряжение ионного пучка 30 кВ. Это же напряжение использовалось на начальном этапе утонения ламели до толщины ~200 нм, затем использовалось напряжение 5 кВ, для уменьшения толщины поврежденного слоя, до финальной толщины ~50 нм.

Исследования микроструктуры материала осуществлялись на просвечивающем электронном микроскопе Titan 80-300 TEM/STEM (Thermo Fisher Scientific, США), оборудованном корректором сферических аберраций, при ускоряющем напряжении 300 кВ. Большая часть изображений получена в режиме просвечивающей растровой электронной микроскопии (ПРЭМ) с регистрацией на высокоугловой кольцевой детектор темного поля (Fischione, США). Использование электронов, рассеянных на большие углы, для формирования изображения, обеспечивает усиленный Z-контраст на изображении, а также облегчает визуализацию дислокационных петель. Для выполнения элементного картирования использовалась приставка для рентгеновского энергодисперсионного микроанализа (EDAX, США).

Для исследования методами атомно-зондовой томографии (АЗТ) извлекался объем материала с глубины 700 нм. Эффективная повреждающая доза в данном объеме согласно расчетам составила 6 сна (см. рис. 1). Анализ локального распределения химических элементов в материале производился на томографическом атомно-зондовом микроскопе ПАЗЛ-3D [20]. Температура образца в процессе исследования была стабилизирована на уровне 40 К.

Исследование механических характеристик поврежденного ионами слоя проводилось на сканирующем твердомере "Наноскан-4D" с использованием алмазного наконечника в виде трехгранной пирамиды типа Берковича. Измерения осуществлялись в режиме динамического инструментального индентирования. Данный метод заключается в непрерывном вдавливании индентора с одновременным колебательным движением: такой процесс аналогичен множеству циклов нагрузки-разгружения и дает значения твердости и модуля упругости как практически непрерывные зависимости от глубины внедрения индентора. Метод динамического инструментального индентирования широко используется для контроля твердости облученных ионами образцов за счет простоты в постановке эксперимента и высокой скорости проведения испытаний [21].

В данной работе максимальная глубина индентирования составляла 2 мкм, амплитуда колебания индентора — 10 нм, частота — 10 Гц, время проведения одного измерения — 60 с. Перед проведением измерений образцов сплава вольфрама была осуществлена процедура калибровки формы индентора, обязательная для метода инструментального индентирования, в диапазоне нагрузок от 0.5 до 500 мН. В качестве стандартного образца с известными твердостью и модулем упругости был взят плавленый кварц.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ МЕТОДОМ ПРОСВЕЧИВАЮЩЕЙ ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ

Результаты анализа микроструктуры облученного сплава показали, что основная масса дефектов залегает до глубины 1.5 мкм. Характер дефектов вблизи поверхности и рядом с зоной внедрения отличается от остального слоя. Это обусловлено тем, что сама по себе поверхность играет роль сильного стока точечных радиационных дефектов, а зона внедрения ионов, из-за высокой плотности атомов, содержит сильные механические напряжения. Детальный анализ микроструктуры проводился в зоне, близкой к 700 нм. При исследовании кристалл материала был ориентирован по направлению близкому к В = [110]. Толщина ламели, используемая при расчетах объемной концентрации дефектов, определялась методами спектроскопии характеристических потерь энергии электронов. На основании оценки величины ослабления пика нулевых потерь среднее значение толщины образца в наблюдаемой области составило 40 нм. В облученной области материала обнаружены два типа дефектов. Первый – это вытянутые сегрегации. Сопоставление с электронограммой показало, что они залегают в семействе плоскостей {111} (рис. 2).

С помощью энергодисперсионного детектора было проведено элементное картирование данных особенностей. Элементный анализ показал обогащение сегрегаций по рению (рис. 3). Объемная плотность данных областей $2 \cdot 10^{21}$ м⁻³. Размер данных образований составил 20–60 нм. Второй тип дефектов – это дислокационные петли, и, в основном, дефекты в виде точечного черного контраста с размерами 2–15 нм. Объемная плотность дислокационных петель $1.2 \cdot 10^{23}$ м⁻³. Предположительно большинство петель располагается в плоскостях типа {100}.



Рис. 2. Микроструктура поврежденного ионами слоя образца W-6Re и снятая с нее электронограмма дифракции электронов.



Рис. 3. Элементная карта сегрегации рения в облученном сплаве W–6Re, полученная с помощью детектора характеристического рентгеновского излучения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ АТОМОВ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ МЕТОДОМ АТОМНО-ЗОНДОВОЙ ТОМОГРАФИИ

Атомные карты сплава до и после облучения представлены на рис. 4. Помимо основных компонент в материале обнаружен кремний до 0.15 ат. %. Данный элемент является технической примесью и был внесен на этапе переплава сплава. В исследованном объеме сплава до облучения все компоненты твёрдого раствора распределены равномерно, в то время как в облучённом образце отчетливо наблюдаются наноразмерные кластеры Re. Дополнительно наблюдается обогащение кластеров кремнием.

Форма кластеров делится на два типа: сферическую и тороидальную. Кластеры тороидальной формы предположительно являются сегрегациями рения на дислокационные петли. Размеры кластеров лежат в пределах 1-8 нм. Объемная плотность обнаруженных кластеров составляет ~3 · 10^{24} м⁻³. Анализ концентраций химических элементов в обнаруженных кластерах показал, что кластеры обогащены рением в среднем на 18 ат. % (рис. 5). На аналогичную величину наблюдается обеднение кластеров по вольфраму. В некоторых кластерах обнаружено содержание атомов Si, в 3–5 раз превышающее содержание Si в твердом растворе.

4. ИЗМЕРЕНИЕ ТВЕРДОСТИ МЕТОДАМИ НАНОИНДЕНТИРОВАНИЯ

Полученные зависимости твердости от глубины погружения индентора представлены на рис. 6. На малых глубинах наблюдается нелинейный характер полученных данных, обусловленный так называемым размерным эффектом [21]. Для

ВЛИЯНИЕ ИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ



Рис. 4. Атомные карты (а) исходного и (б) облученного сплава W-6Re.

устранения этого эффекта производился пересчет полученных значений в координаты H^2 от 1/h (диаграмма Никса—Гао [22]). По полученным графикам определялись точки пересечения графика с осью ординат согласно формуле:

$$H = H_0 \left(1 + (h^*/h) \right)^{-0.5},$$

где H — измеренная твердость, h — глубина измерений, H_0 — эквивалент твердости для массивного образца. Значения твердости H_{0irr} для облученного и H_0 необлученного слоя определялись построе-

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ том 11 № 3 2020

нием линейной аппроксимации методом наименьших квадратов. Расчет величины упрочнения производился по эмпирической формуле $\Delta \sigma = 0.364 \Delta H_0$. Итоговое приращение прочности составило (1.6 ± 0.2) ГПа.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе методами просвечивающей электронной микроскопии и атомно-зондовой томографии была исследована структура моно-

НИКИТИН и др.



Рис. 5. Химический состав кластеров рения в облученном сплаве W-6Re.



Рис. 6. (а) Кривые зависимости твердости от глубины для исходного и облученного сплава W–6Re и (б) соответствующая им диаграмма Никса–Гао. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ том 11 № 3 2020

кристаллического сплава W—6Re до и после облучения ионами Fe^{2+} с энергией 5.6 МэB при температуре 500°C.

В поврежденном слое материала обнаружено три типа радиационных дефектов:

- дислокационные петли с размерами 3–15 нм и объемной плотностью 1.2 \cdot 10²³ м⁻³;

 ориентированные по кристаллографическим направлениям сегрегации рения с размерами 10–60 нм и объемной плотностью 2 · 10²¹ м⁻³;

— наноразмерные кластеры, обогащенные рением и кремнием, с размерами 1-8 нм и объемной плотностью $3 \cdot 10^{24}$ м⁻³.

Результаты исследования механических характеристик облученного ионами слоя показали, что происходит упрочнение сплава, которое составило (1.6 ± 0.2) ГПа. Данное увеличение является следствием образования наблюдаемых радиационно-индуцированных дефектов микроструктуры.

6. БЛАГОДАРНОСТИ

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта No. 18-32-20174 на оборудовании центра коллективного пользования КАМИКС (http://kamiks.itep.ru/) НИЦ "Курчатовский институт"–ИТЭФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

- Rieth M. et al. // J. Nucl. Mater. 2013. V. 432. P. 482– 500.
- 2. Qi Y. et al. // Mater. Lett. 2019. V. 242. P. 115-118.
- 3. Sukuba I. et al. // Eur. Phys. J. D. 2016. V. 70. P. 11.
- Merola M. et al. // Fusion Eng. Des. 2015. V. 96–97. P. 34–41.
- Pitts R.A. et al. // J. Nucl. Mater. 2013. V. 438. P. S48– S56.

- 6. *Pintsuk G.* Tungsten as a Plasma-Facing Material. Comprehensive Nuclear Materials. 2012. Amsterdam: Elsevier. P. 551–581.
- Gilbert M.R., Sublet J.-Ch. // Nucl. Fusion. 2011. V. 51. P. 043005.
- Watanabe Sh., Nogami Sh., Reiser J., Rieth M., Sickinger S., Baumgärtner S., Miyazawa T., Hasegawa A. // Fusion Eng. Des. 2019. V. 148. P. 111323.
- 9. Xu A. et al. // Acta Mater. 2015. V. 87. P. 121-127.
- 10. Xu A. et al. // Acta Mater. 2017. V. 124. P. 71-78.
- 11. *Hasenhuetl E. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. 2017. V. 397. P. 11–14.
- 12. Armstrong D.E.J. et al. // J. Nucl. Mater. 2013. V. 432. P. 428–436.
- Hasegawa A. et al. // J. Nucl. Mater. 2016. V. 471. P. 175–183.
- 14. *Kulevoy T., Chalyhk B., Fedin P., Kozlov A. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. P. 02C102.
- Spitsyn A., Bobyr N., Kulevoy T., Fedin P., Semennikov A., Stolbunov V. // Fusion Eng. Des. 2019. V. 146. P. 1313– 1316.
- Рогожкин С.В., Никитин А.А., Хомич А.А. и др. // Ядерная физика и инжиниринг 2018. Т. 9. No. 3. С. 245–258.
- Kulevoy T., Aleev A., Ivanov S., Kozlov A., Kropachev G., Kuibeda R., Nikitin A., Rogozhkin S., Semennikov A., Sharkov B., Zaluzhny A. // Proc. Intl. Topical Meeting on Nuclear Research Applications and Utilization of Accelerators. 2009. V. AP/P5 07. P. 1.
- Kashinsky D., Kolomiets A., Kulevoy T., Kuybida R., Kuzmichov V., Minaev S., Pershin V., Sharkov B., Vengrov R., Yaramishev S. // Proc. EPAC. 2000. P. 854.
- Stoller R.E., Toloczko M.B., Was G.S., Certain A.G., Dwaraknath S.D., Garner F.A. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. 2013. V. 310. P. 75–80.
- 20. Рогожкин С.В., Алеев А.А., Лукьянчук А.А., Шутов А.С., Разницын О.А., Кириллов С.Е. // Приборы и техника эксперимента. 2017. № 3. С. 129–134.
- Cheng Y.-T., Cheng C.-M. // Mater. Sci. Eng. R. 2004.
 V. 44. P. 91–149. https://doi.org/10.1016/j.mser.2004.05.001
- Nix W.D., Gao H. // J. Mech. Phys. Solids. 1998. V. 46. P. 411–425.

Ion Radiation Impact on Microstructure and Mechanical Properties of W-6Re Alloy at 500°C

A. A. Nikitin^{1, 2,*}, N. P. Bobyr³, S. V. Rogozhkin^{1, 2}, P. A.Fedin¹, I. A. Karateev³, E. V. Gladkih⁴, and P. S. Zakharova^{1, 2}

¹Alikhanov Institute for Theoretical and Experimental Physics, National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, 117218 Russia

²National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia ³National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, 123182 Russia

⁴Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudnyi, Moscow oblast, 141701 Russia *e-mail: nikitin@itep.ru

Received October 21, 2020; revised November 5, 2020; accepted November 7, 2020

Abstract—The paper reports the results of the ion irradiation impact on a monocrystalline tungsten alloy, W–6Re. This material is considered for use in the design of fusion reactors. Irradiation was carried out in order to simulate radiation effects and analyze the radiation resistance of the fusion reactor material. Specimens

НИКИТИН и др.

were irradiated with 5.6 MeV Fe ions at 500°C up to a maximum damage dose of 8 dpa. Microstructure of W–6Re was analyzed before and after irradiation. It is shown with transmission electron microscopy that the formation of structural defects, dislocation loops with sizes of 2–15 nm and a number density of $1.2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ occurs as a result of irradiation. Detailed analysis by atomic probe tomography microscope revealed the decomposition of the solid solution with the formation of nanoscale segregations enriched in rhenium by 18 at %. The radiation-induced hardening of the irradiated layer is determined by nanoindentation. The strength increment was 1.6 GPa.

Keywords: tungsten alloys, ion irradiation, radiation damage simulation, radiation embrittlement, atom probe tomography

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 539.172.17

СПЕКТРЫ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПРОТОН–ПРОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ В ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ И ВОЗМОЖНОСТЬ ОБНАРУЖЕНИЯ ЧАСТИЦ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

© 2020 г. А. Т. Дьяченко^{а, b, *}

^аПетербургский государственный университет путей сообщения Императора Александра I, Санкт-Петербург, 190031 Россия

^bПетербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова, НИЦ "Курчатовский институт", Гатчина, Ленинградская обл., 188300 Россия

> **E-mail: dyachenko_a@mail.ru* Поступила в редакцию 05.06.2020 г. После доработки 05.06.2020 г. Принята к публикации 05.06.2020 г.

В простой термодинамической модели найдены распределения по поперечному импульсу Λ -гиперонов, образующихся в *pp* столкновениях при ультрарелятивистских энергиях. Исследуя ход среднего поперечного импульса в зависимости от массы испускаемой частицы, указано на возможность поиска кварковых самородков большой массы — возможных кандидатов на роль частиц темной материи. Предложена также интерпретация спектров мягких фотонов по поперечному импульсу в *pp* столкновениях с учетом бозона X17 — новой частицы, возможного кандидата на роль частиц темной материи.

Ключевые слова: ультрарелятивистские столкновения протонов, термодинамическая модель, распределения по поперечному импульсу, кварковые самородки, мягкие фотоны, бозон X17, модель трубки для КХД₂ × КЭД₂, частицы темной материи

DOI: 10.1134/S2079562919050075

1. ВВЕДЕНИЕ

Развивая статистическую модель множественного рождения частиц, основанную на работах [1-3] (см., например, также [4, 5]), предложен алгоритм нахождения распределения по поперечному импульсу Л-гиперонов, образующихся в *pp* столкновениях при энергиях \sqrt{s} 53, 200, 900 и 7000 ГэВ. Вычисленные спектры Л-гиперонов согласуются с экспериментальными данными и расчетами по модели кварк-глюонных струн [6]. Из этих распределений можно найти средний поперечный импульс, который имеет характерную зависимость от массы испускаемой частицы. Это позволяет предложить возможность поиска гипотетических частиц большой массы – кварковых самородков, которые можно рассматривать как кандидаты на роль частиц темной материи [6, 7].

Анализируя вслед за [8] экспериментальные данные [9] по спектрам мягких фотонов в зависимости от поперечного импульса, в данной работе предлагается интерпретировать ужесточение спектра [9], как проявление вклада новой частицы бозона X17 массой около 17 МэВ, являющуюся кандидатом на роль частиц темной материи. Предложен алгоритм нахождения массы бозона X17 на основе модели трубки.

2. МОДЕЛЬ

Согласно работам [1–3] процесс множественного образования вторичных частиц в *pp* столкновениях при высокой энергии можно представить, используя законы термодинамики или гидродинамики [4, 5]. При столкновениях тяжелых ионов различных энергий можно описать экспериментальные данные похожим образом [10–15].

Действительно [4, 5], одноинклюзивный спектр вторичных частиц $a + b \rightarrow d + X$, где d – частица, имеет вид:

$$E_1 \frac{d\sigma}{d^3 \mathbf{p}_1} = F(P - p_1) |\langle |M| \rangle|^2, \qquad (1)$$

где *F*(*P* – *p*₁) – лоренц-инвариантный пространственно-временной фазовый объем

$$F(P - p_1) = \prod_{i=2}^{i=N} \frac{d^3 p_i}{E_i} \delta^{(4)} \left(P - p_1 - \sum_{i=2}^{N} p_i \right), \quad (2)$$

 $\langle |M| \rangle$ — независящий сильно от импульса p_1 матричный элемент. В приближении безмассовых частиц $F(P - p_1) \sim |(P - p_1)^2|^{N-3}$ и в системе центра масс

$$F(P - p_1) \sim E^{2(N-3)} \left(1 - \frac{E_1}{E}\right)^{2(N-3)} \sim \exp\left(-\frac{E_1}{T}\right)$$
 (3)

при $N \ge 1$, где E – полная энергия, P – полный импульс, N – число образующихся частиц, $E_1 \approx |\mathbf{p}_1|$ – энергия испускаемой частицы. Тогда при быстроте $y_1 = 0$, распределение по поперечному импульсу имеет вид:

$$\frac{dN}{dp_{\perp}} \sim p_{\perp} \exp\left(-\frac{p_{\perp}}{T}\right),\tag{4}$$

которое можно переписать для частиц массы *m* с учетом движения среды со скоростью $\langle v \rangle$ в виде

$$\frac{dN}{dp_T} = Cp_T \exp\left(-\gamma \frac{\sqrt{m^2 + p_T^2} - m - \langle \mathbf{v} \rangle \mathbf{p}_T}{T}\right), (5) \quad (5)$$

где p_T — поперечный импульс, γ — Лоренц фактор, m — масса частицы. Для нахождения температуры T и средней скорости $\langle v \rangle$ надо использовать ультрарелятивистскую гидродинамику [3–5].

