СОДЕРЖАНИЕ

Том 13, номер 3, 2022

БЕЗОПАСНОСТЬ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Развитие культуры безопасности в Республике Беларусь в 2020–2021 гг.
Т. Н. Корбут, О. Б. Гурко, О. А. Науцик 213

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ КОНСТРУКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Первое исследование влияния примеси тантала на захват дейтерия из газовой фазы в сплаве W–Ta
Н. П. Бобырь, В. С. Ефимов, Д. А. Козлов, Д. С. Дугин, С. С. Ананьев 218

Природа аномальных частиц (гранул) в быстрозакаленных PREP порошках – III. Многоуровневое исследование поведения бора и углерода в PM HIP компактах жаропрочных суперсплавов на основе Ni при горячей деформации и термообработке
А. В. Шульга 222

МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ ДЛЯ НОВЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭНЕРГИИ

О возможности наблюдения стимулированного девозбуждения ядерного изомера ^{186m}Re в плазме сильноточного Z-пинча на установке “Ангара-5-1”
Г. С. Волков, Е. В. Грабовский, А. Н. Грицук, В. В. Карасев, В. В. Кольцов 240

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

Зачем нужна формула для энергетического разрешения сцинтилляционного спектрометра с несколькими фотодетекторами?
В. В. Самедов 246

Методика получения пределов на константы связи эффективной теории из процесса электрослабого рождения Z-бозона с фотоном для данных второго сеанса работы эксперимента ATLAS
А. Е. Семушин, Е. Ю. Солдатов 265

Реконструкция трехмерных распределений атомов в методе атомно-зондовой томографии с учетом плотности материала
А. А. Лукьянчук, А. А. Алеев, А. С. Шутов, О. А. Разницын, С. Е. Кириллов, С. В. Рогожкин 272

ИНЖЕНЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

Магнито-левитационные характеристики системы постоянный магнит–стопки ВТСП-лент с различной конфигурацией
И. В. Анищенко, М. А. Осипов, С. В. Покровский, Д. А. Абин, А. С. Стариковский, И. А. Руднев 280

О статистическом анализе формирования вторичных радиационных полей в устройствах дистанционного контроля на базе импульсных нейтронных генераторов
М. А. Горбунов, А. В. Ильинский, Р. П. Плешакова, В. Г. Цейтлин, А. Е. Шиканов, Э. Я. Школьников, О. В. Яковлев 290

Прототип сцинтилляционного детектора BEAM–BEAM COUNTER для NICA SPD
А. В. Тишевский, И. Г. Алексеев, И. С. Волков, Ю. В. Гурчин, А. Ю. Исупов, Т. В. Кулевой, В. П. Ладыгин, П. А. Полозов, С. Г. Резников, Д. Н. Свирида, А. А. Терехин, А. Н. Хренов 295

3D визуализация гамма-источников в ОФЭКТ с помощью детекторов Timepix и кодирующих апертур
В. А. Рожков, А. С. Жемчугов, А. Лейва, П. И. Смолянский 299

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

Разработка ускоряющих структур IH–типа
А. А. Горчаков, М. А. Гусарова, М. В. Лалаян, С. Е. Топорков 304

Спиновая хроматичность пучка: удлинение орбиты и бетатронная хроматичность
Ю. В. Сеничев, А. Е. Аксентьев, А. А. Мельников 309

Contents

Vol. 13, No 3, 2022

Safety of Nuclear Reactors

The Development of Nuclear Security Culture in the Republic of Belarus in 2020–2021.
T. N. Korbut, O. B. Gurko, and O. A. Nautsyk 213

Promising Construction Materials

The First Investigation of Tantalum Impurity Influence on Deuterium Retention in W–Ta Alloy after Gas Exposure
N. P. Bobyr, V. S. Efimov, D. S. Kozlov, D. S. Dugin, and S. S. Ananyev 218

The Nature of Anomalous Particles (Granules) in the Rrapidly Quenched PREP-Powders – III. A Multiscale Study of the Behavior of Boron and Carbon in PM HIP Compacts of the Ni-Based Superalloys under Hot Deformation and Heat Treatment
A. V. Shulga 222

Materials and Technologies for New Power Sources

On the Possibility of Observing the Stimulated De-Excitation of the Nuclear Isomer ^{186m}Re in the Plasma of a High-Current Z-Pinch at the "Angara-5-1" Facility
G. S. Volkov, E. V. Grabovski, A. N. Gritsuk, V. V. Karasev, and V. V. Koltsov 240

Mathematical Modeling in Nuclear Technologies

Why Do We Need a Standard Theory of Scintillation Spectrometers with Several Photodetectors?
V. V. Samedov 246

Method for Setting Limits on Effective Theory Coupling Constants Using Electroweak $Z\gamma$ Production for Data From Run-2 of ATLAS Experiment
A. E. Semushin and E. Yu. Soldatov 265

Atom Probe Tomography Data Reconstruction with the Correction on Material Density
A. A. Lukyanchuk, A. A. Aleev, A. S. Shutov, O. A. Raznitsyn, C. E. Kirillov, and S. V. Rogozhkin 272