Здесь мы упрощаем описание, считая, что в тепловую энергию переходит $E_0/3$ начальной энергии E_0 в системе центра масс, а кинетическая энергия $E_k = 2m_0 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\langle v \rangle^2}} - 1\right)$ находится, как раз-

ность между E_0 и тепловой энергией E_T , где m_0 – масса покоя протона. Отсюда находится температура безмассовых частиц

$$T = \left(\frac{3}{g_Q} \frac{E_0}{3\gamma_0 V_R} \cdot 10^9\right)^{1/4},$$
 (6)

где $g_Q = \left(2 \times 8 + \frac{7}{8}2 \times 2 \times 3 \times 3\right) = 44$ статистический вес шести кварков и восьми глюонов, $\gamma_0 = \frac{m_0 + E_0}{m_0}$ – Лоренц фактор, $V_R = (1.2)^3$ – объемный фактор, учитывающий увеличение объема при расширении системы на стадии формирова-

при расширении системы на стадии формирования вторичных частиц. Выражение (6) для температуры получается из выражения для плотности

энергии $e = \frac{4\pi g_0 6T^4}{(2\pi\hbar c)^3}$ и $E_T = eV$, где V – объем

сталкивающихся протонов, c — скорость света, \hbar — постоянная Планка, фактор g_0 учитывает восемь

глюонов со своими поляризациями и шесть трехцветных кварков со своими антикварками и спинами. В формуле (5) мы считаем, что температура T и скорость $\langle v_{\perp} \rangle$ определяются в момент разлета системы с образованием частиц массы m.

3. СПЕКТР ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

Здесь мы привели сравнение вычисленных по формуле (5) спектров А-гиперонов с экспериментальными данными [16-19], полученными для энергий E₀: 53, 200, 900 и 7000 ГэВ для столкновения протонов на различных коллайдерах. При сравнении с экспериментальными данными мы выбирали множитель С пропорциональным температуре T, поскольку полное число испущенных частиц $\sim T^3$. Для кривой 1- температура T = 134 МэВ, для кривой 2 - T = 187 МэВ, для кривой 3 - T = 272 МэВ, для кривой 4 - $T = 454 \text{ M} \Rightarrow \text{B}$. Заметим, что наш расчет воспроизводит экспериментальные данные не хуже модели кварк-глюонных струн [6] (см. рис. 1). Как замечено в [5], учет образования резонансов практически не влияет на форму спектра. На рис. 1 приведены данные в относительных величинах, поэтому расчетные кривые привязаны к ним с помощью нормирующего множителя С в формуле (5), но множитель С выбирался пропорциональным температуре Т с коэффициентом пропорциональности, общим для всех рассмотренных случаев.

Из рис. 1 видно, что средний поперечный импульс $\langle p_T \rangle$ испущенных частиц увеличивается с энергией сталкивающихся протонов. Он также увеличивается с температурой и массой испускаемой частицы. На рис. 2 приведена зависимость среднего импульса $\langle p_T \rangle$ от массы *m* испускаемой частицы при энергии протонов 7 ТэВ для Большого адронного коллайдера. Эта зависимость согласуется с точками, найденными в модели кварк глюонных струн [6]. В нашем случае она разбивается на область изменения масс *m* < 0.3 ГэВ/*c*², когда

 $\langle p_T \rangle = 1/2 \sqrt{\frac{3}{2}T(\frac{3}{2}T+2m)}$ находится как среднеквадратический импульс, и m > 5 ГэВ/ c^2 , когда

 $\langle p_T \rangle = \frac{1}{2}9T \left(\frac{\frac{3}{2}T+m}{9T}\right)^{1/9}$ находится из микроканонического распределения на хвостах спектра согласно формуле (3). В промежуточной области изменения масс 0.3 < m < 5 ГэВ/ c^2 средний импульс $\langle p_T \rangle$ находится как линейная интерполяция между этими двумя выражениями.

Эта зависимость при m > 5.10 ГэВ/ c^2 соответствует массам возможных гипотетических состо-



Рис. 1. Распределения по поперечному импульсу p_T Λ -гиперонов, образующихся в столкновениях протонов при энергиях \sqrt{s} : (1) 53, (2) 200, (3) 900 ГэВ, (4) 7 ТэВ. Сплошные линии – результаты вычислений по формулам (5), (6); точки – экспериментальные данные; кружки – данные из [16], квадраты – данные из [17], треугольники вверх – данные из [18], треугольники вниз – данные из [19].

яний многокварковых самородков. Они предполагаются нейтральными и могут представлять собой кандидаты на роль частиц темной материи.

Эта гипотеза о существовании таких кварковых самородков указывается в ряде работ (см., например, [7]), а в работе [6] предложено искать подобные гипотетические небарионные состояния измеряя зависимость среднего поперечного импульса от массы частицы. Ход зависимости $\langle p_T \rangle$ от массы *m* испускаемой частицы имеет характерный вид. При переходе от мезонных состояний к барионным изменение массы $\delta \ln m = 1$ приводит к изменению импульса $\delta \ln \langle p_T \rangle = 1$, а при переходе к более тяжелым гипотетическим небарионным состояниям их массы должны изменяться с шагом $\delta \ln m = 1$ [6]. Эти гипотетические состояния отмечены при m > 10 ГэВ/ c^2 точками.

4. МЯГКИЕ ФОТОНЫ В *pp* СТОЛКНОВЕНИЯХ И ПРОЯВЛЕНИЕ ВКЛАДА В СПЕКТР БОЗОНА X17

В эксперименте [9] изучались мягкие фотоны, испускаемые в *pp* столкновениях при начальном импульсе 450 ГэВ/*c* на фиксированной мишени. Интерпретация эксперимента на основе механизма bremsstrahlung не воспроизводит наклон спектра [9].



Рис. 2. Ход среднего поперечного импульса $\langle p_T \rangle$ образующихся частиц в зависимости от их массы *m* для столкновений протонов на Большом адронном коллайдере при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Сплошная линия –результат нашего расчета, точки – данные из работы [6].

Вонг в ряде работ [8, 20] предложил интерпретировать эти данные на основе температурного спектра, подбирая соответствующую температуру и вводя вклад от распада бозона X17 на фотоны. Существование новой частицы — бозона X17 с массой, примерно равной 17 МэВ/ c^2 , впервые экспериментально было предсказано в ряде работ [21, 22] группы АТОМКІ.

Наша интерпретация импульсных спектров фотонов заключается в использовании формулы (5) при m = 0 с температурой для фотонов согласно формуле (6), где за счет малости константы связи для электромагнитного взаимодействия энергия E_0 была уменьшена в соответствующее число раз, т.е., в 137 × 14.7 раз. Соответствующая температура T = 7.4 МэВ. Вклад от распада бозона X17 с массой $m \approx 17$ МэВ/ c^2 с испусканием фотона можно учесть по формуле (5) аналогично работе [8].

Все распределения пропорциональны температуре T, чтобы воспроизвести пропорциональность $N \sim T^3$. Более правильно для мягких фотонов использовать Бозе распределение с учетом движения среды:

...

-

$$\frac{dN}{dp_T} = Cp_T T \left[\exp\left(\gamma \frac{\sqrt{m^2 + p_T^2} - m - \langle \upsilon_\perp \rangle p_T}{T}\right) - 1 \right]^{-1}.$$
 (7)



Рис. 3. Спектры мягких фотонов, испускаемых в столкновениях протонов на фиксированной мишени при импульсе 450 ГэВ/с, в зависимости от поперечного импульса фотонов pr. Сплошная линия – наш расчет в соответствии с формулой (7) с учетом вклада испускания фотонов от распада бозона X17; штриховая линия – наш расчет без учета вклада бозона X17; штрихпунктирная линия — вклад от испускания фотонов при распаде X17; точки — экспериментальные данные из работ [8, 9].

Для вклада испускания фотонов при распаде бозона X17 использовалось $C \sim \frac{p_T}{\sqrt{m^2 + p_T^2} - m}$ с m = 17 МэВ/ c^2 , для фотонов при m = 0 коэффициент C не зависит от p_{T} . В отличие от работ Вонга, мы не фитировали экспериментальные данные, а вычислили температуру по формуле. Однако мы не претендуем на абсолютную величину распределения. Поэтому наши расчеты были нормированы на экспериментальные данные [8, 9].

На рис. 3 приведен экспериментальный спектр мягких фотонов – точки [9], а также расчет с учетом бозона Х17 (сплошная линия) и без него (штриховая линия), штрихпунктирная линия – вклад от бозона Х17. Из рис. 3 видно, что без учета вклада от бозона Х17 расчет недооценивает экспериментальные данные, а с учетом этого вклада воспроизводит их.

То есть такая интерпретация спектра мягких фотонов (его ужесточение) может служить еще одним свидетельством в пользу существования новой частицы – бозона Х17.

5. ПРИРОДА БОЗОНА Х17

Предсказанный в работах [21, 22] бозон Х17 возможно проявляется в спектре мягких фотонов. Это было рассмотрено в предыдущем разделе и сообщалось в работах Вонга [8, 20]. В работе Вонга [8] предложена интерпретация этого бозона как результат объединения КХД и КЭД. При этом объединение производится для двумерных КХД₂×КЭД₂ в модели трубки.

Здесь мы предлагаем видоизмененную модель трубки, основываясь на монографиях [23, 24]. При этом согласно [23, 24] плотность энергии трубки р складывается из двух членов:

$$\rho = A + G. \tag{8}$$

Первый член А определяется напряженностью поля E:

$$A = 2\frac{1}{4\pi}E^2\pi r^2,$$
 (9)

где напряженность $E = \frac{\Phi}{4\pi r^2} = \frac{g}{4\pi r^2}$, а константа связи $\alpha = \frac{g^2}{4\pi}$, r — радиус трубки. Второй член выражается через мешковую константу $B = 0.17 \ \Gamma \Rightarrow B/\phi M^3$:

$$G = B\pi r^2 \frac{\alpha}{\alpha_s},\tag{10}$$

2020

где нами введено отношение α/α_s константы α к константе сильного взаимодействия α_s. Константа α может быть константой сильного взаимодействия $\alpha = \alpha_s$, а может быть константой электромагнитного взаимодействия $\alpha = \alpha_e = 1/137$. То есть, также как и Вонг [8], рассматриваем и адронную при $\alpha = \alpha_s$ и электромагнитную при $\alpha = \alpha_e$ трубки. Радиусы трубок определяются из

минимума энергии, приходящейся на единицу длины, а константа сильного взаимодействия $\alpha_s \approx 0.5$, как и в работе Вонга.

Согласно модели трубки, натянутой между двумя кварками [23], можно найти массы образующихся адронов, а в случае электромагнитной трубки массу бозона X17.

Для колеблющейся прямолинейной струнытрубки получаем массу *M*:

$$M^2 = 2\pi\rho n, \tag{11}$$

где n — квантовое число. Для адронной трубки при n = 1 получаем $M \approx 140 \text{ МэB}/c^2$ для π^0 -мезона. Для электромагнитной трубки при том же радиусе трубки получаем массу нейтрального бозона X17 $M \approx 17 \text{ МэB}/c^2$. По формуле $M^2 = 2\pi\rho m$ можно получить и резонансы, где m — кратно сложенная струна с вращением. Так можно получить массу ρ — мезона, а для электромагнитной струны массу бозона 35 МэB/ c^2 , полученную в работе Вонга.

Отметим, что эти результаты получены в нашем подходе по формулам, отличным от работы Вонга. В своей работе [8] Вонг предлагает интерпретировать бозон X17 как частицу темной материи, поскольку он нейтрален, не барион и может быть составной частицей астрофизических объектов большой массы.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в упрощенной гидродинамической модели (термодинамической со средней скоростью разлета вторичных частиц) найдено описание спектров гиперонов и мягких фотонов для широкой области высоких энергий сталкивающихся протонов. Предложено по зависимости среднего поперечного импульса от массы испускаемой частицы искать частицы темной материи кварковые самородки, которые нейтральны и не являются барионами.

Дана интерпретация экспериментальных данных по спектрам мягких фотонов с помощью новой частицы — бозона X17, который нейтрален и не является барионом. Он может образовывать массивные объекты темной материи в астрофизике. Обосновывается наличие массы бозона X17, равной 17 МэВ/ c^2 , исходя из электромагнитной трубки при объединении двумерных КХД₂ × КЭД₂.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарен В.В. Вечернину и М.Б. Жалову за обсуждение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

- 1. Fermi E. // Prog. Theor. Phys. 1950. V. 5. P. 570.
- Pomeranchuk Ya.I. // Dokl. Akad. Nauk. 1951. V. 78. P. 889 (in Russian).
- Landau L.D. // Izv. Akad. Nauk SSSR. Ser. Fiz. 1953. V. 17. P. 51 (in Russian).
- 4. *Emelyanov V.M., Timoshenko S.L., Strikhanov M.N. //* Vvedeniye v relyativistskuyu yadernuyu fiziku [Introduction to Relativistic Nuclear Physics]. 2004. Moscow: Fizmatlit (in Russian).
- 5. *Goldansky V.I., Nikitin Yu.P., Rosenthal I.L.* // Kinematicheskiye metody v fizike vysokikh energiy [Kinematic Methods in High Energy Physics]. 1987. Moscow: Nauka (in Russian).
- 6. Piskounova O. // arXiv: 1908.10759v5 [hep-ph]. 2020.
- Pace VanDevender J. et al. // Sci. Rep. 2020. V. 10. P. 17903; arXiv: 2004.12272v3 [hep-ph]. 2020.
- 8. Wong C.-Y. // arXiv: 2001.04864v5 [nucl-th]. 2020.
- Belogianni A. et al. (WA91 Collab.) // Phys. Lett. B. 2002. V. 548. P. 129 (2002).
- 10. D'yachenko A.T. // Phys. At. Nucl. 1994. V. 57. P. 1930.
- D'yachenko A.T., Gridnev K.A., Greiner W. // J. Phys. G. 2013. V. 40. P. 085101.
- D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2020. V. 84. P. 301
- D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // EPJ Web Conf. 2019. V. 204. P. 03018.
- D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // Phys. At. Nucl. 2019. V. 82. P. 1641.
- 15. D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // Phys. At. Nucl. 2020. V. 83. P. 553.
- Drijard D. et al. (ISR Collaboration) // Z. Phys. C. 1982. V. 12. P. 217.
- Abelev B.I. et al. (STAR Collab.) // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. P. 064901.
- Aamodt K. et al. (ALICE Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2011. V. 71. P. 1594.
- Khachatryan V. et al. (CMS Collab.) // J. High Energy Phys. 2011. V. 05. P. 064; arXiv: 1102.4282v2 [hep-ex]. 2011.
- Wong C.-Y. // Phys. Rev. C. 2010. V. 81. P. 064903; arXiv: 1001.1691v3 [hep-ph]. 2010.
- Krasznahorkay A.J. et al. // Phys. Rev. Lett. 2016.
 V. 116. P. 042501; arXiv: 1504.01527v1 [nucl-ex]. 2015.
- 22. *Krasznahorkay A.J. et al.* // arXiv: 1910.10459v1 [nucl-ex]. 2019.
- Abramovsky V.A., Gedalin E.V., Gurvich E.G., Kancheli O.V.// Neuprugiye vzaimodeystviya pri vysokikh energiyakh i khromodinamika [Inelastic Interactions at High Energies and the Chromodynamics]. 1986. Tbilisi: Metsniereba (in Russian).
- Barbashov B.M., Nesterenko V.V. // Model' relyativistskoy struny v fizike adronov [Relativistic String Model in Hadron Physics]. 1987. Moscow: Energoatomizdat.

Spectra of Secondary Particles in High-Energy Proton—Proton Collisions in the Thermodynamic Model and the Possibility of Detection of Particles of Dark Matter

A. T. D'yachenko^{1, 2, *}

¹Emperor Alexander I Petersburg State Transport University, St. Petersburg, 190031 Russia ²Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute, National Research Centre "Kurchatov Institute", Gatchina, Leningrad obl., 188300 Russia *e-mail: dyachenko_a@mail.ru Received June 5, 2020; revised June 5, 2020; accepted June 5, 2020

Abstract–In a simple thermodynamic model, the transverse momentum distributions are found for Λ -hyperons produced in pp collisions at ultrarelativistic energies. Studying the behavior of the average transverse momentum depending on the mass of the emitted particle shows that it is possible to search for large mass quark nuggets as possible candidates for the role of dark matter particles. An interpretation of the spectra of soft photons with respect to the transverse momentum in *pp* collisions is also given taking into account the boson X17, a new particle, a possible candidate for the role of dark matter particles.

Keywords: ultrarelativistic proton collisions, thermodynamic model, transverse momentum distribution, quark nuggets, soft photons, X17 boson, tube model for $QCD_2 \times QED_2$, dark matter particles

——— ПЕРСПЕКТИВНЫЕ КОНСТРУКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ ————

УДК 53.086

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОЭНТРОПИЙНОГО СПЛАВА AlCoCrFeNi МЕТОДОМ АТОМНО-ЗОНДОВОЙ ТОМОГРАФИИ

© 2020 г. С. В. Рогожкин^{*a*, *b*}, А. С. Шутов^{*a*, *}, А. А. Хомич^{*a*}, А. А. Никитин^{*a*, *b*}, А. А. Лукьянчук^{*a*}, О. А. Разницын^{*a*}, L. Meshi^{*c*}

^аИнститут теоретической и экспериментальной физики имени А.И. Алиханова Национального исследовательского центра "Курчатовский институт",

ул. Б. Черемушкинская, 25, Москва, 117218 Россия

^bНациональный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Каширское ш., 31, Москва, 115409 Россия

^cDepartment of Materials Engineering, Ben Gurion University of the Negev, P.O. Box 653, Beer-Sheva, Israel

**E-mail: Anton.Shutov@itep.ru* Поступила в редакцию 01.06.2020 г. После доработки 23.07.2020 г. Принята к публикации 23.07.2020 г.

В работе представлены исследования высокоэнтропийного сплава AlCoCrFeNi методами атомнозондовой томографии. Обнаружены две фазы, одна из которых обогащена Fe и Cr, а другая Ni и Al. В силу сложной морфологии поверхности и пространственной конфигурации фаз их анализ проведен различными статистическими методами. Фаза Fe—Cr имеет сотовую структуру, содержащую частицы Co с характерным размером от 1 до 10 нм. Обогащение границ сот атомами Fe и Cr достигает 50 ат. %. В свою очередь фаза Al—Ni обогащена каждым из данных элементов до 30 ат. %. и содержит в себе наноразмерные выделения атомов Fe и Cr. Объемная плотность этих кластеров составляет $6 \cdot 10^{17}$ см⁻³.

Ключевые слова: атомно-зондовая томография, алгоритмы восстановления данных, высокоэнтропийные сплавы

DOI: 10.1134/S2079562920010145

введение

Новый класс материалов - высокоэнтропийные сплавы (ВЭС) [1, 2], состоящие из четырех или более металлических элементов с почти эквиатомной концентрацией, принципиально отличаются во многих аспектах от обычных сплавов с одним или двумя базовыми элементами и демонстрируют уникальные свойства. ВЭС не только обладают потенциалом для применения в экстремальных или особых условиях эксплуатации за счет улучшения традиционных свойств, но за счет реализации новых специфических комбинированных свойств. Создание ВЭС также затрагивает ряд новых фундаментальных вопросов материаловедения. Уникальные свойства ВЭС, а именно высокая удельная энтропия [1, 3], медленная диффузия [3, 4] и сильное искажение решетки [3, 5], как ожидается, могут повысить стабильность фаз и микроструктуры, в целом, и, как следствие, повысить стабильность механических свойств. ВЭС продемонстрировали впечатляющую радиационную стойкость. Эти результаты делают данные материалы привлекательными для применения в ядерной технике [6].

Эквиатомный сплав Кантора CoCrFeMnNi демонстрирует как высокую пластичность [7, 8], прочность на растяжение [9, 10], так и высокую стойкость к разрушению при низких температурах [8, 10]. Сплав Al0.5CoCrCuFeNi демонстрирует высокое сопротивление усталости [11], а сплавы CoCrFeNiTi и AlCoCrFeNiTi – высокую износостойкость [12].

В литературе достаточно подробно исследовался сплав AlCoCrCuFeNi, демонстрирующий высокие механические свойства [13, 14]. Эквиатомный сплав AlCoCrCuFeNi содержит в основном фазы, обогащенные Al-Ni и Cr-Fe, с ОЦКструктурами, причем обогащенная Al-Ni фаза является упорядоченной фазой типа В2, а обогащенная Cr-Fe фаза является неупорядоченной фазой [15]. Чтобы исключить образование обогащенных Си фаз на границах и внутри зерен, для уменьшения количества фаз, этот элемент был исключен в новых сплавах типа AlCoCrFeNi [16-19]. В [18] было показано, что сплав AlCoCrFeNi затвердевает в дендриты и интердендриты, внутри которых также обнаруживаются две или три фазы.

В работе [20], было показано в сплаве AlCoCrFeNi матрица B2 областей дендрита (DR) и интердендрита (ID) содержит домены с различным порядком. В области ID наблюдался ближний порядок доменов, а в области DR наблюдается дальний прядок доменов с вектором упорядочения модуляции 1/5 [110]. Оценка деформации на границе раздела частицы/матрица указывает на остановку роста частиц в области DR.

Целью настоящей работы является детальных анализ химического состава фаз сплава AlCoCrFeNi методом атомно-зондовой томографии с целью изучения распределения химических элементов на границах фаз и их значимости в процессе формирования наноструктуры материала. Дополнительно продемонстрирована эффективность различных методов статистической обработки данных атомно-зондовой томографии применительно к анализу наноразмерных фаз, имеющих сложную пространственную конфигурацию.

1. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Сплав AlCoCrFeNi с эквиатомным соотношением элементов был отлит (см. [20]) из 99.9% чистых компонент сплава в вакуумной дуговой плавильной печи в атмосфере очищенного Ar. Отливки представляли собой диск диаметром 30 мм и высотой 13 мм. Плавление повторялось пять раз. Отливки переворачивали между каждой плавкой, чтобы улучшить химическую однородность. Расплав оставляли для затвердевания в водоохлаждаемом тигле из меди для кристаллизации.

Для приготовления образцов для атомно-зондовой томографии из исходного сплава методом электроэрозионной резки в водной среде приготавливались заготовки размерами $0.3 \times 0.3 \times 10$ мм³. Используемый метод не создает напряжений при приготовлении образцов и, тем самым, не приводит к каким либо объемным изменениям, в отличие от методов механической резки. Кроме того, наличие водной среды и особенности метода препятствуют нагреву образца свыше 100°С. Дальнейшее утонение заготовок проводилось стандартными методами электрохимической анодной электрополировки для формирования вершины образца с радиусом закругления 15-50 нм и конусностью образца-иглы менее 0.1. Контроль полученных образцов-игл проводился с помощью просвечивающего электронного микроскопа ЈЕОЈ 1200 ЕХ.

Для исследования распределения химических элементов в структурных составляющих сплава применялся атомно-зондовый томограф с фемтосекундным лазерным испарением ПАЗЛ-3D, разработанный в НИЦ "Курчатовский институт" – ИТЭФ [21]. В проведенном исследовании использовался детектор на линиях задержки DLD80 с эффективностью детектирования ~90%. 3D-ре-конструкция расположения атомов в образце проводилась специальным программным обеспечением "KBAHTM-3D" [22].

Представленные данные были получены при постоянном напряжении на образце 2–9 кВ, длительности лазерного импульса – 300 фс, частоте лазерных импульсов – 25 кГц, мощности лазера ~11 мВт, гармонике – 515 нм, температуре образца – 50 K, вакууме в процессе исследования на уровне $(5-7) \cdot 10^{-10}$ торр. Средняя интенсивность испарения: 5 атомов на 1000 воздействий лазером. Оптимизация условий сбора данных выполнена аналогично [23].

Для анализа атомно-зондовых данных используется широкий круг методов [24]. Для визуализации — атомные карты исследованных объемов, либо их частей. Помимо этого, был использован ряд других методов характеризации материала: частотные распределения элементов, метод ближайших соседей, метод парно-корреляционных функций, метод анализа локальных химических обогащений, метод "point-by-point", метод построения изоповерхностей и проксиграмм.

Частотный метод представляет собой статистический анализ распределения концентраций атомов в выборках некоторого размера (обычно по сто единиц атомов). Теоретически, в случайном растворе данное распределение должно принимать вид биноминального распределения. В случае наличия в исследуемом объеме ряда фазовых состояний, частотное распределение содержит несколько локальных максимумов, соответствующих различным фазам материала [25].

Метод локального химического анализа позволяет проводить поиск областей, обогащенных по выбранному элементу, и определять средние значения концентраций выбранных элементов в обнаруженных областях [26]. Для достижения этого проводится подсчет концентраций всех элементов в заданном радиусе вокруг каждого атома выбранного сорта. По полученным данным для каждого элемента строится гистограмма его концентраций. В том случае если в анализируемом материале элемент распределен равномерно, его гистограмма будет представлена одним пиком, отвечающим значению средней концентрации. Отклонение реального распределения, такое как смещение пика, будет свидетельствовать о неравномерности распределения химического элемента в объеме. Обнаружение нескольких пиков означает наличие нескольких устойчивых фаз в объеме.

Элемент	Fe	Cr	Ni	Al	Со
Fe–Cr фаза	32.1 ± 0.1	41.3 ± 0.1	11.0 ± 0.1	0.6 ± 0.1	15.1 ± 0.1
Al–Ni фаза	20.3 ± 0.1	7.1 ± 0.1	28.1 ± 0.1	24.8 ± 0.1	19.9 ± 0.1

Таблица 1. Химический состав фаз, обогащенных по Fe, Cr или по Al, Ni, высокоэнтропийного сплава AlCoCrFeNi (ат. %)

дить характеризацию переходного слоя фаза-матрица для частиц произвольной геометрической формы при помощи концентрационного профиля. Для этого строится опорная изоконцентрационная поверхность вокруг изучаемой области. Данная поверхность замкнутая и ограничивает область, в которой концентрация по определенному элементу (группе элементов) выше заданной. Выбор элемента (группы элементов) происходит либо визуально по атомной карте, если это возможно, либо после проведения предварительных процедур интегрального структурно-фазового анализа (частотные методы, метод локального химического анализа и др.). В первом случае, концентрация подбирается так, чтобы граница поверхности совпадала с границей, визуально различимой области обогащения. Во втором случае концентрация выбирается методом подбора. В процессе подбора концентрации необходимо учесть два аспекта. Во-первых, необходимо исключить наличие поверхностей, появление которых вызвано флуктуациями концентраций выбранных элементов. Во-вторых, необходимо избежать фрагментации интересующих областей обогащения на меньшие поверхности. Таким образом, в процессе подбора, значения пороговой концентрации постепенно увеличиваются до тех пор, пока маленькие (радиус менее 1 нм) частицы не исчезнут, а оставшиеся крупные частицы не начнут разделяться на более маленькие. Для этого необходимо остановиться в тот момент, когда размер и форма крупных неоднородностей перестанет существенно меняться при незначительном увеличении пороговой концентрации. Оставшиеся после этого поверхности станут опорными для метода "проксиграмм" (proxigram сокращение от proximity histogram). Это позволит провести анализ переходного слоя вокруг каждого из этих объектов при помощи концентрационного профиля, точкой отсчета которого будет соответствующая поверхность. Профили концентраций строятся в направлении перпендикулярном к поверхности и захватывают область внутри и вне обогащенной области.

Метод проксиграммы [27] позволяет прово-

Для достижения лучшей производительности и необходимой точности рассматриваемого метода, при построении изоповерхности используется метод "marchin cube" [28]. Сглаживание полученной изоповерхности проводится при помощи алгоритма "делокализации" [29] с использованием ядра Епанчинкова [30].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ТОМОГРАФИЧЕСКИХ АТОМНО-ЗОНДОВЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Примеры атомных карт исследованных объемов представлены на рис. 1. На изображениях отчетливо видны области, обедненные и обогащенные хромом и алюминием, что соответствует различным фазам материала. В подтверждение этому на рис. 2 представлено частотное распределение хрома (каждый блок содержал 100 атомов), которое показывает наличие двух фаз с различным содержанием этого элемента (~7 и 41 ат. %). Учитывая эти различия, можно утверждать, что это обогащенные области внутри дендритной или интердендритной фазы [20]. Анализ химического состава этих фаз обнаружил, что одна из фаз обогащена по Сг и Fe, а другая — по Ni и Al. Средний химический состав этих фаз представлен в табл. 1.

Стоит отметить, что обогащенная хромом фаза является неоднородной по его обогащению, а содержит наноразмерные особенности в виде областей обогащения хромом, которые окружают области, обогащенные кобальтом.

3.1. Анализ и характеризация особенностей Fe—Cr фазы

Fe–Cr фаза примечательна значительным содержанием хрома, и низким содержанием никеля и алюминия. Однако, как можно заметить, на рис. За и Зб, хром в данной фазе распределен неравномерно, а образует "сотовую структуру". Несмотря на то, что этот эффект легко обнаружить визуально, частотная диаграмма на рис. 4, построенная для данной фазы, не показывает явного присутствия двух фаз в виде двух раздельных пиков, а лишь немного отличается уширением по сравнению с теоретическим распределением, от-



Рис. 1. Примеры атомных карт ВЭС AlCoCrCuFeNi. Для наглядности показано 10% детектированных атомов.

вечающем случайному распределению атомов хрома по объему. Данный факт свидетельствует о необходимости проведения характеризации данной фазы более точными методами, такими как метод локального химического анализа. Анализ при помощи изоповерхностей обнаруживает, что Fe-Cr фаза содержит частицы, обогашенные кобальтом (см., рис. 5б). Далее приведены результаты применения статистических методов, демонстрирующих наличие 2-х устойчивых состояний хрома в данной фазе: в кобальтовых частицах и в сотовой структуре. На рис. 6 показан результат анализа локального химического обогащения рассматриваемой области. Анализ проводился путем построения сфер радиусом 1.2 нм вокруг атомов кобальта. На графике видно присутствие 2-х отчетливых пиков хрома, соответствующих приблизительно 2.5 и 50.0 ат. %. Таким образом, необходимо отметить, что непосредственно Fe—Cr фазе соответствует состояние с обогащением хрома до 50 ат. %, тогда как в кобальтовых частицах, находящихся в матрице этой фазы, концентрация хрома существенно падает. Этот отчетливо видно на представленном линейном концентрационном профиле (рис. 7в), построенном по области, выделенной цилиндром на рис. 76, проходящим через различные особенности рассматриваемой фазы (рис. 7а). границы профиля совпадают с границами вырезанной области.

Сложность формы кобальтовых частиц не позволяет эффективно характеризовать их радиальным или линейным (рис. 7) концентрационными профилями. Для дополнения и уточнения был

Элемент	Fe	Cr	Ni	Al	Co
Матрица	31 ± 1	43 ± 2	14 ± 1	0.6 ± 0.2	13.9 ± 0.9
Со–Fе частицы	48 ± 4	4 ± 3	20 ± 3	2 ± 1	26 ± 3

Таблица 2. Химический состав матрицы и включений в Fe-Cr фазе (ат. %)



Рис. 2. Частотные распределения хрома в исследованных объемах ВЭС AlCoCrFeNi, представленных на рис. 1а и 16 соответственно.

применен достаточно новый метод характеризации выделений произвольной формы — метод "проксиграмм". На рис. 8а показана одна частица, выделенная изоповерхностью, построенной по опорной концентрации 18.5 ат. % кобальта с размером сетки вокселей 0.5 нм и параметром делокализации 2 нм. По данной изоконцентрационной поверхности был построен концентрационный профиль — "проксиграмма", показанный на рис. 7б.

На представленном рисунке видно, что концентрация хрома, характерная для рассматриваемой фазы, падает с 50 ат. % снаружи до нескольких атомных процентов при приближении к центру



Рис. 3. Область Fe–Cr фазы BЭC AlCoCrFeNi в объеме, представленном на рис. 16 (а). Распределение хрома в поперечном сечении толщиной 10 нм (б).



Рис. 4. Частотное распределение хрома в Fe-Cr фазе BЭC AlCoCrFeNi (объема, показанного на рис. 3).



10 нм

Рис. 5. Область Fe–Cr фазы ВЭС AlCoCrFeNi, декорированная изоповерхностью кобальта (поверхность оранжевого цвета) с концентрацией 13.6 ат. %.

частицы. Также нужно отметить рост концентраций никеля и алюминия, что характерно для Al—Ni обогащенной фазы и рост концентрации железа до 50 ат. %, что для этой фазы не характерно. Более того, концентрация кобальта, изначально меньшая, чем никеля, возрастает к центру данной частицы до 30 ат. %, что превышает аналогичную концентрацию в Al—Ni фазе. В табл. 2 приведены усредненные данные по 39 обнаруженным частицам. Данный факт позволяет утверждать, что обнаруженные выделения не являются остатками или зародышами Al-Ni фазы, а являются уникальными объектами рассматриваемой системы.

Проведенный анализ показывает, что в Fe–Cr фазе наблюдаются сильные антикоррелированные флуктуации атомов Fe и Cr (см., например, построенный профиль на рис. 7а). В областях шириной несколько нм локальная концентрация Fe поднимается до 50 ат. %, а Cr до 50 ат. %. Эти противоположные флуктуации, а также сильно перепле-



Рис. 6. Результат анализа локального химического обогащения Fe–Cr фазы BЭC AlCoCrFeNi (объема, показанного на рис. 3).

тенная морфология приписываются спинодальному распаду обогащенных Fe и Cr фаз [31, 32].

3.2 Анализ и характеризация особенностей Al—Ni фазы

Хотя частотное распределение хрома в Al–Ni фазе не указывает на фазовые особенности (см., рис. 9), анализ атомной карты данной фазы обнаруживает наноразмерные области с повышенным содержанием хрома (см., рис. 10). Данные включения обладают почти сферической формой и могут быть идентифицированы методами поиска кластеров. Для их дальнейшей характеризации была использована процедура поиска кластеров методом максимального разделения [33] с параметрами поиска: радиус поиска r = 1 нм, концентрация Cr — не менее 37 ат. % в окрестности с радиусом г и минимальным размером кластера — 100 атомов. Были обнаружены кластеры с радиусами в диапазоне от 0.7 до 2.7 нм. Распределение кластеров по размерам представлено на рис. 11. Средний химический состав представлен в табл. 3. Объемная плотность кластеров составила (6 ± 2) · 10¹⁷ см⁻³.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проводилось исследование сплава типа AlCoCrFeNi. Были применены новейшие точные методы анализа атомно-зондовых данных, что позволило провести подробное исследование основных фазовых составляющих и выделений других фаз внутри основных. В исследованных объемах были обнаружены фазы, обогащенные либо по Fe и Cr, либо по Al и Ni. Этих фазы занимают значительную долю исследованных объемов и их размеры более сотен нанометров. Внутри Fe–Cr фазы были обнаружены частицы, обогащенные по Fe и Co. Их размер ~10 нм. Анализ показал, что в обнаруженных частицах имеется замещение Cr атомами Co и Fe, чья кон-

Таблица 3. Средний химический состав матрицы и кластеров в Al-Ni фазе (ат. %)

Элемент	Fe	Cr	Ni	Al	Со
Матрица	19.1 ± 0.9	4.6 ± 0.5	30 ± 2	24 ± 3	21.0 ± 0.7
Кластеры	17 ± 3	50 ± 4	14 ± 4	8 ± 3	12 ± 2



Рис. 7. Линейный концентрационный профиль (в), построенный по области, находящейся в Fe—Cr фазе (а), вырезанной в виде цилиндра (б). Границы показаны штрихпунктирными линиями.



Рис. 8. Проксиграмма кобальтовой частицы в Fe–Cr фазе BЭC AlCoCrFeN: (а) кобальтовая частица, декорированная изоповерхностью с опорной концентрацией 18.5 ат. % Со; (б) концентрационный профиль, построенный перпендикулярно к изоповерхности (отрицательные значения координат по направлению внутрь частицы, а положительные значения – вне ее).