Engineering Design of Nuclear Physics Equipment

Magnetic Levitation Characteristics of the System of Permanent Magnet Stacks of HTS Tapes of Various Architectures
I. V. Anischenko, M. A. Osipov, S. V. Pokrovskii, D. A. Abin, A. S. Starikovskii, and I. A. Rudnev 280

On the Statistical Analysis of the Formation of Secondary Radiation Fields in Remote Control Devices Based on Pulsed Neutron Generators
M. A. Gorbunov, A. V. Ilinskiy, R. P. Pleshakova, V. G. Tseitlin, A. E. Shikanov, E. Ya. Shkolnikov, and O. V. Yakovlev 290

Scintillation Detector Prototype for Beam–Beam Counter at NICA SPD
A. V. Tishevsky, I. G. Alekseev, I. S. Volkov, Yu. V. Gurchin, A. Yu. Isupov1, T. V. Kulevoy, V. P. Ladygin, P. A. Polozov, S. G. Reznikov, D. N. Svirida, A. A. Terekhin, and A. N. Khrenov 295

3D Visualization of Radiotracers for SPECT Imaging using a Timepix Detector with a Coded Aperture
V. A. Rozhkov, A. S. Zhemchugov, A. Leyva, and P. I. Smolyanskiy 299

Charged Particle Accelerators for Nuclear Technologies

Development OF IH–Type Acceleration Structures
A. A. Gorchakov, M. A. Gusarova, M. V. Lalayan, and S. E. Toporkov 304

Spin Chromaticity of Beam: Orbit Lengthening and Betatron Chromaticity
Y. V. Senichev, A. E. Aksentyev, and A. A. Melnikov 309

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2022, том 13, № 3, с. 213–217

БЕЗОПАСНОСТЬ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

УДК 621.039

РАЗВИТИЕ КУЛЬТУРЫ БЕЗОПАСНОСТИ В РЕСПУБЛИКЕ БЕЛАРУСЬ В 2020–2021 гг.

© 2022 г. Т. Н. Корбут[a], *, О. Б. Гурко[a], О. А. Науцик[a]

[a] *Государственное научное учреждение "Объединенный институт энергетических и ядерных исследований – Сосны" Национальной академии наук Беларуси, Минск, 223063 Республика Беларусь*

**E-mail: korbut@sosny.bas-net.by*

Поступила в редакцию 21.10.2021 г.
После доработки 21.10.2021 г.
Принята к публикации 25.10.2021 г.

Культура безопасности является важным инструментом укрепления безопасности на объектах использования атомной энергии. Она развивает способность персонала эффективно смягчать потенциальные угрозы ядерному и радиоактивному материалу, продвигая правильное отношение и поведение, в результате которых персонал приобретает более строгий и осмотрительный подход к своим обязанностям в области физической безопасности. В организациях с высокой культурой физической ядерной безопасности менее вероятно, что сотрудники совершат злонамеренный акт, благодаря убежденности в том, что физическая ядерная безопасность важна, а также благодаря сдерживающему фактору проявления бдительности и профессионального соблюдения практик физической ядерной безопасности. Авторами затронута тема развития культуры безопасности в Республике Беларусь в 2020–2021 гг. Это время совпало с периодом ввода в эксплуатацию первого блока АЭС в г. Островец с одной стороны и с распространением COVID-19 с другой стороны. Роль культуры безопасности повысилась, что отражено в ряде утвержденных в 2020 г. нормативных документов. Роль, функции и требования к культуре безопасности сформулированы не только для Белорусской АЭС, но также и для организаций, эксплуатирующих источники ионизирующего излучения. Сейчас мы все живем во время распространения COVID-19. Введение санитарных норм внесло коррективы в организацию мероприятий, необходимых для формирования и укрепления культуры безопасности. В статье представлен подход и перечисляются мероприятия, организуемые государственным научным учреждением "Объединенный институт энергетических и ядерных исследований – Сосны" Национальной академии наук Беларуси для повышения уровня культуры безопасности.

Ключевые слова: культура безопасности, COVID-19, эксплуатирующая организация, объект использования атомной энергии, Белорусская АЭС, человеческий фактор, физическая защита, обучение

DOI: 10.56304/S2079562922030241

ВВЕДЕНИЕ

Государственное научное учреждение "Объединенный институт энергетических и ядерных исследований – Сосны" Национальной академии наук Беларуси (далее – ОИЭЯИ-Сосны) с момента создания является организацией, имеющей на балансе ядерные материалы и эксплуатирующей ядерные установки. Требования безопасности всегда являлись обязательными, что было отражено как в нормативных, так и в локальных документах института.

Постоянно совершенствуется инженерно-техническая защита как самих установок и ее отдельных элементов, так и на самих объектах в целом путем развития системы физической защиты (далее – СФЗ). Однако достичь необходимого уровня безопасности только за счет технических решений невозможно – всегда необходимо учитывать и человеческий фактор. После аварии на Чернобыльской АЭС, являющейся самой крупной техногенной катастрофой за всю историю человечества, пострадала значительная часть населения и была загрязнена территория Республики Беларусь радиоактивными выбросами объемом ~5300 ПБк. В 1986 году эксперты МАГАТЭ в "Итоговом докладе о совещании по рассмотрению причин и последствий в Чернобыле" INSAG-1 [1], основанном на данных, предоставленных советской стороной, обозначили одной из основных причин аварии неправильные действия персонала ЧАЭС. В этом докладе впервые ввели термин "культура безопасности – это набор характеристик и особенностей деятельности организаций и поведения отдельных лиц, который устанавливает, что проблемам защиты и безопасности, как обладающим высшим приоритетом, уделяется внимание, определяемое их значимостью".

Впоследствии были выпущены документы МАГАТЭ INSAG-4 [2], INSAG-13 [3], INSAG-15 [4], целью которых было определить понятие “культура безопасности”, перевести концепцию на язык практики, рассмотреть организационные вопросы для укрепления культуры безопасности, сформулировать универсально применимые критерии для оценки этой деятельности на предприятии.

Проблемы безопасности в эксплуатирующих организациях Республики Беларусь обладают высшим приоритетом, что отражено как на государственном уровне, так и в организации деятельности на предприятиях. В работе отражены события и процессы последних лет, влияющие на формирование культуры безопасности, а также представлен ряд мероприятий в ОИЭЯИ-Сосны, направленных на ее развитие и укрепление.

1. КУЛЬТУРА БЕЗОПАСНОСТИ В РЕСПУБЛИКЕ БЕЛАРУСЬ ДО 2020 г.

Мировым сообществом выработан глобальный режим ядерной безопасности, который основан на многостороннем взаимодействии под координацией профильной организации системы ООН–МАГАТЭ. Глобальный режим ядерной безопасности базируется на 4-х элементах:

– присоединение к международным договорно-правовым документам, таким как конвенции и кодексы поведения (Республика Беларусь является договаривающейся стороной ряда конвенций и соглашений, в том числе таких как: Конвенция о ядерной безопасности, Объединенная конвенция о безопасности обращения с отработавшим топливом и о безопасности обращения с РАО, Конвенция о физической защите ядерного материала, Кодекс поведения по обеспечению безопасности и сохранности радиоактивных источников и другие);

– комплекс норм ядерной безопасности, который воплощает образцовую практику в качестве ориентира для обеспечения уровня безопасности, необходимого для всей ядерной деятельности;

– комплексе международных услуг в области безопасности (Республика Беларусь широко использует инструментарий международных оценочных миссий и партнерских проверок, в добровольном порядке приглашает их в страну, реализует полученные рекомендации);

– национальной инфраструктуре обеспечения безопасности (в Республика Беларусь она сформирована, продолжается совершенствование ее отдельных компонентов, в том числе с опорой на рекомендации международных оценочных миссий и партнерских проверок) и глобальном сообществе экспертов (Республика Беларусь участвует в деятельности профессиональных международных объединений, в том числе Форума сотрудничества регулирующих органов (RCF), Ассоциации регулирующих органов ядерной безопасности Западной Европы (WENRA), Форума органов регулирования стран, эксплуатирующих водо-водяной энергетический реактор, Европейской группы регулирующих органов ядерной безопасности (ENSREG).

Вопросы внедрения культуры безопасности на объектах использования атомной энергии (далее – ОИАЭ) отражались в национальных нормативных документах Республики Беларусь. Технический кодекс установившейся практики ТКП 389-2012 “Правила физической защиты источников ионизирующего излучения” [5], утвержденный постановлением МЧС, МВД и КГБ от 18 мая 2012 г. № 31/142/20, предписывал пользователям источников ионизирующего излучения предусмотреть “обучение, подготовку, тренировку работников, формирование у них культуры безопасности и культуры сохранности”.

В положении “О физической защите ОИАЭ” (Постановление Совета Министров Республики Беларусь 14.06.2019 № 385) для выполнения возложенных функциональных обязанностей персоналом подразделений физической защиты и поддержания культуры безопасности предписывается предусмотреть создание системы отбора, профессиональной подготовки, переподготовки и повышения квалификации работников.

Для формирования и развития культуры безопасности в ОИЭЯИ-Сосны был создан Координационный совет по культуре физической ядерной безопасности. Помимо поддерживания и усиления технической защиты, внимание уделялось работе с персоналом для поддержания требуемого профессионального уровня, формирования и поддержания направленного на безопасность мышления, которое формирует внутреннюю критическую позицию, исключает благодушие и предусматривает стремление к совершенству, развитие чувства персональной ответственности и общего саморегулирования в вопросах безопасности. Цели, задачи, структура и выполняемые мероприятия подробно рассмотрены в статьях [6, 7].

Ввод в эксплуатацию первой в Республике Беларусь АЭС значительно повысил интерес к культуре безопасности на ядерных объектах в стране, как у заинтересованных специалистов, так и у простого обывателя.