центрация возрастает в 3 и в 1.5 раза по сравнению с концентрацией в матрице, соответственно. Концентрации Fe и Co увеличиваются по мере приближения к центру обнаруженных частиц. Внутри Al–Ni фазы были обнаружены включения, обогащенные по Fe и Cr. Состав данных частиц, совпадает с матрицей Fe–Cr фазы, что позволяет предположить, что они могут быть зародышами данной фазы внутри Al—Ni фазы. Объемная плотность обнаруженных кластеров составила (6 \pm \pm 2) \cdot 10¹⁷ см⁻³.

БЛАГОДАРНОСТИ

Представленные в настоящей работе результаты выполнены при финансовой поддержке гранта РФФИ



Рис. 9. Частотное распределение хрома в Al-Ni фазе ВЭС AlCoCrFeNi (объема, показанного на рис. 16).



Рис. 10. Атомная карта Al–Ni фазы BЭC AlCoCrFeNi. Для наглядности показано 10% зарегистрированных атомов. На атомной карте справа представлены области с содержанием Cr более 37 ат. %.



Рис. 11. Распределение кластеров по размеру в Al-Ni фазе ВЭС AlCoCrFeNi.

№ 18-38-00859. Томографические атомно-зондовые исследования выполнены в Центре коллективного пользования КАМИКС (http://kamiks.itep.ru/) НИЦ "Курчатовский институт" – ИТЭФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

- Yeh J.-W., Chen S.-K., Lin S.-J., Gan J.-Y., Chin T.-S., Shun T.-T., Tsau C.-H., Chang S.-Y. // Adv. Eng. Mater. 2004. V. 6. No. 5. P. 299–303.
- Cantor B., Chang I.T.H., Knight P., Vincent A.J.B. // Mater. Sci. Eng. A. 2004. V. 375–377. P. 213–218.
- Yeh J.-W. // J. Miner. Met. Mater. Soc. 2015. V. 67. P. 2254–2261.
- Tsai K.-Y., Tsai M.-H., Yeh J.-W. // Acta Mater. 2013. V. 61. P. 4887–4897.
- Egami T., Guo W., Rack P.D., Nagase T. // Metall. Mater. Trans. A. 2014. V. 45. P. 180–183.
- Zinkle S.J., Snead L.L. // Ann. Rev. Mater. Res. 2014. V. 44. P. 241–267.
- Salishchev G.A., Tikhonovsky M.A., Shaysultanov D.G., Stepanov N.D., Kuznetsov A.V., Kolodiy I.V., Tortika A.S., Senkov O.N. // J. Alloys Compd. 2014. V. 591. P. 11.
- 8. Gali A., George E.P. // Intermetallics. 2013. V. 39. P. 74.
- Kang M., Won J.W., Kwon J.B, Na Y.S. // Mater. Sci. Eng. A. 2017. V. 707. P. 16.
- Gludovatz B., Hohenwarter A., Catoor D., Chang E.H., George E.P., Ritchie R.O., // Science. 2014. V. 345. No. 6201. P. 1153.
- Hemphill M.A., Yuan T., Wang G.Y., Yeh J.W., Tsai C.W., Chuang A., Liaw P.K. // Acta Mater. 2012. V. 60. P. 5723–5734.

- 12. Chuang M.-H., Tsai M.H., Wang W.-R., Lin S.-J., Yeh J.-W. // Acta Mater. 2011. V. 59(16). P. 6308.
- Tong C.J., Chen M.R., Chen S.K., Yeh J.W., Shun T.T., Lin S.J., Chang S.Y., // Metall. Mater. Trans. A. 2005. V. 36A. P. 1263–1271.
- Yeh J.W., Chen Y.L., Lin S.J., Chen S.K. // High-Entropy Alloys—a New Era of Exploitation, in: Ramirez H.B., Cabanas-Moreno J.G., Calderon-Benavides H.A., Ishizaki K., Salinas Rodriguez A. (Eds.), Advanced Structural Materials. 2007. V. III. P. 1–9.
- 15. Singh S., Wanderka N., Murty B.S., Glatze U.I, Banhart J. // Intermetallics. 2011. V. 59. P. 182–190.
- Lin C.M., Tsai H.L. // Intermetallics. 2011. V. 19. P. 288–294.
- Shun T.T., Du Y.C. // J. Alloys Compd. 2009. V. 479. P. 157–160.
- Wang Y.P., Li B.S., Ren M.X., Yang C., Fu H.Z. // Mater. Sci. Eng. A. 2008. V. 491. P. 154–158.
- Shun T.T., Hung C.H., Lee C.F. // J. Alloys Compd. 2010. V. 495. P. 55–58.
- Linden Y., Pinkas M., Munitz A., Meshi L. // Scr. Mater. 2017. V. 139. P. 49–52.
- 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. 428–433.
- Алеев А.А., Рогожкин С.В., Лукьянчук А.А., Шутов А.С., Разницын О.А., Никитин А.А., Искандаров Н.А., Корчуганова О.А., Кириллов С.Е. Программный комплекс по восстановлению, обработке и анализу томографических атомно-зондовых данных "КВАНТМ-3D" V1.0.0. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2018661876, рег. 20.09.2018

- Raznitsyn O.A., Lukyanchuk A.A., Shutov A.S., Rogozhkin S.V., Aleev A.A. // J. Anal. Chem. 2017. V. 72. No. 14. P. 1404–1410.
- 24. *Miller M.K.* Atom Probe Tomography: Analysis at the Atomic Level. 2000. New York: Kluwer Academic.
- 25. Godfrey T.J., Hetherington M.G., Sassen J.M., Smith G.D.W. // J. de Physique. 1988. V. 49. No. C6. P. 421–426
- Hyde J.M., Cerezo A., Williams T.J. // Ultramicroscopy. 2009. V. 109. P. 502–509.
- 27. *Gault B., Moody M.P.* // Atom Probe Microscopy. Springer Ser. Mater. Sci. 2012. No. 160. P. 240–242.

- Lorensen W.E., Cline H.E. // Comput. Graphics. 1987. V. 21. No. 4. P. 163–169.
- 29. Gault B., Moody M.P. // Atom Probe Microscopy. Springer Ser. Mater. Sci. 2012. V. 160. P. 233–235.
- Epanechnikov V.A. // Theory Prob. Appl. J. 1969. V. 14. No. 1. P. 153–158.
- 31. *Miller M.K., Kenik E.A.* // Microsc. Microanal. 2004. V. 10. No. 3. P. 336–341.
- Miller M.K., Hyde J.M., Hetherington M.G., Cerezo A., Smith G.D.W., Elliott C.M. // Acta Metall. Mater. 1995. V. 43. P. 3385–3401.
- Manzoni A., Daoud H., Völkl R., Glatzel U., Wanderka N. // Ultramicroscopy. 2013. V. 132. P. 212–215.

Atom Probe Tomography of High-Entropy Alloy AlCoCrFeNi

S. V. Rogozhkin^{1, 2}, A. S. Shutov^{1, *}, A. A. Khomich¹, A. A Nikitin^{1, 2}, A. A. Lukyanchuk¹, O. A. Raznitsyn¹, and L. Meshi³

¹Alikhanov Institute for Theoretical and Experimental Physics of National Research Centre "Kurchatov Institute", Moscow, 117218 Russia

²National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia ³ Department of Materials Engineering, Ben Gurion University of the Negev, P.O. Box 653, Beer-Sheva, Israel *e-mail: Anton.Shutov@itep.ru

Received June 1, 2020; revised July 23, 2020; accepted July 23, 2020

This paper represents results of study of the AlCoCrFeNi high-entropy alloy by means of atom probe tomography. Two phases were found, one of which is enriched in Fe and Cr, and the other in Ni and Al. Due to the complex surface morphology and spatial configuration of the phases, their analysis was carried out by various statistical methods. The Fe–Cr phase has a honeycomb structure that contains Co particles with a size from 1 to 10 nm. Enrichment of the cell boundaries with Fe and Cr atoms reaches 50 at. %. In turn, the Al–Ni phase is enriched with each of these elements up to 30 at. % and contains nanoscale precipitates of Fe and Cr atoms. The number density of these clusters is $\sim 6 \cdot 10^{17}$ cm⁻³.

Keywords: atom probe tomography, data reconstruction algorithm, high entropy alloys

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2020, том 11, № 3, с. 152–161

ИНЖЕНЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

УДК 539.53.083

МОДЕРНИЗАЦИЯ И МЕТОДИКА УДЕРЖАНИЯ РАБОЧЕГО РЕЖИМА УСТАНОВКИ ОГРАН (ОПТОАКУСТИЧЕСКАЯ ГРАВИТАЦИОННАЯ АНТЕННА)

© 2020 г. В. Н. Руденко^{*a*, *b*, *, Н. Л. Квашнин^{*c*}, А. А. Луговой^{*c*}, С. И. Орешкин^{*a*, *b*}, С. М. Попов^{*a*}, А. А. Самойленко^{*a*}, М. Н. Скворцов^{*c*}, И. С. Юдин^{*a*}}

^а Астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ им. М.В. Ломоносова, Университетский проспект, 13, Москва, 119992 Россия ^bИнститут ядерных исследований РАН, пр.60-летия Октября, 7а, Москва, 117312 Россия ^cИнститут лазерной физики СО РАН, пр. Лаврентьева, 13/3, Новосибирск, 630090 Россия *E-mail: valentin.rudenko@gmail.com Поступила в редакцию 07.08.2020 г. После доработки 10.08.2020 г. Принята к публикации 12.08.2020 г.

Рассматривается модернизированный вариант комбинированного оптоакустического детектора гравитационного излучения ОГРАН. Эта подземная установка, расположенная в Баксанской нейтринной обсерватории, предназначена для поиска коллапсирующих звезд в Галактике совместно с нейтринным телескопом БПСТ. Оба инструмента обладают чувствительностью, позволяющей регистрировать коллапсы в нашей Галактике как редкие явления со средним темпом 0.03 события в год. Наблюдения проводятся в форме непрерывного синхронного мониторинга астрофизического фона по обоим каналам регистрации. Жесткие требования предъявляется к системам удержания рабочих режимов обоих установок. Проблема оказывается нетривиальной для гравитационного детектора ввиду сложности его систем автоматического регулирования и тонкой настройки рабочей точки. По этой причине методика и техника удержания ОГРАН в режиме мониторинга описана в деталях. Также, кратко представлены характеристики детектора ОГРАН после модернизации.

Ключевые слова: гравитационное излучение, гравитационные детекторы, лазерные интерферометры **DOI:** 10.1134/S2079562920010157

1. ВВЕДЕНИЕ

После первой регистрации в 2015 г. всплеска гравитационно-волнового излучения от слияния релятивистской двойной системы с компонентами из черных дыр (ВН) [1], до конца 2017 г. удалось обнаружить и другие подобные события [2, 3]. Детектирование этих сигналов было выполнено с помощью установок ЛИГО [1] – больше-базовых (4 км) лазерных интерферометров на подвесных зеркалах, которые работают как измерители гравитационного градиента, переносимого гравитационной волной (ГВ). Важной ступенью явилась регистрация уже тремя детекторами (включая аналогичный интерферометр ВИРГО в Европе) всплеска GW170814 от слияния BHдвойной (M₃₀ M) с расстояния 540 Мпс [4], что позволило на порядок уменьшить зону локализации источника на небесной сфере. до ~60 кв. град. Наконец, был зарегистрирован ГВсигнал от слияния нейтронных звезд (NS), совпавший по времени с гамма импульсом GRB170817A (с задержкой 1.7 с) [5], подтвердив гипотезу рождения коротких гамма всплесков в результате слияния NS-двойной. Все эти факты позволяют уверенно говорить о фактическом возникновении нового гравитационно-волнового канала получения астрофизической информации. Они также прогнозируют эффективность многоканальной астрономии, то есть стратегии параллельного наблюдения за транзиентами на детекторах разной физической природы. С сожалением следует констатировать отсутствие гравитационно-волновых интерферометров типа ЛИГО и ВИРГО в России, хотя отечественной физической школе принадлежит ряд ключевых идей в развитии этого направления [6]. Единственным гравитационно-волновым детектором в килогерцевом диапазоне частот является установка ОГРАН в Баксанской Нейтринной Обсерватории (ИЯИ РАН), созданная совместными усилиями РАН и МГУ [7, 8].



Рис. 1. Блок-схема установки ОГРАН.

Идея создания ГВ-детектора как акустического цилиндрического резонатора (болванки), соединенного с оптической полостью Фабри–Перо (ФП), образованной зеркалами, прикрепленными к торцам болванки, рассматривалась в [9, 10]. Было подчеркнуто новое качество такой комбинации: (а) более сложная структура отклика на ГВ-сигнал, содержащая раздельно акустические и оптические части, (б) возможность получения чувствительности на уровне акустических броуновских шумов в ограниченном спектральном частотном диапазоне из-за малого обратного флуктуационного влияния оптического считывания. Реализация этой идеи была воплощена в виде проекта ОГРАН. Начальная версия ОГРАН подробно описана в [7, 8].

Поскольку такой комбинированный оптоакустический детектор работает в зоне продольного акустического резонанса болванки, он неизбежно является узкополосным приемником. Однако ширина полосы приема зависит от уровня оптических (в пределе квантовых) шумов ФП интерферометра. Увеличивая оптическую добротность $\Phi\Pi$ резонатора (его резкость, или finesse) можно добиться заметного расширения полосы. Такого рода работы были выполнены в процессе модернизации ОГРАН в 2018-2020 гг. Результаты по снижению шумового уровня и расширению полосы детектора описаны ниже. Кроме того, представлена методика и техника автоматического поддержания рабочего режима ОГРАН, необходимая для выполнения длительных наблюдений в режиме непрерывного мониторинга грави-градиентного наземного фона.

2. КОНСТРУКЦИЯ ДЕТЕКТОРА

Установка ОГРАН имеет в своем составе акустический резонансный детектор (цилиндр из алюминиевого сплава с центральным осевым каналом), лазер оптической накачки Nd:YAG и два интерферометра Фабри–Перо (рис. 1).

Оптическая часть включает в себя также три изолятора Фарадея, по одному в каждом плече и третий на выходе лазера в качестве вентильного элемента для исключения попадания обратного луча в лазер. В каждом плече установлено по два фотодетектора: Pd1, Pd3 - фотоприемники на отражение, Pd2, Pd4 – фотоприемники на пропускание; на выходе обоих каналов установлены ССD-камеры для визуального контроля оптической моды. Часть схемы, включающая в себя пьезо-манипулятор PZT с блоком управления PZT Driver и фотоприемником Pd5, служит для компенсации остаточной амплитудной модуляции (см. ниже). Основной детектор GD служит для стабилизации частоты лазера. Таким образом, его возмущения преобразуются в фазовые изменения частоты лазера. Второй детектор – дискриминатор D используется для преобразования полезного сигнала из светового в электрический.

Подробно конструкция и принцип работы антенны ОГРАН была описана в [7, 8]. Она имела следующие физико-технические характеристики: эффективная масса акустического детектора M = = 10³ кг, длина L = 2 м, частота акустического резонанса $\omega_0/2\pi = 1.3$ кГц при $Q = 10^5$. Параметры оптической части были следующими: длина волны лазера 1064 нм, полная мощность лазера W = 2 Вт, эффективная мощность в контурах полостей ФП – 0.05 Вт, резкость (finesse) F = 3000 в полости детектора, F = 1500 в полости дискриминатора, контраст интерференции $C \sim 0.2$. Кривая чувствительности (спектральная плотность шумовых деформаций – стрейнов) представлена в [7]. Откуда следует, что обнаруживаемыми являются деформации ($\Delta L/L$)_f ~ 1 · 10⁻¹⁸ Гц^{-1/2} в полосе пропускания $\Delta f \sim 30$ Гц и ($\Delta L/L$)_f ~ 1 · 10⁻¹⁹ Гц^{-1/2} в полосе $\Delta f \sim 4$ Гц вокруг центральной частоты 1.3 кГц.

3. ПЕРЕСТРОЙКА ЛАЗЕРА И СТРУКТУРА МОД ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФАБРИ–ПЕРО

В процессе работы осуществляется непрерывная перестройка частоты лазера, которая необходима для двух целей. Во-первых, для настройки частоты лазера на частоту моды интерферометра Фабри–Перо. Во-вторых, для удержания частоты лазера на центральной частоте моды посредством работы цепей обратной связи. Такое удержание именуется "захватом за моду резонатора" или просто "захватом".

Как подробно описано в [7, 8], лазер имеет три канала перестройки — один "медленный", до нескольких сотен герц, и два "быстрых". "Медленный" канал — единственный способный перестраивать частоту лазера в широком диапазоне — используется как для настройки частоты лазера на моду и для режима захвата. "Быстрые" каналы нужны только для реализации захвата.

Важнейшей частью установки является програмноаппаратный комплекс, позволяющий дистанционно управлять всеми ее параметрами, а также автоматически поддерживать работу в режиме службы.

В зависимости от сигнала с фотодетектора от частоты излучения лазера во всем диапазоне перестройки лазера (1.2 ГГц), который обеспечивает "медленный" канал, присутствует набор повторяющихся пиков. Каждый пик соответствует случаю, когда одна из компонент лазерного излучения совпадает с частотой одной из мод резонатора Фабри-Перо.

Если бы частота лазера изменялась прямо пропорционально напряжению, прикладываемому к пьезокерамике "медленного" канала, то мы бы наблюдали моды, возникающие через равные промежутки, соответствующие межмодовому интервалу



Рис. 2. Качественный вид зависимости выходных сигналов фотодетекторов от частоты лазерного излучения. Основной выход фотодетектора – выход фотодетектора на отражение по переменному току (AC out), вспомогательный выход фотодетектора – выход фотодетектора на отражение по постоянному току (DC out), индикаторный фотодетектор – фотодетектор на пропускание.

интерферомента Фабри-Перо. Однако, в процессе перестройки лазерного резонатора может произойти перескок мод лазера, что приводит к непрогнозируемому скачкообразному изменению частоты генерации. Частотные интервалы между такими перескоками больше межмодового расстояния интерферометра.

При идеальном согласовании лазерного пучка с основной модой интерферометра на графике зависимости сигнала с фотодетектора от частоты излучения лазера будут присутствовать только пики, соответствующие основной моде резонатора и их сайдбэнды, отстоящие по обе стороны на частоту модуляции (рис. 2). В действительности на графике будут присутствовать пики разной высоты, соответствующие другим пространственным модам.



Рис. 3. Фотграфия осциллограммы, полученной в результате сканирования моды резонатора Фабри–Перо. Боковые пики – сайдбэнды, отстоящие от центральной частоты на частоту модуляции, в данном случае – 10.7 МГц.

4. СКАНИРОВАНИЕ, ЗАХВАТ И ПОДЗАХВАТ

Сканирование частотой лазера оптических резонаторов является одной из основных операций, используемых при настройке экспериментальной установки и при осуществлении захвата частоты лазера за резонансную частоту интерферометра Фабри-Перо.

В процессе настройки установки ОГРАН требуется находить и выделять основную моду интерферометра Фабри–Перо. Наиболее удобным инструментом для этого является метод сканирования частотой лазера моды интерферометра. Суть этого метода заключается в следующем: в канал перестройки частоты лазера подается сигнал, который является суммой небольшого регулируемого по амплитуде периодического сигнала (раскачка) и некоторого постоянного напряжения (постояное смещение). В результате частота лазера сканирует некоторый интервал, определяемый амплитудой раскачки, в районе фиксированной частоты, определяемой постоянным смещением. Форму резонансной кривой интерферометра можно наблюдать визуально на экране осциллографа в режиме ХҮ. Соответствующая осциллограмма из реального эксперимента представлена на рис. 3.

В рабочем режиме интерферометры в обоих плечах установки находятся в захвате. Захват реализуется следующим образом: в режиме сканирования частота лазера подстраивается под частоту моды. Затем уменьшается ампитуда раскачки до минимальной, при которой еще возможно удер-

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ том 11 № 3 2020

живать частоту лазера на частоте пика интерферометра, после чего замыкаются цепи обратной связи. Если захват произведен успешно, то на изображении с видеокамеры соответствующего интерферометра наблюдается устойчивая картина светового пятна моды интерферометра Фабри–Перо.

Режим подзахвата реализуется постоянным включением высокочастотных петель обратной связи. В этом режиме захват осуществляется автоматически без участия оператора, но только если частота лазера не сильно отличается от частоты моды интерферометра, за которую осуществляется захват. При работающем подзахвате оператору достаточно подвести частоту лазера близко к частоте моды, и, когда мода "подзахватится", включить полный захват, добавив к обратной связи низкочастотный канал с большим диапазоном удержания.

5. АППАРАТНАЯ ЧАСТЬ, ИНТЕРФЕЙС И АЛГОРИТМЫ

Управление экспериментальной установкой ОГРАН осуществляется от персонального компьютера по шине USB 2.0. Приемо-передающие блоки обоих каналов включают в себя коммерческие модули LCard E14-440, имеющие в своем составе АЦП 14 бит/400 КГц для подключения до 16 дифференциальных каналов или 32 с "общей землёй", 16 каналов цифрового ввода и вывода, совместимые с TTL логикой, а также по 2 канала ЦАП 12 бит/±5 В.



Рис. 4. Вид окна управления основным каналом с выключенным режимом захвата.



Рис. 5. Вид окна управления каналом интерферометра с выключенным захватом.

Программный интерфейс реализован в виде нескольких блоков. Окно управления основным каналом LASER ADJUST представлено на рис. 4:

POWER и **LD** – включение и выключение блока электроники и тока диодов накачки лазера;

PHASE — подстройка фазы сигнала, поступающего на синхронный детектор;

SCAN AMPL V – амплитуда сканирования частоты лазера;

PZT VOLTAGE – напряжение на "медленной" пьезокерамике (рабочая точка);

TEMP Nd:YAG и **Curr LD Set** — отображение состояния температурного режима лазера и тока диодов накачки;

TASER LOCK CONTROL		INTERFEROMETER LOCK CONTROL	
PAST P21 3.0- 1.5- 0.0- 		3.0- 1.5- 0.0- -1.5- 5- 5-	
SLOW PZT	UNLOCK	SLOW PZT	
240- 155- 70- -15- -100- 324 4	VIDEO CH2 24 30.83	240 - 155 - 70 - -15 - -100 - 50 150	UNLOCK -75.16

Рис. 6. Интерфейс программы управления в режиме полного захвата.

(d) настройка основных параметров работы лазера: температура, ток диодов накачки;

LOCК – управление захватом;

VIDEO — включение/выключение видеоканала, отображающего пространственную моду интерферометра первого канала;

CH2 – переключение на окно настройки второго канала.

В окнах **PD OUT** и **SD OUT** отображаются сигналы с выходов фотоприемников на отражение и на просвет. Проходы "вперед" и "назад" при ненулевой амплитуде сканирования прорисовываются красным и синим цветом соответственно.

Окно управления каналом интерферометра **INTERFEROMETER ADJUST** представлено на рис. 5:

PHASE — подстройка фазы сигнала, поступающего на синхронный детектор;

SCAN AMPL V – амплитуда сканирования длины интерферометра;

PZT VOLTAGE — напряжение на пьезокерамике интерферометра (рабочая точка);

LOCK – управление захватом.

В режиме полного захвата вид окон обоих каналов меняется, интерфейс программы управления выглядит следующим образом (рис. 6):

FAST PZT и **SLOW PZT** – отображение сигналов на "быстрой" и "медленной" керамике в режиме осциллографа;

UNLOCK – выключение захвата;

Кроме того, в дополнительном окне выводится сигнал с видеокамеры, установленной на выходе интерферометра основного канала (на просвет).

На практике экспериментальная установка ОГРАН не может поддерживаться в режиме полного захвата бесконечно. Самопроизвольный выход из захвата обычно происходит в результате внешней электрической или сейсмической наводки, перескока моды лазера, выхода рабочей точки за пределы динамического диапазона и т.д. Так как это может произойти не на глазах оператора, нами разрабатывается методика автоматического захвата (захвата без участия оператора).

6. МЕТОДИКА АВТОМАТИЧЕСКОГО ЗАХВАТА

Предварительный алгоритм автоматического захвата реализуется следующим образом. Начальные условия:

На основной вход канала 1 поступает сигнал с фотоприемника в отраженном сигнале (DC out), на дополнительный вход – сигнал с фотоприемника в отраженном свете (AC out), и, в качестве контрольного, – сигнал с фотоприемника в проходящем свете. Быстрые кольца обратных связей включены, медленное кольцо не включено, частота лазера (SlowPZT пьезокерамика) сканируется на величину меньше межмодового интервала



Рис. 7.

интерферометра и вручную установлена вблизи моды пропускания интерферометра.

После нажатия кнопки LOCK:

 Отключаются каналы для сигналов отработки обратных связей по выходам EOM и FastPZT, таким образом отключается "подзахват"; в окне PDout форма сигнала становится лоренцевой с частотными возмущениями.

2) При нулевой амплитуде сканирования записываются сигналы с DC выходов фотоприемников в отраженном и в проходящем свете.

3) Определяется положение (напряжение на выходе SlowPZT) максимального уровня сигнала в пропускании и минимального в отражении.

4) При амплитуде сканирования порядка *k* (определяется заранее) ширин резонанса частота лазера итерационно подстраивается в область максимального по амплитуде резонанса интерферометра, включается "подзахват", на канале FastPZT появляется сигнал отработки с некоторым смещением относительно нуля.

5) Изменением сигнала на SlowPZT сигнал с FastPZT подводится к нулю, амплитуда сканирования уменьшается до нуля, запоминается напряжение на SlowPZT и включается кольцо обратной связи на SlowPZT. После этого предполагается, что частота лазера стабилизирована по моде интерферометра.

6) Для проверки, что стабилизация осуществлена в нужной точке, измеряется напряжение на выходе SlowPZT и оно сравнивается с ранее запомненным. Возможен контроль уровня сигналов с фотоприемников в проходящем (отраженном) свете и типа моды с камеры в проходящем свете. При разнице напряжений SlowPZT до и после стабилизации, превышающей некоторое заранее определенное значение, или невыполнение других условий, считается, что захват был неуспешным, и процедура автоматического захвата повторяется. После *n* неуспешных захватов выводится сообщение об ошибке, и процесс автоматической стабилизации прерывается.

7) Если п. 6 выполнен, то программа переходит в режим контроля состояния системы стабилизации. Контроль осуществляется по значению уровня мощности с фотоприемника в проходящем (отраженном) свете, изменению напряжения на выходе SlowPZT и FastPZT. Возможна проверка других критериев контроля состояния системы стабилизации.

7. ОСНОВНЫЕ АСПЕКТЫ МОДЕРНИЗАЦИИ ДЕТЕКТОРА

7.1. Улучшение сейсмо-акустической изоляции

Несмотря на подземное расположение антенны ОГРАН, остаточные механические колебания окружающей среды отрицательно сказались на стабильности ее функционирования. Измерительная часть установки была наиболее восприимчива к их влиянию. Это в основном частотный дискриминатор, имеющий форму цилиндрической полости $\Phi\Pi$, изготовленной из оптического стекла ULE (ситал), расположенного в вакуумной камере на тяжелом оптическом столе. Благодаря тому, что дискриминатор установлен в вакуумной камере в вертикальном положении, предъявляются повышенные требования к его сейсмоизоляции. Для этих целей была разработана антисейсмическая подвеска, которая включает в себя многозвенный антисейсмический фильтр и акустическую звукоизоляцию вакуумной камеры. Этот антисейсмический фильтр состоит из системы нескольких колец из нержавеющей стали, разделенных таблетками изолирующего материала (viton) Размер таблеток был выбран из расчета суммарной нагрузки верхних колец и корпуса дискриминатора. Нижние прокладки больше по размеру. Коническая система колец использовалась как более устойчивая к боковым колебаниям наклонной моды. Верхнее кольцо опиралось на пружинную подвеску из нержавеющей стали. Демпфирование мягкой сетчатой губкой применялось для понижения собственной частоты. Выбрав размер и жесткость демпферов, а также уменьшив размер таблеток витона между кольцами фильтра, можно было снизить собственную частоту всего фильтра до 3 Гц с добротностью около 0.3. Переходная характеристика фильтра выглядит как ступенька с небольшим нарастанием резонанса 3 Гц и последующим спадом рис. 7. Крутизна спада определяется собственными частотами ступеней и их количеством.

Чтобы уменьшить внешнее акустическое воздействие, вакуумная камера дискриминатора была внешне покрыта двухслойной оболочкой из звукопоглощающего материала, такого как Comfort Mat толщиной 10 мм.

7.2. Оптические и электронные компоненты

а) Оптические части установки ОГРАН были радикально обновлены. Зеркала обеих полостей ФП были заменены высококачественными зеркалами (изготовленными в Laboratoire des Matériaux Avancés (LMA), Lion France). Новые зеркала имеют такую же геометрию, но очень низкие потери 1—2 ppm по поглощению и 3—6 ppm по рассеянию. После замены зеркал в ФП резонаторе акустического детектора его резкость повысилась до 25000, а в ФП дискриминатора до 75000, что привело к возрастанию коэффициента амплитудной передаточной функции больше одного порядка величины. Контрастность интерференции также была увеличена до 60%.

б) Следующий шаг был сделан в направлении подавления избыточных шумов. Одним из основных эффектов такого типа является нежелательная (паразитная) амплитудная модуляция оптической накачки. Стандартный режим антенны ОГРАН поддерживается системой обратной связи на частоте фазовой модуляции излучения накачки 10.5 МГц. Однако коммерческие фазовые электрооптические модуляторы из-за их неидеальных и неточных настроек приносят также остаточную (паразитную) амплитудную модуляцию излучения накачки. Детектирование такого излучения на фотоприемниках создает избыточный шум в опто-электронных цепях. Эффект остаточной амплитудной модуляции (ОЗУ) в электрооптических фазовых модуляторах до конца не изучен. Для борьбы с ним был использован эмпирический метод активного подавления ОЗУ на выходе фазового модулятора с использованием оптического волокна (детали см. в [11]). После применения подобной активной системы обратной связи шум ОЗУ подавляется более чем на 30 дБ.

в) Величина выходного сигнала ОГРАН пропорциональна мощности оптической накачки. Однако доступные фотоприемники имеют ограниченное рассеивание мощности. Кроме того, при работе на высоких частотах важна параллельная шунтирующая емкость фотодиода (для частоты модуляции 10.7 МГц эффект является значительным). Существует противоречие между большой рабочей областью, которая уменьшает плотность мощности, и малой шунтирующей емкостью диода. Сама по себе работа на высоком уровне мощности приводит к нагреву чувствительного слоя фотодиодов, что также увеличивает их емкость.

В улучшенной установке ОГРАН кремниевые фотодиоды в старой версии заменяются фотодиодами InGaAsP, которые имеют лучшую квантовую эффективность – 0.7 против 0.4 на длине волны 1064 нм. На практике коммерчески доступные фотодиоды могут эффективно работать при мощности 30-50 мВт на частотах в десятки мегагерц. При более высокой мощности сигнал на частоте 10.7 МГц шунтируется с увеличением мощности и перестает расти. Это ограничение можно преодолеть при переключении на многоканальное обнаружение для больших мощностей ~1 Вт, где каждый фотодиод обслуживает свою долю света. С улучшенной версией ОГРАН предварительные эксперименты проводились с 4- и 16-канальными детекторными матрицами с использованием делителей света. На практике трудно получить одинаковую оптическую мощность в каждом луче и настроить все каналы с максимальной эффективностью. Для этой цели планируется перейти на волоконно-оптические фотодетекторы.

Выше отмечены только самые важные модернизации, реализованные в новой версии ОГРАН. Однако ключевым фактором явилась замена стандартных зеркал интерферометров Фабри-Перо в обоих плечах антенны на зеркала высоких технологий. Это привело к возрастанию коэффициента преобразования сигнала от гравитационно-деформационной формы к оптоэлектронной более чем на порядок. В результате полоса эффективного приема сигналов GW на антенне ОГРАН расширилась пропорционально корню из величины резкости. Это иллюстрируется на рис. 8, который показывает спектральную плотность шума в стрейнах для модернизированной антенны в сравнении с первоначальной версией (эксперимент описан в [10]). На уровне $h \sim 10^{-18}$ Гц^{-1/2}, полоса приема расширена с 7 до 30 Гц.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье были представлены новые качества ГВ детектора ОГРАН после его модернизации. Описана процедура и техника его удержания в режиме непрерывного мониторинга. Однако предельная чувствительность этой установки попрежнему не может превышать уровня 10⁻²⁰ Гц^{-1/2} по возмущениям метрики, поскольку она ограни-



Рис. 8.

чивается тепловым броуновским шумом акустического детектора. Радикальный, но дорогостоящий способ преодоления этого барьера связан с глубоким охлаждением [12]. Менее затратный вариант, связанный с охлаждением акустического детектора до температуры жидкого азота 80 К предлагался в [13]. Результаты тестовых экспериментов [14] на пилотной модели не опровергают возможность повышения чувствительности такого "азотного варианта" антенны до уровня $3 \cdot 10^{-20}$ Гц^{-1/2}. Это уже соответствует сопоставимым радиусам зон расположения обнаруживаемых коллапсаров (взрывов сверхновых) по обоим наблюдательным каналам нейтринному и гравитационному.

Здесь уместно напомнить известный случай регистрации нейтрино и гравитационных сигналов от SN1987A [15, 16]. Это был пример поиска двухканальной корреляции между сигналами нейтринных телескопов и детекторами гравитационных волн, работавших при комнатной температуре. В последствии только нейтринные события были признаны "первым детектированием" нейтринного потока от коллапсирующей звезды [17].

Факт нейтрино-гравитационной корреляции в случае SN1987A не был подтвержден [18, 19] потому, что чувствительности твердотельных резонансных детекторов с пъезо регистраторами (детекторы Вебера) при комнатной температуре было недостаточно для обнаружения сигналов астрофизического происхождения. Опто-акустическая антенна ОГРАН даже без охлаждения имеет чувствительность на четыре порядка больше, чем у "веберовских" детекторов. В версии с охлаждением до азотной температуры, преимущество по чувствительности нарастает до пяти порядков.