2. СОБЫТИЯ 2020–2021 гг., ПОВЛИЯВШИЕ НА РАЗВИТИЕ КУЛЬТУРЫ БЕЗОПАСНОСТИ В РЕСПУБЛИКЕ БЕЛАРУСЬ

2.1 Ввод Белорусской АЭС в эксплуатацию и изменения законодательства Республики Беларусь

6 мая 2020 г. на площадку 1-го энергоблока Белорусской АЭС доставлена первая партия ядерного топлива. Физический пуск первого блока

АЭС состоялся в августе 2020 г. 3 ноября 2020 г. блок был подключён к сети, 21 декабря были завершены испытания, связанные с энергетическим пуском блока и 22 декабря первый энергоблок введён в опытно-промышленную эксплуатацию. Акт приемки в эксплуатацию пускового комплекса энергоблока № 1 Белорусской АЭС подписан 10 июня 2021 г.

Физический пуск второго энергоблока Белорусской АЭС планируется осенью 2021 года и ввод его в эксплуатацию на 2022 г.

Белорусское законодательство по вопросам ядерной и радиационной безопасности постоянно развивается, в том числе в связи с вводом первой АЭС в стране, учитывая требования и рекомендации МАГАТЭ. Этот процесс включает разработку новых Норм и правил по обеспечению ядерной и радиационной безопасности, переработку существующих документов, в том числе высокого уровня, таких как законы Республики Беларусь “Об использовании атомной энергии” и “О радиационной безопасности”. Постановлениями МЧС в 2020 г. утверждены Нормы и правила по обеспечению ядерной и радиационной безопасности:

• “Общие положения обеспечения безопасности атомных электростанций” (Постановление МЧС РБ от 13.04.2020 № 15) [8]

• “Безопасность при обращении с источниками ионизирующего излучения. Общие положения” (Постановление МЧС РБ от 19.10.2020 № 42) [9]

В представленных нормативных документах для эксплуатирующих организаций сформулированы требования формировать и поддерживать культуру безопасности, перечислены пути для реализации этого процесса.

2.2. Пандемия COVID-19

Пандемия COVID-19 заставила многие организации пересмотреть свои методы работы. В то время как необходимость формирования и укрепления культуры безопасности требует проведения соответствующих мероприятий, возникает закономерный вопрос, как при этом обеспечить безопасность сотрудников. Ограничения на поездки, доступ в организацию третьим лицам, уменьшение разрешенного количества участников организуемых мероприятий – меры по противодействию распространения заболевания, которые, однако, создают сложности.

Проведенная модернизация существующей материальной базы в учебном центре ОИЭЯИ-Сосны призвана решить возникающие трудности. Закупленное оборудование дает возможность проводить рабочие встречи, организационные и обучающие мероприятия в удаленном режиме, решая проблему ограничения поездок, а также доступа третьих лиц на территорию организации в период пандемии. В настоящее время сотрудники имеют возможность проходить обучение и подготовку в условиях, соответствующих рекомендациям Министерства здравоохранения (обучение в небольших группах по 4–5 человек, возможность проведения обучения сторонними инструкторами без их физического присутствия). Современные технические возможности дают возможность продолжать работу даже в условиях строгих ограничений.

3. ОБЗОР МЕРОПРИЯТИЙ ПО УКРЕПЛЕНИЮ КУЛЬТУРЫ БЕЗОПАСНОСТИ С 2020 г. ПО НАСТОЯЩЕЕ ВРЕМЯ

Процессы, происходящие во всем мире и в Беларуси в частности, существенно повысили как роль культуры безопасности на ОИАЭ, так и интерес к ней среди населения. Необходимо уделять внимание различным аспектам, связанным с подготовкой персонала ОИАЭ для обеспечения необходимого уровня безопасности, а также с информированием специалистов и всех заинтересованных. Можно сказать, что с одной стороны в настоящее время растет значимость работ по внедрению и укреплению культуры безопасности, с другой стороны пандемия серьезно ограничивает возможности в проведении стандартных мероприятий по данному направлению.

ОИЭЯИ-Сосны на протяжении долгого времени организовывал уникальное обучение темам, связанным с обеспечением безопасности на ОИАЭ и функционированием СФЗ с привлечением специалистов заинтересованных министерств и ведомств. Для проведения тренингов и чтения лекций регулярно приглашались белорусские специалисты и эксперты Министерства энергетики США. Учитывая заинтересованность персонала, вовлеченного в работу, связанную с обеспечением безопасности на ОИАЭ, в прохождении обучения и участии в научных мероприятиях по данной теме, было принято решение о создании на базе ОИЭЯИ-Сосны учебного центра. Эта работа была выполнена при поддержке Тихоокеанской северо-западной национальной лаборатории США в 2020 г. Для проведения мероприятий с соблюдением санитарных требований в условиях пандемии и возможности организовывать онлайн обучение с участием зарубежных специалистов, в 2021 г. была проведена модернизация учебного центра. Это позволило провести семинары и тренинги для сотрудников института и специалистов эксплуатирующих организаций “Изотопные технологии” и “Экорес”. В рамках сотрудничества в области снижения угрозы со стороны внутреннего нарушителя при поддержке Министерства энергетики США, Национальной