В заключение отметим важность самой проблемы обнаружения "нейтрино-гравитационных сигналов" от коллапса. По-видимому, скрытая здесь физика процесса гораздо богаче, чем содержащаяся информация в гравитационных всплесках, излучаемых при слиянии релятивистских двойных. Фактически, структура такого всплеска ("чирпа") на спиральной стадии скручивания предсказывается достаточно хорошо уже в рамках теории Ньютона и дает информацию о параметры двойной системы (масса, полуось, частота). Тонкие релятивистские детали двойной системы пока еще не разрешимы, как и ядерные процессы на стадии слияния. Напротив, временная структура нейтринных и гравитационных всплесков от коллапсирующей звезды — это есть индикатор происходящих в ней ядерных процессов [20-22]. В частности, "отскоки" в ходе монотонного сжатия указывают на изменение уравнения состояния ядерной материи при увеличении плотности. температуры и т.д. Этот аргумент является основным мотивом программы БНО ИЯИ РАН для двухканального поиска коллапсаров в Галактике и её ближайшей окрестности (50-100 кпс).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность академикам С.Н. Багаеву, В.И. Пустовойту и А.М Черепащуку за неоднократные плодотворные обсуждения проблем с установкой ОГРАН и путей развития техники гравитационно-волновых детекторов в России. Данная работа поддержана грантом РФФИ 19-29-11010.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

- Abbott B.P., Abbott R., Abbott T.D. et al. (LIGO Collab. and Virgo Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. P. 061102.
- Abbott B.P., Abbott R., Abbott T.D. et al. (LIGO Collab. and Virgo Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. P. 241103.
- Abbott B.P., Abbott R., Abbott T.D. et al. (LIGO Collab. and Virgo Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. P. 221101.
- Abbott B.P., Abbott R., Abbott T.D. et al. (LIGO Collab. and Virgo Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. P. 141101.
- Abbott B.P., Abbott R., Abbott T.D. et al. (LIGO Collab. and Virgo Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. P. 161101.
- Rudenko V.N. // Phys. Usp. 2017. V. 60. P. 830. https://doi.org/10.3367/UFNe.2016.11.038088

- 7. Bagaev S.N. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. P. 114.
- Bagaev S.N., Bezrukov L.B., Kvashnin N.L., et al. // Instrum. Exp. Tech. 2015. V. 58. P. 257.
- 9. Kulagin V.V., Polnarev A.G., and Rudenko V.N. // Sov. Phys. JETP. 1977. V. 20. P. 319.
- 10. *Bichak I., Rudenko V.N.* Gravitatsionnyye volny v OTO i problema ikh obnaruzheniya [Gravitational Waves in GR and the Problem of Their Detection]. 1987. Moscow: MGU (in Russian).
- 11. Zhang W. et al. // Opt. Lett. 2014. V. 39. P. 1980.
- Astone P. et al. (IGEC-2 Collab.) // Phys. Rev. D. 2007. V. 76. P. 102001.
- Kulagin V.V. et al. // Phys. At. Nucl. 2016. V. 79. P. 1552. https://doi.org/10.1134/S1063778816130056; Yad. Fiz. Inzhin. 2016. V. 7. P. 59. https://doi.org/10.1134/ S2079562916010061
- 14. *Kvashnin N.N. et al.* // Phys. At. Nucl. 2017. V. 80. P. 1606.

https://doi.org/10.1134/S1063778817100039; Yad. Fiz. Inzhin. 2016. V. 7. P. 535 (2016). https://doi.org/ 10.1134/ S2079562916060038

- 15. Aglietta M. et al. // Europhys. Lett. 1987. V. 3. P. 1321.
- 16. Alexeyev E.N. et al. // Phys. Lett. B. 1988. V. 205. P. 209.
- 17. Hirata K.S. et al. // Phys. Rev. D. 1988. V. 38. P. 448.
- Dickson C.A., Schutz B.F. // Phys. Rev. D. 1995. V. 51. P. 2644.
- Rudenko V.N. et al. // J. Exp. Theor. Phys. 2000. V. 91. P. 845. https://doi.org/10.1134/1.1334976
- 20. Mayle R., Wilson J. R., and Schramm D. N. // Astrophys. J. 1987. V. 318. P. 288.
- 21. Melson T. et al. // Astrophys. J. 2015. V. 808. P. L42.
- Bisnovatyi-Kogan G.S. and Moiseenko S.G. // Phys. Usp. 2017. V. 60. P. 843. https://doi.org/10.3367/UFNe.2016.11.038112

Modernization and Methods of Maintaining the Operating Mode of the OGRAN (Optoacoustic Gravity Antenna) Setup

V. N. Rudenko^{1, 2, *}, N. L. Kvashnin³, A. A. Lugovoi³, S. I. Oreshkin^{1, 2}, S. M. Popov¹, A. A. Samoylenko¹, M. N. Skvortsov³, and I. S. Yudin¹

¹Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, 119992 Russia

²Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia

³Institute of Laser Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090 Russia

*e-mail: valentin.rudenko@gmail.com

Received August 7, 2020; revised August 10, 2020; accepted August 12, 2020

Abstract—An upgraded version of the combined optoacoustic gravitational radiation detector OGRAN is considered. This underground setup located at the Baksan Neutrino Observatory is designed to search for collapsing stars in the Galaxy in conjunction with the neutrino telescope BUST. Both instruments possess the sensitivity sufficient for registering collapses in our Galaxy as rare events with an average rate of 0.03 events per year. Observations are carried out in the form of continuous synchronous monitoring of the astrophysical background through both recording channels. Strict requirements are imposed on the systems for maintaining the operating modes of both installations. For the gravity detector, the problem is nontrivial owing to the complexity of its utomatic control systems and fine-tuning of the operating point. For this reason, the method and technique for maintaining the OGRAN detector in monitoring mode is described in detail. Also, the characteristics of the OGRAN detector after modernization are briefly presented.

Keywords: gravitational radiation, gravitational detector, laser interferometers

_____ УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ____ Для ядерных технологий

УДК 539.1.074

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ СТОЛКНОВЕНИЯ ЯДЕР ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ АДРОННОГО КАЛОРИМЕТРА

© 2020 г. А. Б. Курепин^{*a*, *}, А. Г. Литвиненко^{*b*, *c*}, Е. И. Литвиненко^{*b*}

^аИнститут ядерных исследований Российской академии наук, просп. 60-летия Октября 7А, Москва, 117312 Россия ^bОбъединенный институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл., 141980 Россия ^cГосударственный университет "Дубна", Дубна, Московская обл., 141982 Россия

> **E-mail: kurepin@inr.ru* Поступила в редакцию 21.05.2020 г. После доработки 13.06.2020 г. Принята к публикации 15.06.2020 г.

Определение центральности столкновения или величины параметра столкновения тяжелых ядер имеет большое значение для анализа всех экспериментальных данных и сравнения с теорией. Одним из методов является измерение числа спектаторов с помощью адронного калориметра, расположенного под малым углом к пучку ядер. Показано, что при достижимом разрешении адронного калориметра по энергии, точность определения параметра столкновения недостаточна для использования калориметра в проектах MPD/NICA и CBM/FAIR. Ошибка достигает 35% при энергии пучка 2.5 ГэВ даже для периферических столкновений. Вторичные процессы при прохождении спектаторов через ядро дают дополнительный вклад в ошибку для центральных столкновений и при средних центральностях.

Ключевые слова: эксперименты MPD/NICA и CBM/FAIR, калориметр, центральность, спектаторы **DOI:** 10.1134/S2079562920010066

введение

Несмотря на релятивистское сжатие сталкивающихся ядер в системе центра масс, в квазиклассическом приближении их поперечные размеры не изменяются даже при сверхвысоких энергиях. Очевидно, что результат взаимодействия ядер, особенно тяжелых ядер, будет зависеть от геометрии столкновения, т.е. от величины прицельного параметра. При нецентральном столкновении, асимметрия взаимодействия приводит к азимутальной зависимости выхода продуктов реакции, которая проявляется в виде эллиптического, или более высокого порядка, потока частиц. Сравнение экспериментальных данных с расчетами по релятивистской гидродинамике привело к заключению, что поток частиц испускается из образовавшегося при столкновении сгустка кварк-глюонной материи, в которой практически отсутствует вязкость [1].

Для сравнения с теорией важное значение имеет определение коэффициентов анизотропного потока заряженных частиц в зависимости от центральности столкновения при различных энергиях. Из довольно сильной зависимости коэффициентов асимметрии, особенно коэффициента (эллиптического потока), см. рис. 1, следует, что точность определения центральности должна быть не хуже 10%.

Практически во всех измерениях на установке ALICE (LHC) центральность определялась по измерению амплитуды сигнала сцинтилляционного детектора V0 [2], расположенного при больших быстротах, по данным центрального трекера ITS и по информации с время-проекционной камеры (TPC) [3, 4]. Для быстрот меньше 0.8 было получено, что число рожденных заряженных частиц близко к прямо пропорциональной зависимости от числа взаимодействующих нуклонов (N_{part}), напрямую связанных с центральностью [5] (см. рис. 2). Измерение распределения заряженных частиц по псевдобыстроте при различных центральностях позволяет исследовать точность предсказаний различных моделей HIJING, EPOS, KLN и др. [5].

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРА СТОЛКНОВЕНИЯ

Для уменьшения роли систематических ошибок при определении центральности большое значение имеет использование нескольких методов.

Одним из методов определения центральности столкновения тяжелых ядер является регистрация спектаторов, т.е., частиц, не испытавших вза-



Рис. 1. Эллиптический поток для инклюзивного рождения частиц в зависимости от центральности столкновения ядер свинца. Сплошные точки — энергия 5.02 ТэВ, открытые точки — 2.76 ТэВ [3].

имодействие во время столкновения. Тогда число частиц, участвующих в столкновении, которые определяют центральность, равно разности между числом нуклонов в ядре и числом спектаторов. Этот метод успешно используется при высоких энергиях на ускорителях SPS, RHIC и LHC, где спектаторы регистрируются адронными калориметрами, размещенными под малыми углами по отношению к пучку ядер [2].

Однако при более низких энергиях этот метод имеет ряд сушественных особенностей. Это, в частности, неоднозначность, связанная с потерей части спектаторов, уходящих в отверстие для прохода основного пучка, и недостаточное энергетическое разрешение адронных калориметров при низких энергиях. Если проблему неоднозначности удается решить за счет измерения асимметрии числа спектаторов, в зависимости от угла испускания [6], то проблема точности определения центральности, т.е. параметра столкновения, требует дополнительного рассмотрения. Оценка разрешения величины параметра столкновения для проекта были сделаны в работе [7]. В настоящей работе проведено более детальное рассмотрение проблемы.

Калибровка калориметра была проведена на протонном пучке в широком диапазоне энергий. Для описания экспериментальных данных необходимо привязать сигнал с адронного калориметра (n_{chan} (HCal)) к энергии падающего нуклона. При привязке считалось, что средняя величина $\langle n_{chan}$ (HCal) \rangle соответствует отклику на протон с энергией пучка E_b . Поэтому отклик адронного калориметра (каналы) пересчитывается в гига-электронвольты по следующей формуле:

$$E[\Gamma \ni B] = \alpha \cdot n_{\text{chan}} (\text{HCal});$$

$$\alpha[\Gamma \ni B/\text{kahan}] = E_b / \langle n_{\text{chan}} (\text{HCal}) \rangle.$$
(1)



Рис. 2. Зависимость полного числа рожденных частиц в интервале псевдобыстрот ($-3.5 < \eta < 5$) от среднего числа взаимодействующих нуклонов N_{part} [5].

При калибровке калориметра получено, что отклик калориметра E описывается распределением Гаусса [6]:

$$dP(E) = W(E)dE =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(E-E_b)^2}{2\sigma^2}\right)dE,$$
(2)

где дисперсия *D* численно равна:

$$D [\Gamma \Im B^{2}] = \sigma^{2} = 0.31 E_{b} (\Gamma \Im B), \qquad (3)$$

и среднеквадратичная ошибка:

$$\sigma [\Gamma \mathfrak{S} B] = 0.56 \sqrt{E_b [\Gamma \mathfrak{S} B]}.$$
 (4)

Отклик калориметра на прохождение спектатора дается распределением (2):

$$W(E_s)dE_s = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(E_s - E_b)^2}{2\sigma^2}\right) dE_s.$$
 (5)

Попадание в калориметр нескольких спектаторов (\tilde{N}_s) приводит к отклику E_t в \tilde{N}_s больше, чем от пучковой частицы:

$$E_t = E_b \cdot \tilde{N}_s. \tag{6}$$

Однако величину E_t могут дать события с другой центральностью, т.е., с другим числом спектаторов N_s таким, что $N_s \neq \tilde{N}_s$. Для определения точности центральности надо рассчитать ширину распределения величины N_s при условии:

$$E_t = E_s \cdot N_s. \tag{7}$$

Распределение E_s известно. Однако надо учесть, что полная энергия E_t , выделенная в калориметре при заданной центральности, также флуктуирует по распределению Пуассона с дисперсией:

$$D(E_t) = E_b^2 \cdot \tilde{N}_s. \tag{8}$$

Для нахождения распределения:

$$N_s = \frac{E_t}{E_s} \tag{9}$$

используем определение дисперсии частного двух случайных величин *x* и *y*, с математическими ожиданиями *X* и *Y*[8]:

$$D\left(\frac{x}{y}\right) = \frac{\sigma_x^2}{Y^2} - \frac{2X}{Y^3} \operatorname{cov}(x, y) + \frac{X^2}{Y^4} \sigma_y^2.$$
(10)

Для случайных величин E_t и E_s :

$$X = E_b \cdot \tilde{N}_s. \tag{11}$$

$$Y = E_b, \ \sigma_x = E_b \cdot \sqrt{\tilde{N}_s}, \ \sigma_y = \sigma.$$
 (12)

Поскольку E_t и E_s независимы:

$$\operatorname{cov}(E_t, E_s) = 0. \tag{13}$$

В итоге получаем:

$$D(N_s) = D\left(\frac{E_t}{E_s}\right) = \sigma_n^2\left(\frac{E_t}{E_s}\right),$$
 (14)

$$\sigma_n = \sqrt{\left(\tilde{N}_s + \frac{\tilde{N}_s^2}{E_b^2}\sigma^2\right)}.$$
(15)

Можно сравнить относительные погрешности для одиночного спектатора:

$$\delta_1 = \frac{\sigma}{E_b},\tag{16}$$

и для \tilde{N}_s спектаторов:

$$\delta_{\tilde{N}_s} = \frac{\sigma_n}{\tilde{N}_s} = \sqrt{\frac{1}{\tilde{N}_s} + \frac{\sigma^2}{E_b^2}} = \sqrt{\frac{1}{\tilde{N}_s} + \delta_1^2}.$$
 (17)

Видно, что вклад первого члена под корнем является существенным только для наиболее центральных событий. Для всех остальных событий $\delta_{\tilde{N}_s} \cong \delta_1$ и точность определения центральности определяется величиной разрешения калориметра по энергии.

Численная оценка для периферического события при энергии 5.5 ГэВ на нуклон и $\tilde{N}_s = 100$ дает оценку нижнего предела точности определения центральности 26%. При 2.5 ГэВ на нуклон точность – 37%.

Оценки распределения числа спектаторов при заданных значениях параметра столкновения b приведены на рис. 3. В результате вторичного взаимодействия спектаторов наблюдается различная ширина распределения числа спектаторов при различных центральностях, т.е., при различных величинах пробега спектатора в ядре в результате эффектов рассеяния и поглощения. Из рис. 3 видно, что даже при идеальном разрешении по энергии адронного калориметра точность определения центральности по регистрации числа спектаторов не может быть лучше 25% для центральных событий и около 10% для событий со средним значением параметра столкновения. При этом вся кинетическая энергия спектаторов сосредоточена в телесном угле 5°.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты оценки точности определения прицельного параметра или центральности столкновения совпадают с оценкой статьи [7]. Практически во всем диапазоне центральности относительная ошибка в определении прицельного параметра равна или больше относительной ошибки калибровки при энергии протонов равной энергии спектатора, или энергии на нуклон сталкивающихся ядер, которая при энергиях NICA достигает 25– 35%. Вторичные процессы при прохождении спек-



Рис. 3. Относительная ошибка распределения числа спектаторов при фиксированном значении параметра столкновения ядер золота по программе LAQGSM при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 9$ ГэВ.

таторов через ядро дают дополнительный вклад в ошибку для центральных столкновений и при средних центральностях. Невозможность улучшения разрешения по энергии калориметра при низких энергиях приводит к необходимости создания дополнительного детектора множественности, который в сочетании с адронным калориметром позволит определить прицельный параметр с точностью не хуже 10% во всем диапазоне центральности, как предлагается в работе [7].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

 Luzum M., Romatschke P. // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. P. 034915; arXiv:0804.4015 [nucl-th].

- ALICE Collab. // Phys. Rev. C. 2013. V. 88. P. 044909; arXiv:1301.4361 [nucl-ex].
- ALICE Collab.// J. High Energy Phys. 2018. V. 1807. P. 103; arXiv:1804.02944 [nucl-ex].
- ALICE Collab. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. No. 13. P. 132302; arXiv:1602.01119 [nucl-ex].
- ALICE Collab. // Phys.Lett. B. 2017. V. 772. P. 567; arXiv:1612.08966 [nucl-ex].
- 6. *Ivashkin A. et al.* // EPJ Web Conf. 2019. V. 204. P. 07002.
- Kurepin A., Litvinenko A., Litvinenko E. // EPJ Web Conf. 2019. V. 204. P. 03014; arXiv:1901.06508 [nucl-ex].
- 8. *Худсон Д.* Статистика для физиков. 1970. Москва: Мир.

Determination of the Centrality of Nuclear Collisions Using a Hadron Calorimeter

A. B. Kurepin^{1, *}, A. G. Litvinenko^{2, 3}, and E. I. Litvinenko²

¹Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, 60-letiya Oktyabrya ave. 7A, Moscow, 117312 Russia ²Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow oblast, 141980 Russia

³Dubna State University, Dubna, Moscow oblast, 141982 Russia

*e-mail: kurepin@inr.ru

Received May 21, 2020; revised June 13, 2020; accepted June 15, 2020

Abstract—The determination of the centrality of the collision or the magnitude of the impact parameter of the collision of heavy nuclei is of great importance for the analysis of all experimental data and comparison with theory. One method is to measure the number of spectators using a hadron calorimeter located at a small angle to the nuclear beam. It was shown that with an achievable energy resolution of the hadron calorimeter, the accuracy of determining the collision parameter is insufficient for using the calorimeter in the MPD/NICA and CBM/FAIR projects. The error reaches 35% at a beam energy of 2.5 GeV, even for peripheral collisions. Secondary processes during the passage of spectators through the nucleus give an additional contribution to the error for central collisions and at medium centralities.

Keywords: MPD/NICA and CBM/FAIR experiments, calorimeter, centrality, spectators

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2020, том 11, № 3, с. 166–170

_ УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ _ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

УДК 621.384.663

ПОДГОТОВКА И ПРОВЕДЕНИЕ ОБЛУЧАТЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ДЛЯ ЭКСПРЕСС-АНАЛИЗА ВОЛЬФРАМА И СТАЛИ НА ТЯЖЕЛОИОННОМ УСКОРИТЕЛЕ ТИПР-1

© 2020 г. К. Е. Прянишников^{а, b}, П. А. Федин^{а, c,} *, Р. П. Куйбида^{а, c}, Е. Р. Хабибуллина^{а, c}, Н. П. Бобырь^c, Т. В. Кулевой^{а, c}

^аИнститут теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова Национального исследовательского центра "Курчатовский институт", ул. Б. Черемушкинская 25, Москва, 117218 Россия

^bНациональный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Каширское ш. 31, Москва, 115409 Россия

^сНациональный исследовательский центр "Курчатовский институт",

пл. Академика Курчатова 1, Москва, 123182 Россия *E-mail: Fedin@itep.ru

Поступила в редакцию 04.06.2020 г. После доработки 09.07.2020 г.