администрации по ядерной безопасности США (Ок-Риджская национальная лаборатория, Тихоокеанская северо-западная национальная лаборатория, Ливерморская национальная лаборатория и др.) были проведены исследования, организованы семинары с привлечением специалистов МЧС, МВД, Минздрава и других заинтересованных ведомств. Эксперты Министерства энергетики США участвовали в семинарах по следующим темам:

• Психологические профили злонамеренного внутреннего нарушителя

• Профайлинг и управление рисками

• Оценка сил реагирования в случае инцидентов, связанных с ядерным материалом

• Обеспечение благонадежности персонала в Министерстве энергетики США/Национальной администрации по ядерной безопасности

• Реализация программы наблюдения за поведением на объектах Министерства энергетики США и др.

За рассматриваемый период в учебном центре ОИЭЯИ-Сосны проведено свыше 20 мероприятий международного уровня.

Проводятся исследования для восполнения пробела в вопросах обеспечения безопасности на ОИАЭ в отечественной литературе. Проводится анализ технической документации, разработанной Министерством энергетики США, изучаются требования и рекомендаций МАГАТЭ, мировые практики. Материалы легли в основу монографий в серии "Культура физической ядерной безопасности":

• Применение поведенческого подхода для снижения угрозы со стороны внутреннего нарушителя при обеспечении физической защиты объектов использования атомной энергии [10]

• Меры в отношении угрозы со стороны внутреннего нарушителя на объектах использования атомной энергии [11].

В издании "Применение поведенческого подхода для снижения угрозы со стороны внутреннего нарушителя при обеспечении физической защиты объектов использования атомной энергии" представлены подходы к определению модели нарушителей безопасности ядерных объектов, а также указаны пути ее совершенствования с учетом современных реалий. Приводится обзор инцидентов, связанных с хищением ядерного материала и защищаемой информации; рассматриваются примеры чрезвычайных ситуаций и кибератак на ядерных объектах с указанием основных причин и последствий, а также роли внутренних и внешних нарушителей. Предлагаются конкретные психологические профили потенциальных нарушителей, рассматривается содержание мероприятий по выявлению злонамеренного внутреннего нарушителя. В приложении приведен методический инструментарий, который может быть приведен в качестве базового на конкретном ОИАЭ. В издании "Меры в отношении угрозы со стороны внутреннего нарушителя на объектах использования атомной энергии" рассматриваются возможные угрозы на ядерных объектах, подходы к анализу уязвимости и оценке эффективности СФЗ. Изложены предложения по формированию и совершенствованию системы мотивации культуры физической ядерной безопасности. Книги адресованы руководителям и персоналу организаций, сотрудникам служб безопасности, вовлеченных в осуществление физической защиты на ОИАЭ. В монографиях в доступной форме рассмотрен ряд сложных тем:

• Основы обеспечения физической защиты ОИАЭ; концептуальные и прикладные вопросы применения системы физической защиты

• Меры в отношении угрозы со стороны внутреннего нарушителя

• Модели нарушителей безопасности ОИАЭ, подходы по их выявлению

• Кибербезопасность на ОИАЭ

• Подходы к анализу и оценке системы физической защиты и др.

Информация о работе по укреплению культуры безопасности обсуждается на международных конференциях, проводимых как в Республике Беларусь, так и в Российской Федерации и США [6, 7, 12]. На ближайшее время стоит задача по организации обучения анализу уязвимости ядерного объекта и оценке эффективности системы физической защиты. На 2021-2022 гг. запланирована разработка курсов "Реагирование на нарушение радиационной безопасности" и "Культура безопасности".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Итоговый доклад о совещании по рассмотрению причин и последствий в Чернобыле. INSAG – 1. 1988. Вена: МАГАТЭ.
2. Культура безопасности. Доклад Международной консультативной группы по ядерной безопасности. INSAG – 4. 1991. Вена: МАГАТЭ.
3. Менеджмент эксплуатационной безопасности на атомных электростанциях. Доклад Международной консультативной группы по ядерной безопасности. INSAG – 13. 2015. Вена: МАГАТЭ.
4. Ключевые вопросы практики повышения культуры безопасности. Доклад Международной консультативной группы по ядерной безопасности. INSAG – 15. 2015. Вена: МАГАТЭ.
5. Технический кодекс установившейся практики 389-2012 (02300/02010/03070) "Правила физической защиты источников ионизирующего излучения". 2012. Минск: Министерство по чрезвычайным ситуациям Республики Беларусь, Министерство внутренних дел Республики Беларусь.

Комитет государственной безопасности Республики Беларусь.