Принята к публикации 10.07.2020 г.

В работе представлены результаты модернизации ускорителя ТИПр для облучений образцов из вольфрама с форм фактором 10 × 10 мм с целью имитации радиационно-индуцированных дефектов. Описана система измерения тока пучка, созданная для проведения экспериментов по облучению мишеней. Представлены результаты моделирования транспортировки пучка в выходном канале ускорителя и результаты измерений поперечных профилей пучка и тока на образцах.

Ключевые слова: тяжелые ионы, линейный ускоритель, имитационное облучение, моделирование динамики пучка

DOI: 10.1134/S207956292001011X

введение

Разработка современных ядерных и термоядерных реакторов требует использования устойчивых к радиационному воздействию конструкционных и функциональных материалов. В термоядерных реакторах возникает потребность в материалах для покрытия внутренних стенок вакуумной камеры, устойчивых к большим потокам плазмы, излучения и нейтронов высоких энергий. Одним из подобных материалов, является вольфрам и его сплавы с другими элементами [1]. Вольфрам отличается исключительными термомеханическими свойствами, высокой температурой плавления и теплопроводностью, что и позволяет использовать его в наиболее энергонапряженных местах установках. Именно на вольфрамовые части дивертора ИТЭР будут приходиться максимальные потоки ионов топлива – дейтерия и трития. Исследование радиационной стойкости материалов термоядерных реакторов, а также влияние нарабатываемых в ходе облучения дефектов их кристаллической структуры на эксплуатационные характеристики является важной задачей. Облучение пучками тяжелых ионов может быть использовано в качестве метода экспресс-моделирования перед проведением более полного исследования материалов на радиационную стойкость под нейтронным потоком. Имитационные эксперименты по радиационному повреждению образцов материалов, проводимые с помощью ускорителей, по сравнению с подобными экспериментами в реакторах отличаются быстротой выполнения и отсутствием наведенной радиоактивности.

В НИЦ "Курчатовский институт" – ИТЭФ на тяжелоионном ускорителе ТИПр с 2009 года выполняются эксперименты [2, 3] по облучению материалов ядерных реакторов для исследований радиационной устойчивости. Линейный ускоритель тяжелых ионов ТИПр разработан для ускорения тяжелых ионов до энергий 101 кэВ/нуклон с отношением массы к заряду до 60 [4]. Схема ТИПр представлена на рис. 1. Линейный ускоритель ТИПр работает в импульсном режиме с длительностью импульса 450 мкс при частоте повторения до одного импульса в две секунды. На ускорителе ТИПр установлен вакуумно-дуговой источник ионов металлов (ВДИИМ или MEVVA) [5].



Рис. 1. Схема ТИПр: 1 – инжектор, 2 – камера наблюдения № 1, 3 – электростатические линзы, 4 – структура с ПОКФ, 5 – камера наблюдения № 2, 6 – квадрупольные линзы Л1, Л2, Л3, 7 – камера мишени.

При проведении работ по облучению материалов ядерных реакторов (преимущественно сталей и сплавов циркония) для последующего экспрессанализа изменения структуры и свойств материалов использовался пучок ионов железа с энергией 5.6 МэВ. Геометрия мишенного узла позволяла проводить одновременное облучение до трех образцов диаметром 3 мм при потоке ионов на один образец до 100 мкА в диапазоне температур от комнатной до 500°С.

В 2018 году начаты работы по изучению радиационной стойкости образцов вольфрама с формфактором 10×10 мм². Облучение вольфрама ионами железа с энергией 5.6 МэВ позволяет создать профиль повреждений на глубину до 1.3 мкм с максимумом на глубине 1 мкм. Причем, примесь атомов железа, вносимая в вольфрам в процессе облучения с флуенсом 10¹⁴ см⁻², незначительна и не оказывает какого-либо влияния на дальнейшие исследования. По аналогии с предыдущими работами [6] был проведен поиск оптимальной конфигурации размещения образцов и моделирование распределения профиля распределения пучка для случаев облучения одного или четырех образцов одновременно. Для проведения эксперимента был изготовлен новый держатель для четырех образцов и профилометр [7–9]. Выходной канал ускорителя имел участок с узкой апертурой, что вызывало потери пучка, в результате чего ток на образцах не превышал 100 мкА. Для снижения этих потерь узкий участок был заменен и проделана работа по поиску нового режима облучения.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПУЧКА

Проведено моделирование динамики пучка ионов Fe^{2+} в канале вывода ускорителя ТИПр для облучения четырех подобных образцов (область облучения 21 × 21 мм). Режим настройки квадрупольных линз был выбран как компромисс между равномерностью облучения и интенсивностью. Огибающие пучка в канале показаны на рис. 2. Профили пучка в координате расположения об-

разцов показаны на рис. За, полный ток при этом равен 830 мкА. Для точного контроля тока пучка, приходящего на образцы, непосредственно перед ними установлен коллиматор квадратного сечения размером 21 × 21 мм. Профили пучка после коллиматора показаны на рис. Зб. Расчетный ток на образцах равняется 305 мкА. В данном режиме перепад от максимальной до минимальной плотности тока на образцах равен 15%. Таким образом замена узкого участка канала и новый режим позволили повысить интенсивность приблизительно в три раза.

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКА

Для выбранного по результатам моделирования динамики пучка рабочего режима работы квадрупольных линз было проведено измерение профиля пучка. Перед держателем образцов расположена система измерения ионного пучка профилометр и токоприемник с супрессором, предназначенный для определения тока пучка и размеров пучка в районе мишени. Профилометр содержит пять вертикальных и пять горизонтальных медных измерительных проволок (ламелей) диаметром 1 мм. Внешний вид профилометра с названиями ламелей показан на рис. 4.

В квадрупольных линзах Л2 и Л3 (рис. 1, поз. 6) расположены дополнительные обмотки. Изменяя ток в дополнительных обмотках, можно изменять угол поворота пучка и смещать центр пучка, тем самым сканируя пучком по измерительной ламели. Методика проведения измерения профиля пучка и перевод тока в дополнительных обмотках в расстояние, на которое перемещается пучок на мишени, описаны в [10]. На рис. 5а и 5б показаны измеренные вертикальный и горизонтальный профили пучка соответственно.

Из выполненных измерений горизонтального и вертикального профилей пучка следует, что по горизонтали (рис. 5а) мишень покрывается пучком полностью и с однородностью $\pm 10\%$ в области мишени (21 мм). При центрированном пучке сигналы с симметричных ламелей равны, а на

ПРЯНИШНИКОВ и др.



Рис. 2. Огибающие пучка в канале вывода пучка: Х – горизонтальная плоскость, У – вертикальная плоскость.



Рис. 3. Профили пучка на мишени до коллиматора (а) и после коллиматора (б), *X* – горизонтальная плоскость, *Y* – вертикальная плоскость.

центральной ламели значение тока максимально. Во время проведения имитационного эксперимента набранная доза рассчитывается исходя из снимаемого с двух перпендикулярных ламелей сигнала и используя коэффициенты, рассчитанные для известного профиля пучка.

Для корректных измерений тока пучка на образцах конструкция профилометра включает в себя электрод-супрессор для подавления тока вторичных электронов с измерителя тока пучка после коллиматора. Для этого на него подается отрицательный потенциал. Измеренная зависимость тока на токоприемнике от значения потенциала на супрессоре представлена на рис. 6. Начиная с -250 В на супрессоре ток пучка больше не изменяется, что свидетельствует о полном подавлении тока вторичных электронов, при это ток пучка равен 280 мкА.



Рис. 4. Устройство профилометра ионного пучка.



Рис. 5. Зависимость тока на ламелях от расстояния на мишени: (а) горизонтальный профиль; (б) вертикальный профиль.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для повышения интенсивности облучения четырех образцов с форм-фактором $10 \times 10 \text{ мм}^2$ на ускорителе ТИПр был заменен узкий участок канала вывода пучка, с помощью моделирования был найден новый рабочий режим транспортировки пучка. Выполненные измерения профиля пучка ионов железа, показывают, что значение плотности тока пучка по площади поверхности образцов не меняются более чем на 20% и суммарный ток на четыре образца равен 280 мкА. Данные параметры пучка полностью соответствуют требованиям проведения эксперимента по облучению образцов на ускорителе ТИПр для исследования радиационной стойкости материалов термоядерных реакторов, а также влияния нарабатываемых в ходе облучения дефектов на их эксплуатационные характеристики.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке НИЦ "Курчатовский институт" (Приказ № 1570 от 16.07.2019).



Рис. 6. Зависимость тока на токоприемнике от напряжения на супрессоре.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

- 1. Gilbert M.R. et al. // J. Nucl. Mater. 2014. V. 442. P. 755.
- Rogozhkin S.V., Nikitin A.A., Khomich A.A. et al. // Yad. Fiz. Inzhin. 2019. V. 9. No. 3. P. 245–258 (in Russian).
- Kulevoy T., Aleev A., Ivanov S., Kozlov A., Kropachev G., Kuibeda R., Nikitin A., Rogozhkin S., Semennikov A., Sharkov B., Zaluzhny A. // Proc. Intl. Topical Meeting on Nuclear Research Applications and Utilization of Accelerators. 2009. V. AP/P5 07. P. 1. https://doi.org/10.1134/S2079562918030120
- Kashinsky D., Kolomiets A., Kulevoy T., Kuybida R., Kuzmichov V., Minaev S., Pershin V., Sharkov B., Vengrov R., Yaramishev S. // Proc. EPAC. 2000. P. 854.
- Kulevoy T., Chalyhk B., Fedin P., Kozlov A. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. P. 02C102. https://doi.org/10.1063/1.4932386

- Fedin P.A., Saratovskikh M.S., Kuibeda R.P., Sitnikov A.L., Kulevoy T.V., Nikitin A.A., Rogozhkin S.V. // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1115. P. 032026. https://doi.org/10.1088/1742-6596/1115/3/032026
- Spitsyn A., Bobyr N., Kulevoy T., Fedin P., Semennikov A., Stolbunov V. // Fusion Eng. Des. 2019. V. 146A. P. 1313–1316. https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.02.065
- Bobyr N.P., Fedin P.A., Spitsyn A.V., Semennikov A.I., Kulevoy T.V. // Patent RF No. 186334. 2018 (in Russian).
- Bobyr N.P., Semennikov A.I., Fedin P.A., Kulevoy T.V., Spitsyn A.V. // Patent RF No. 187849. 2018 (in Russian).
- Fedin P.A., Kuibeda R.P., Saratovskikh M.S., Chalyhk B.B., Sitnikov A.L., Kulevoy T.V. // Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved., Fiz. 2016. V. 59. No. 9-3. P. 293–296 (in Russian).

Preparation and Performance of Irradiation Experiments on the HIPr-1 Heavy Ion Accelerator for Express Analysis of Tungsten and Steel

K. E. Pryanishnikov^{1, 2}, P. A. Fedin^{1, 3}, *, R. P. Kuibeda^{1, 3}, E. R. Khabibullina^{1, 3}, N. P. Bobyr ³, and T. V. Kulevoy^{1, 3}

¹Alikhanov Institute for Theoretical and Experimental Physics, Kurchatov Institute, Moscow, 117218 Russia

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

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

*e-mail: Fedin@itep.ru

Received June 4, 2020; revised July 9, 2020; accepted July 10, 2020

Abstract—This article discusses modernization of the HIPr accelerator for irradiation of tungsten samples with a 10×10 mm form factor aimed at simulating radiation induced defects. The measurement system of the beam current is developed for experiments on target irradiation. The simulation results of beam transport in the accelerator output channel are presented with the measurements of beam transversal profiles and current in the samples.

Keywords: heavy ions, linear accelerator, imitation irradiation, beam dynamics simulation

___ УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ _ Для ядерных технологий

УДК 621.384.6

РАЗРАБОТКА УСТРОЙСТВА ПОДСТРОЙКИ ЧАСТОТЫ ДЛЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПОЛУВОЛНОВОГО РЕЗОНАТОРА

© 2020 г. Р. Е. Немченко^{а, *}, М. А. Гусарова^а

^аНациональный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Каширское ш. 31, Москва, 115409 Россия

**E-mail: nemchenko.r.e@gmail.com* Поступила в редакцию 04.06.2020 г. После доработки 10.07.2020 г. Принята к публикации 13.07.2020 г.

Представлены результаты механических и электродинамических расчетов устройства подстройки частоты для полуволнового сверхпроводящего резонатора на 325 МГц и относительную скорость 0.21 для инжекционного комплекса мегасайенс проекта Нуклотрон-NICA. Устройство подстройки обеспечивает компенсацию ухода резонансной частоты, обусловленную внешними факторами. Рассмотрены методы подстройки частоты полуволновых резонаторов, выбран наиболее подходящий под условия проекта метод и разработана конструкция устройства подстройки частоты.

Ключевые слова: подстройка частоты, полуволновый резонатор **DOI:** 10.1134/S207956292001008X

введение

Можно выделить несколько типов систем подстройки частоты полуволновых сверхпроводящих резонаторов: механические — в них подстройка частоты осуществляется за счет изменения длины ускоряющих зазоров и других деформаций резонатора при помощи шаговых моторов [1, 2]; пневматические [3, 4]; ферритовые; тепловые. Для данного проекта был выбран механический способ подстройки частоты, так как этот способ способен обеспечить требуемый диапазон подстройки частоты 100 кГц, а также наиболее популярен и проработан.

РАЗРАБОТКА МЕХАНИЗМА ПОДСТРОЙКИ

На первом этапе были проведены расчеты зависимости частоты резонатора от изменения длины ускоряющего зазора резонатора. Изменение частоты обеспечивается за счет изменения емкости при изменении длины ускоряющего зазора. При моделировании, сжатие в области ускоряющего зазора обеспечивало давление на фланцы резонатора, которое создавало деформацию стенок резонатора и изменение длины ускоряющего зазора.

Таким образом была получена зависимость смещения частоты от изменения длины пролетного канала (рис. 1) и значения максимального механического напряжения на резонаторе при разных силах сжатия. Максимальное механическое напряжение на стенках резонатора не должно превышать предела текучести материала, который в свою очередь зависит от температуры. При комнатной температуре предел текучести для ниобия, из которого изготавливают сверхпроводящие резонаторы, составляет 70—90 МПа в зависимости от качества материала. При криогенных температурах это значение увеличивается на порядок и составляет более 400 МПа.

Из полученных данных было установлено, что максимальное смещение для резонатора при комнатной температуре не может превышать 1.6 мм, что соответствует смещению частоты примерно 70 кГц. Для резонатора при рабочей температуре 4.2 К такого ограничения нет и можно достичь необходимых 100 кГц.

На основе этих данных была разработана модель устройства подстройки частоты (рис. 2). Это устройство использует в своей конструкции ножничный механизм, который позволяет передавать усилие от шагового мотора на фланцы резонатора.

В настоящее время совместно с конструкторами ФТИ (Беларусь, Минск) проводится деталировка устройства и подбор моторов способных обеспечить требуемые усилия для обеспечения сжатия резонатора.



Рис. 1. График зависимости смещения частоты от изменения длины ускоряющего зазора.



Рис. 2. Модель устройства подстройки частоты.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты исследования смещения частоты при сдавливании полуволнового 325 МГц сверхпроводящего резонатора вдоль оси пролетного канала и на основе полученных данных разработана модель устройства для подстройки частоты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

- 1. *Devanz G.* // Proc. TTC Meeting at KEK, December 2-5, 2014. Tuner Development at CEA-Saclay.
- 2. Ferrand G. et al. // Proc. Linear Accelerator Conf. (LINAC'2016). MOPRC025. P. 123.
- 3. Zinkann G.P., Sharamentov S., Clifft B. // Proc. Particle Accelerator Conf. 2005. P. 4090.
- 4. *Saito K. et al.* // Proc. SRF2013 Conf. Paris, France, 2013. MOP013. P. 106.

Development of a Frequency Control Device for a Superconducting Half-Wave Resonator

R. E. Nemchenko^{1, *} and M. A. Gusarova¹

¹National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia *e-mail: nemchenko.r.e@gmail.com Received June 4, 2020; revised July 10, 2020; accepted July 13, 2020

Abstract—The results of mechanical and electrodynamic calculations of a frequency tuner for the half-wave superconducting resonator operating at 325 MHz and a relative speed of 0.21 for the Nuclotron-NICA megascience injection facility are presented. The tuner compensates for the resonance frequency drift caused by external factors. Methods for tuning the frequency of half-wave resonators are considered, the method most suitable for the conditions of the project is selected, and the design of a frequency tuner is developed.

Keywords: frequency adjustment, half-wave resonator

_ УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ _ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

УДК 621.384.6

МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ БЕЗДИСПЕРСННЫЙ ПОВОРОТНЫЙ КАНАЛ ИОНОВ УРАНА ДЛЯ ПРОЕКТА DERICA

© 2020 г. В. С. Дюбков^{а, *}, В. Ю. Механикова^а

^аНациональный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Каширское ш. 31, Москва, 115409 Россия *E-mail: VSDyubkov@mephi.ru

Поступила в редакцию 04.06.2020 г. После доработки 29.06.2020 г. Принята к публикации 29.06.2020 г.

Представлены результаты моделирования динамики пучка ионов урана ₂₃₈U⁶⁰⁺ в поворотном магнитооптическом канале, расположенном между двумя сверхпроводящими секциями линейного ускорителя-драйвера LINAC-100 нового проекта по изучению радиоактивных изотопов DERICA (ОИЯИ, Дубна). Предложена схема поворотного канала и выбраны параметры его магнитных элементов, обеспечивающих нулевые значения дисперсионных функций в начале и конце канала транспортировки пучка ионов урана с энергией 50 МэВ/нуклон.