6. *Korbut T., Zenevich V., Kuzmin A.* // Proc. 61st INMM Annual Meeting. July 12–16, 2020. https://www.abstractsonline.com/pp8/#!/9161/presentation/92.
7. *Korbut T., Zenevich V., Kravchenko M., Bobkova M., Zubets I.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1689. P. 012014.
8. Постановление Министерства по чрезвычайным ситуациям Республики Беларусь от 13.04.2020 № 15 "Общие положения обеспечения безопасности атомных электростанций" (8/35399). 2020.
9. Постановление Министерства по чрезвычайным ситуациям Республики Беларусь от 19.10.2020 № 42 "Безопасность при обращении с источниками ионизирующего излучения. Общие положения" (8/36169). 2020.
10. *Кузьмин А.В.* и др. Применение поведенческого подхода для снижения угрозы со стороны внутреннего нарушителя при обеспечении физической защиты объектов использования атомной энергии. 2020. Минск: Четыре четверти.
11. *Кузьмин А.В., Корбут Т.Н.* Меры в отношении угрозы со стороны внутреннего нарушителя на объектах использования атомной энергии. 2021. Минск: Четыре четверти.
12. *Zenevich V., Korbut T. and Kuzmin A.* // Proc. 61st INMM Annual Meeting. July 12–16, 2020. https://www.abstractsonline.com/pp8/#!/9161/presentation/91.

The Development of Nuclear Security Culture in the Republic of Belarus in 2020–2021

T. N. Korbut[1], *, O. B. Gurko[1], and O. A. Nautsyk[1]

[1]*The State Scientific Institution "The Joint Institute for Nuclear and Power Research – Sosny", Minsk, 223063 Belarus*

**e-mail: korbut@sosny.bas-net.by*

Received October 21, 2021; revised October 21, 2021; accepted October 25,2021

Abstract—Nuclear security culture is an essential means for nuclear security enhancement at nuclear facilities. It contributes to the ability of personnel to effectively mitigate potential threats to nuclear and radioactive material by promoting appropriate attitude and behavior that result in personnel adopting a more rigorous and prudent approach to their nuclear security responsibilities. Within organizations that have a strong nuclear security culture it is less likely that personnel will commit a malicious act, either due to their belief that nuclear security is important or to the deterrence factor of vigilance and professional adherence to nuclear security practices. The authors touched upon the development of nuclear security culture in the Republic of Belarus in 2020–2021. This time coincides with the period of the first unit of Belarusian Nuclear Power Plant in Ostovets commissioning on the one hand, and with the spread of COVID-19 on the other. The role of nuclear security culture has increased as reflected in a number of regulations approved in 2020. Role, functions and requirements for nuclear security culture are set forth not only for Belarusian nuclear power plant, but also for organizations operating ionizing radiation sources. Presently, we all are living in a time of COVID-19 spread. Sanitary standards establishment has made corrections to organization of activities necessary for development and strengthening of nuclear security culture in organizations. The paper presents the approach and lists the activities organized by the Scientific Institution "JIPNR – Sosny" to improve nuclear security culture.

Keywords: security culture, COVID-19, operating organization, nuclear facility, Belarusian NPP, human factor, physical protection, education

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2022, том 13, № 3, с. 218–221

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ КОНСТРУКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ

УДК 621.384.663

ПЕРВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРИМЕСИ ТАНТАЛА НА ЗАХВАТ ДЕЙТЕРИЯ ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ В СПЛАВЕ W–Ta

© 2022 г.
Н. П. Бобырь[a], *, В. С. Ефимов[b], Д. А. Козлов[a], Д. С. Дугин[a], С. С. Ананьев[a]

[a] *Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", пл. Академика Курчатова 1, Москва, 123182 Россия*

[b] *Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Каширское ш. 31, Москва, 115409 Россия*

**E-mail: Bobyr_NP@nrcki.ru*

Поступила в редакцию 05.07.2021 г.
После доработки 12.07.2021 г.
Принята к публикации 14.07.2021 г.

В работе представлены результаты первого исследования захвата дейтерия в монокристаллические сплавы W, W–*x*Ta (*x* = 1, 3, 5 концентрация в ат. %). Экспозиция в газообразном дейтерии проводилась в диапазоне температур 425–625 K при давлении 10^3 Па. Представлены результаты анализа захвата дейтерия в образцы методом термодесорбционной спектроскопии (ТДС).

Ключевые слова: сплавы вольфрама, тантал, изотопы водорода, термодесорбционная спектроскопия

DOI: 10.56304/S2079562922010080

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время вольфрам и его сплавы рассматриваются как одни из материалов, обращенных к плазме, для будущих термоядерных реакторов (ТЯР). Высокая температура плавления вольфрама в сочетании с высоким коэффициентом теплопроводности, а так же низкий коэффициент распыления ионами плазмы, делают вольфрам практически безальтернативным материалом для наиболее напряженных участков первой стенки вакуумной камеры ТЯР. В качестве материала, обращенного к плазме, W будет подвергаться интенсивным потокам дейтерия, трития, частиц гелия, а также нейтронов с энергией 14 МэВ от реакции D–T-синтеза. Облучение нейтронами вызовет изменение микроструктуры W за счет смещения в объеме и образования рения (Re) и осмия (Os) [1]. Такие изменения не только влияют на механические свойства материала, но и могут оказать существенное влияние на захват топлива (изотопов водорода). Так, например, было показано, что добавление 5 ат. % Re к W сильно снижает удержание изотопов водорода в образцах предварительно подвергнутых облучению тяжелыми ионами [2].

Кроме Re и Os рассматриваются варианты предварительного введения в вольфрам иных легирующих примесей, таких как Mo, Ta, Fe, Cr, V, как для повышения пластичности, так и для уменьшения захвата изотопов водорода. Однако, работ по исследованию влияния любых примесей, кроме рения, на накопление изотопов водорода крайне мало.

В работах Зайчука [3, 4] по плазменному облучению сплавов W–1%Ta и W–5%Ta дейтериевой плазмой до дозы порядка $3 \cdot 10^{25}$ D/м^2 было показано почти двукратное снижение накопления дейтерия по сравнению с чистым вольфрамом. Энергия ионов была 60 эВ, поток ионов составлял 10^{20}–10^{21} D/(м^2 с), температура поверхности образца была выше 350°C. Интегральный захват в W–1%Ta и W–5%Ta, исследованный методом ТДС со скоростью нагрева 0.5 K/с до 1100°C, был близок и составил 1.6 и $1.8 \cdot 10^{21}$ D/м^2 соответственно. Авторы описывают спектры суперпозицией трех гауссовых пиков. Для W–1%Ta максимумы этих пиков приходятся на 541, 590–625 и 720°C. Наиболее высокотемпературный пик авторы связали с примесью тантала, поскольку амплитуда этого пика в ТДС W–1%Ta была в пять раз меньше, чем в ТДС W–5%Ta. Остальные два пика относятся к дефектам, присутствующем и в чистом вольфраме.

В сравнении с литературными данными захват в сплавы W–Ta оказался ниже, чем в чистый вольфрам при схожих условиях. Авторы связывают данный эффект с подавлением образования блистеров на поверхности экспериментальных образцов. Однако, это может быть не единственной причиной.

В работе [5] было проведено сравнительное исследование накопления дейтерия при ионном облучении в вольфраме и сплавах W–1%Ta и W–5%Ta. Образцы были облучены ионами дейтерия энергией 1 кэВ/D, плотность потока ионов со-

ставляла 10^{19} D/(м^2·с) в диапазоне дозы облучения $2 \cdot 10^{23}$–$1.2 \cdot 10^{24}$ D/м^2 при 330 K. Накопление дейтерия в образцах было исследовано методами ядерных реакций (МЯР) и термодесорбции. Профиль распределения дейтерия по глубине сплавов W–Ta более пологий, и, начиная с глубины 2 мкм, концентрация дейтерия в сплавах W–Ta на порядок и более превышает концентрацию дейтерия в вольфраме на той же глубине. Высокоэнергетический пик, в ТДС вольфрама со скоростью 1 K/с, приходящийся на 550 K, в ТДС сплавов W–Ta смещён на 100 K в область более высоких температур. Оба сплава W–Ta захватывают заметно большее количество дейтерия, нежели чистый вольфрам, причем при наибольшей дозе облучения разница наиболее выражена — на порядок величины.

На основании моделирования было высказано предположение, что в сплаве W–Ta присутствуют ловушки тех же типов, что и в W, однако добавка Ta повышает концентрацию внутренних дефектов. Основной вывод работы [5] следующий: высокий захват дейтерия в сочетании с тем фактом, что легирование танталом не улучшило пластичность вольфрама делает сплавы W–Ta непривлекательными для использования в термоядерных установках.

Различия в результатах двух исследований отчасти связаны с разной постановкой экспериментов особенно температурой образцов и дозой облучения. Сравнение ТДС спектров наводит на мысль, что при более низкой температуре, захват в ловушки с большей энергией связи происходит активнее. Поэтому, свободного дейтерия остается заметно меньше. А к тому же и доза ниже. Возможно, при большей дозе ловушки специфичные для W–Ta оказываются насыщенными, и остальной дейтерий остается растворенным. Вероятно в работе [5] повышение накопления происходит из-за того, что основной механизм – накопление в ловушках специфичных для W–Ta. При этом теплота растворения, из-за изменения кристаллической структуры может, наоборот, повышаться (хотя механизм неочевиден).

Кроме того, известна работа Зиброва [6] в которой исследовался захват дейтерия в сплаве W–3.3%TaC после насыщения в газе при давлении 10^5 Па температуре 800–963 K и облучении дейтериевой плазмой в диапазоне 1–$18 \cdot 10^{24}$ D/м^2. Накопление дейтерия в сплаве с карбидом тантала оказалось немного меньше чем в поликристаллическом вольфраме.

Сравнение этих публикаций наглядно демонстрирует, что наличие нескольких публикаций о накоплении водорода в одном и том же вольфрамовом материале зачастую не позволяет сделать однозначные выводы о влиянии легирующего компонента на накопление.

В данной работе исследуется захват дейтерия в монокристаллические сплавы W, W–xTa после газового насыщения. Таким образом, будет исключено влияние блистеров из возможных причин, и, по сути, измерена растворимость дейтерия в исследуемых материалах.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В данном исследовании в качестве экспериментальных образцов использовались пластины из монокристаллических сплавов W, W–xTa (x = 1, 3, 5 концентрация в ат. %). Все образцы были механически отполированы до зеркальной поверхности и дегазированы в высоком вакууме при 1100 K в течение двух часов. В процессе дегазации образцов при повышенной температуре происходит релаксация поверхностных напряжений, которые образуются в ходе механической полировки, а так же выход растворенных в ходе изготовления газов, которые могут затруднить анализ накопления дейтерия.