Ключевые слова: ускорители, магнитный канал, транспортировка, радиоактивные изотопы, DERICA **DOI:** 10.1134/S2079562920010017

введение

Одним из актуальных направлений ядерной физики низких энергий является изучение радиоактивных изотопов. К настоящему времени не найдена граница ядерной стабильности на большей части карты нуклидов. Для поиска этой границы и решения других фундаментальных проблем, таких как: измерение зарядовых форм-факторов радиоактивных изотопов; изучение структуры и радиоактивных распадов экзотических ядер и резонансов: получение тяжелых ядер: изучение барьеров деления и атомно-физические исследования с почти полностью ободранными ионами, на базе Лаборатории ядерных реакций (ЛЯР) им. Г.Н. Флерова Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ) разрабатывается проект перспективного ускорительно-накопительного комплекса международного мегапроекта Dubna Electron-Radioactive Ion Collider fAcility (DERICA) [1]. Отметим, что сегодня в мире действует, строится и разрабатывается несколько подобных установок, среди которых SPES (INFN, Италия) [2], Spiral2 (GANIL, Франция) [3], FRIB (Мичиганский университет, США) [4], RISP (Корея) [5], ISAC-II (TRIUMF, Канада) [6].

Разработка и создание международного исследовательского комплекса DERICA ОИЯИ предполагает создание сложной и дорогостоящей установки — ускорителя-драйвера непрерывного режима LINAC-100, предназначенного для ускорения тяжелых ионов в широком диапазоне отношений массы ионов к их зарядности A/Z до энергии на выходе не менее 100 МэВ/нуклон для тяжелых ионов вплоть до урана [7].

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПУЧКА УРАНА С *A*/*Z* = 4 В МАГНИТООПТИЧЕСКОМ ПОВОРОТНОМ КАНАЛЕ ТРАНСПОРТИРОВКИ УСКОРИТЕЛЯ-ДРАЙВЕРА LINAC-100

В соответствии с текущим проектом комплекса DERICA (рис. 1) сверхпроводящий линейный ускоритель LINAC-100 на энергию ионов 100 МэВ/нуклон, работающий на частоте 325 МГц, состоит из двух частей: начальной, предназначенной для ускорения ионов с энергией от 6–20 МэВ/нуклон до энергии 50 МэВ/нуклон, и конечной, предназначенной для ускорения ионов с энергией 50 МэВ/нуклон до энергии 100 МэВ/нуклон.

Из рис. 1 видно, что для перевода ускоряемых ионов из первой секции во вторую, необходим поворотный канал (I). Одним из требований, предъявляемых к такому каналу транспортировки, является нулевое значение дисперсионных функций на выходе из канала, что повышает эффективность инжекции во вторую секцию ускорителя-драйвера LINAC-100.

Для этой цели предложено использовать ионно-оптический канал, являющийся линейным ахроматом, который состоит из набора квадрупольных линз и дипольных магнитов. В свою



Рис. 1. Схема международного ускорительно-накопительного комплекса DERICA: I – место расположения поворотного магнитооптического ионного канала.

очередь, использование дипольных магнитов с вертикальным направлением магнитного поля, как правило, приводит к ненулевым значениям горизонтальной дисперсионной функции D_x на краях магнитооптического канала, что в дальнейшем приводит к необходимости принятия специальных мер по уменьшению энергетического разброса частиц в сгустках и обеспечению их поперечной устойчивости. Радиальное отклонение траектории частиц с импульсом p, отличающимся от импульса равновесной частицы p_0 , от траектории равновесной частицы описывается дисперсионной функцией D, являющейся решением неоднородного дифференциального уравнения [8]:

$$\frac{d^{2}D_{x}}{ds^{2}} + \left[\frac{1}{\rho^{2}(s)} - g(s)\right]D_{x} = \frac{1}{\rho(s)},$$
(1)

где ρ — радиус кривизны траектории иона с зарядом Z и числом нуклонов A в магнитном поле дипольного магнита, g — функция, определяемая параметрами ионно-оптического канала, s — орбитальная координата.

Отметим, что рассматривая функцию g(s) как кусочно-постоянную, решение уравнения (1) может быть найдено матричным методом и записано в виде:

$$\begin{pmatrix} D_x(s) \\ D'_x(s) \\ 1 \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} D_x(s_0) \\ D'_x(s_0) \\ 1 \end{pmatrix}, \qquad (2)$$

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ том 11 № 3 2020

где матрица передачи ионно-оптического канала транспортировки имеет вид

$$M = \begin{pmatrix} C(s,s_0) & S(s,s_0) & P(s,s_0) \\ C'(s,s_0) & S'(s,s_0) & P'(s,s_0) \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$
 (3)

а элементы матрицы C, C', S, S' совпадают с элементами соответствующей матрицы, используемой для описания решения однородного уравнения (1). Элементы P и P' определяются путем последовательного решения уравнения (1) для каждого кусочно-постоянного участка канала транспортировки.

Среднеквадратичное значение горизонтального размера сечения сгустка связано с дисперсионной функцией D_x соотношением

$$\sigma_{x,\text{rms}} = \sqrt{\beta_x \varepsilon_{x,\text{rms}} + (D_x \Delta p / p_0)^2}, \qquad (4)$$

где β_x — горизонтальная бета-функция канала транспортировки, $\varepsilon_{x, \text{ rms}}$ — среднеквадратическое значение горизонтального эмиттанса пучка на фазовой плоскости (x, dx/ds), s — координата, от-считываемая вдоль траектории сгустка. Из формулы (4) становится очевидной необходимость выполнения условия $D_x = 0$ в конце канала транспортировки ионов.

Предложено построить поворотный магнитооптический канал на основе семи поворотных магнитов, четыре из которых поворачивают ионы ₂₃₈U⁶⁰⁺ с энергией 50 МэВ/нуклон на угол 22.5° каждый и три — на угол 30°. Для обеспечения нулевого значения дисперсионной функции магнитооптического канала на выходе использованы



Рис. 2. Вид магнитооптического ионного поворотного канала транспортировки между первой и второй частями линейного сверхпроводящего ускорителя-драйвера LINAC-100 проекта DERICA.

квадрупольные линзы с рассчитанными градиентами магнитного поля на оси канала транспортировки, которые расположены в строго определенном порядке. Последовательность расположения магнитных элементов и их рассчитанные параметры представлены в табл. 1 и на рис. 2. Длина канала составляет 20.3 м.

Расчет оптических (структурных) функций (вертикальной и радиальной бета-функций, радиальной дисперсионной функций и набега фаз) произведен с помощью программы MADX [9]. Результаты расчета структурных функций представлены на рис. 3. На рис. 4 приведено изменение набегов фаз горизонтальных и вертикальных бетатронных колебаний вдоль предложенного канала. Матрица передачи канала транспортировки удовлетворяет условию симплектичности, которое в случае одномерного движения эквивалентно теореме Лиувилля. На рис. 5 представлена диаграмма резонансов, на которой отмечена рабочая точка, отвечающая параметрам предложенного канала транспортировки. Несмотря на то, что рабочая точка находится вблизи резонанса третьего порядка, предлагаемые параметры канала являются приемлемыми, поскольку канал является

однопроходным (сгусток проходит канал один раз за цикл ускорения).

С помощью программ Trace3D [10], TraceWin [11], предназначенных для численного моделирования динамики частиц в электромагнитных полях различных элементов ускорителей, выполнен трекинг моноэнергетического сгустка ионов $_{238}U^{60+}$ с энергией 50 МэВ/нуклон. При расчетах предполагалось, что поперечное сечение пучка на входе в канал является круглым, диаметр составляет 3 мм, а ток пучка равен 2 рмкА. Поперечные эмиттансы пучка приняты равными 1 мм мрад, распределение частиц в поперечных фазовых плоскостях соответствует 4-мерному распределению Капчинского–Владимирского (см. рис. 6).

В виду того, что размер пучка на выходе из поворотного канала (см. рис. 2) превышает начальное значение, предложено расположить в конце канала два квадрупольных триплета для согласования параметров сгустка ионов $_{238}U^{60+}$ со второй секцией ускорителя-драйвера LINAC-100. Основные параметры квадрупольных триплетов представлены в табл. 2.

N⁰	Элемент	Длина, см	Параметр
1	2	3	4
1	Дрейфовый промежуток	10	—
2	Квадруполь	20	G = 0.145 Tл/м
3	Дрейфовый промежуток	20	—
4	Квадруполь	40	G = -2.203 Тл/м
5	Дрейфовый промежуток	20	—
6	Квадруполь	20	G = 0.145 Тл/м
7	Дрейфовый промежуток	20	
8	Диполь	100	<i>B</i> = 1.613 Тл
9	Дрейфовый промежуток	10	-
10	Квадруполь	30	<i>G</i> = -0.446 Тл/м
11	Дрейфовый промежуток	40	-
12	Квадруполь	30	G = -0.425 Тл/м
13	Дрейфовый промежуток	10	-
14	Диполь	100	<i>B</i> = 1.613 Тл
15	Дрейфовый промежуток	30	-
16	Квадруполь	20	<i>G</i> = -14.700 Тл/м
17	Дрейфовый промежуток	20	_
18	Квадруполь	40	<i>G</i> = 12.726 Тл/м
19	Дрейфовый промежуток	20	-
20	Квадруполь	20	<i>G</i> = -14.700 Тл/м
21	Дрейфовый промежуток	30	_
22	Дипольный магнит	130	<i>B</i> = 1.654 Тл
23	Дрейфовый промежуток	30	_
24	Квадруполь	20	<i>G</i> = -14.700 Тл/м
25	Дрейфовый промежуток	20	-
26	Квадруполь	40	G = 12.726 Тл/м
27	Дрейфовый промежуток	20	-
28	Квадруполь	20	G = -14.700 Тл/м
29	Дрейфовый промежуток	30	-
30	Дипольный магнит	130	B = 1.654 Тл
31	Дрейфовый промежуток	30	-
32	Квадруполь	20	G = -14.700 Tл/м
33	Дрейфовый промежуток	20	-
34	Квадруполь	40	G = 12.726 Тл/м
35	Дрейфовый промежуток	20	—
36	Квадруполь	20	G = -14.700 Тл/м
37	Дрейфовый промежуток	30	-
38	Дипольный магнит	130	B = 1.654 Тл
39	Дрейфовый промежуток	30	-
40	Квадруполь	20	G = -14.700 Тл/м
41	Дрейфовый промежуток	20	-
42	Квадруполь	40	<i>G</i> = 12.726 Тл/м
43	Дрейфовый промежуток	20	-

Таблица 1. Основные параметры элементов поворотного канала (*G* – градиент магнитного поля на оси линзы, *B* – индукция магнитного поля на оси диполя)

N⁰	Элемент	Длина, см	Параметр
1	2	3	4
44	Квадруполь	20	<i>G</i> = -14.700 Тл/м
45	Дрейфовый промежуток	30	-
46	Диполь	100	<i>B</i> = 1.613 Тл
47	Дрейфовый промежуток	10	-
48	Квадруполь	30	G = -0.425 Тл/м
49	Дрейфовый промежуток	40	_
50	Квадруполь	30	G = -0.446 Тл/м
51	Дрейфовый промежуток	10	-
52	Диполь	100	<i>B</i> = 1.613 Тл
53	Дрейфовый промежуток	20	_
54	Квадруполь	20	G = 0.145 Тл/м
55	Дрейфовый промежуток	20	_
56	Квадруполь	40	G = -2.203 Тл/м
57	Дрейфовый промежуток	10	_
58	Квадруполь	20	G = 0.145 Тл/м
59	Дрейфовый промежуток	10	_

Таблица 1. Окончание

На рис. 7 представлен результат расчета динамики сгустка ионов ₂₃₈U⁶⁰⁺ в канале с дополнительными двумя квадрупольными триплетами, где приведены огибающие пучка и плотность тока как функции продольной координаты. Отметим, что огибающие соответствуют среднеквадратическому размеру пучка по соответствующей оси (расчет выполнен с помощью программы TraceWin). Расчеты показывают, что сгусток проходит канал с апертурой 25 мм без потерь. Сравнивая



Рис. 3. Структурные функции магнитооптического поворотного канала транспортировки.



Рис. 4. Графики изменения набегов фаз радиальных (μ_x) и вертикальных (μ_y) бетатронных колебаний вдоль канала транспортировки.



Рис. 5. Диаграмма резонансов (стрелкой указано положение рабочей точки).



Рис. 6. Распределение ионов урана, использованное для моделирования, в начале магнитооптического поворотного канала: (а) горизонтальный эмиттанс пучка; (б) вертикальный эмиттанс пучка; (в) поперечное сечение пучка.

поведение бета-функций канала на рис. 3 с изменением огибающих на рис. 7, видно, что они хорошо коррелируют между собой в соответствии с выражением (4). Результаты моделирования, полученные с помощью программы Trace3D, совпадают с результатами, полученными с помощью программы TraceWin. Незначительное отличие в результатах обусловлено тем, что в коде Trace3D, основанном на матричном методе расчетов, не учтен эффект взаимодействия частиц внутри сгустка. Поперечные эмиттансы пучка и его сечение на выходе из магнитооптического канала, рассчитанные с помощью программы TraceWin, представлены на рис. 8. Из данного рисунка видно, что размеры сгустка не изменились и близки к своим начальным значениям. Рассчитанные эмиттансы пучка позволяют эффективно осуществить его инжекцию во вторую секцию ускорителя-драйвера LINAC-100 [12].



Рис. 7. Огибающие и распределение плотности тока пучка вдоль магнитооптического поворотного канала (Д – дипольный магнит, К – квадруполь).

N⁰	Элемент	Длина, см	Градиент магнитного поля на оси линзы, Тл/м
1	Дрейфовый промежуток	20	-
2	Квадруполь	20	-20.83
3	Дрейфовый промежуток	20	_
4	Квадруполь	40	17
5	Дрейфовый промежуток	20	_
6	Квадруполь	20	-20.83
7	Дрейфовый промежуток	20	_
8	Квадруполь	20	6.5
9	Дрейфовый промежуток	20	_
10	Квадруполь	40	-6.5
11	Дрейфовый промежуток	20	_
12	Квадруполь	20	6.5
13	Дрейфовый промежуток	53	_

Таблица 2. Основные параметры фокусирующих квадрупольных триплетов



Рис. 8. Распределение ионов урана в конце магнитооптического поворотного канала с двумя согласующими квадрупольными триплетами в конце: (а) горизонтальный эмиттанс пучка; (б) вертикальный эмиттанс пучка; (в) поперечное сечение пучка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты моделирования динамики пучка ₂₃₈U⁶⁰⁺ с энергией 50 МэВ/нуклон в ионно-оптическом транспортном поворотном канале ускорителя-драйвера LINAC-100, разрабатываемого для проекта DERICA. Предложена магнитная структура канала транспортировки ионов и основные параметры его элементов обеспечивающая нулевое значение дисперсионной функции к конце канала. По результатам численного моделирования динамики пучка урана сделан вывод о необходимости использования двух квадрупольных триплетов в конце магнитооптического поворотного канала для согласования параметров пучка с входом во вторую секцию LINAC-100.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

- Grigorenko L.V., Sharkov B.Yu., Fomichev A.S. et al. // Phys. Usp. 2019. V. 62. No. 7. 675. https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.07.038387
- Bisoffi G. et al. Proc. Intl. Particle Accelerator Conference IPAC'18. 2018. P. 1035–1037.
- 3. SPIRAL2 Detailed Design Study. GANIL. 2005. Chap. 10. http://pro.ganil-spiral2.eu/spiral2/what-is-spiral2/apd.
- 4. *Wei J. et al.* Proc. Intl. Conf. Heavy Ion Accelerator Technology HIAT'15. 2015. P. 6–10.

- 5. Status and Future Plan of Rare Isotope Science Project. https://risp.ibs.re.kr/eng/orginfo/intro_project.do.
- Marchetto M., Kiy S., Laxdal R.E. et al. Proc. Intl. Conf. Heavy Ion Accelerator Technology HIAT'15. 2015. P. 175–179.
- Grigorenko L.V., Fomichev A.S., Duybkov V.S., et al. Design of LINAC-100 and LINAC-30 for new rare isotope facility project DERICA at JINR. Proc. 61st ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on High-Intensity and High-Brightness Hadron Beams. 2018. P. 220– 225.
- Пашков П.Т. Физика пучка в кольцевых ускорителях. 2006. Москва: ФИЗМАТЛИТ. ISBN 5-9221-0731-3.

- Deniau L., Grote H., Roy Gh., The MAD-X Program User's Reference Manual. Ver. 5.03.07. http://cern.ch/madx/releases/last-rel/madxuguide.pdf.
- Crandall K.R., Rusthoi D.P. TRACE 3-D Documentation. 1997. Los Alamos Natl. Laboratory: Los Alamos, NM, USA.
- 11. Uriot D., Pichoff N. Proc. Intl. Particle Accelerator Conference IPAC'15. 2015. P. 92–94.
- Лозеева Т.А., Лозеев Ю.Ю., Полозов С.М., Самошин А.В., Григоренко Л.В., Фомичев А.С., Барт В., Ярамышев С. // Ядерн. физ. инжин. 2019. Т. 10. № 4. С. 341–348 [Lozeeva T.A., Lozeev Yu.Yu., Polozov S.M., Samoshin A.V., Grigorenko L.V., Fomichev A.S., Barth, W., Yaramyshev S. // Phys. At. Nucl. 2019. V. 82. P. 1519].

Turning Channel of Uranium Ions with Suppressed Dispersion at the Edges for DERICA Project

V. S. Dyubkov^{1, *} and V. Yu. Mekhanikova¹

¹National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia *e-mail: VSDyubkov@mephi.ru Pagging d hung 40, 2020; accented hung 20, 2020;

Received June 4, 2020; revised June 29, 2020; accepted June 29, 2020

Abstract— $_{238}$ U⁶⁰⁺ ion beam dynamics simulations results in a lattice that turns particles at 180 degrees and located between two LINAC-100 superconducting sections of DERICA project (JINR, Dubna, Russia) for studying radioactive isotopes are presented. Lattice layout is proposed. Parameters of its optic element are chosen so that dispersion function has zero value at the entrance and exit of the channel for transporting the 50 MeV/nucleon ion beam.

Keywords: accelerators, lattice, optic functions, beam dynamics