Наборы образцов W, W–1%Ta, W–3%Ta, W–5%Ta по 4 шт. одновременно помещались в высоковакуумный объем, который откачивался до давления не менее $1 \cdot 10^{-5}$ Па, и затем нагревались внешним нагревателем до температуры 800 K, а после выдержки в течение двух часов температура снижалась. После достижения заданной температуры образцов откачка вакуумной камеры прекращалась, происходил напуск дейтерия в камеру до давления $1 \cdot 10^3$ Па. Экспонирование экспериментальных образцов в дейтерии происходило в течение 8 ч при температурах 425, 525, 625 K.

Количество дейтерия в сплавах W и W–Ta измеряли методом термодесорбционной спектроскопии (ТДС) на специализированном ТДС-стенде в НИЯУ МИФИ [7]. Скорость нагрева образцов составляла 2 K/с. В ходе эксперимента анализировались все дейтерийсодержащие массы.

АНАЛИЗ НАКОПЛЕНИЯ ДЕЙТЕРИЯ

Проведен ТДС анализ 12 образцов насыщенных при трех различных температурах. На рис. 1 приведены ТДС-спектры дейтерия из образцов вольфрама и сплавов вольфрам-тантал насыщенных при температуре 625 K.

Форма всех ТДС-спектров идентична и имеет один ярко выраженный пик. Максимум пика соответствует температуре 770 K. Интегральное накопление дейтерия в образцах, рассчитанное с учетов всех дейтерий содержащих масс, в зависимости от концентрации примеси тантала показано на рис. 2.

Из полученных данных были рассчитаны константы растворимости для исследованных монокристаллических сплавов. На рис. 3 проведено сравнение с классическими результатами Фраун-

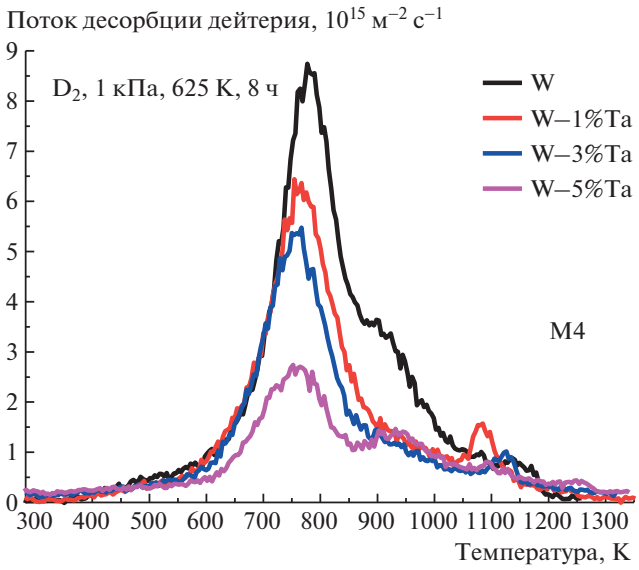

Рис. 1. ТДС-спектры D_2 из вольфрама и сплавов вольфрам–тантал насыщенных при температуре 625 K, давлении 10^3 Па.

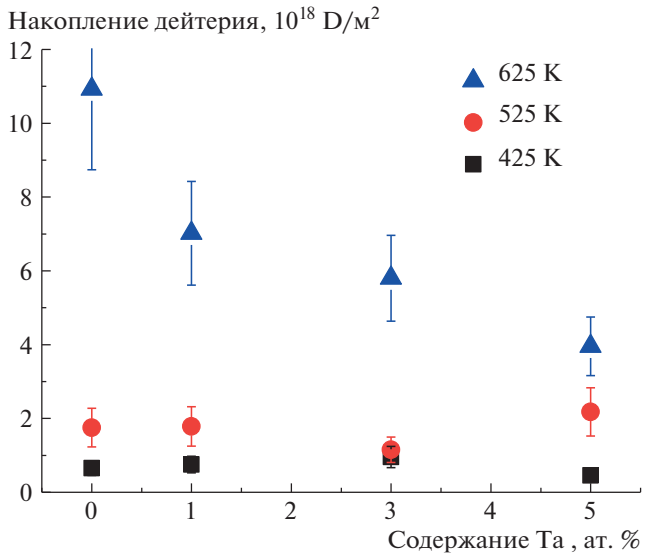

Рис. 2. Интегральное накопление дейтерия в образцах в зависимости от концентрации примеси тантала в вольфраме.

фельдера [8] и их аппроксимацией описываемой формулой:

$$S(T) = 9 \cdot 10^{-3}\exp(-1.04\ \text{эВ/kT}). \quad (1)$$

Отклонение от классической зависимости наблюдается так же и в экспериментах Бенемати [9], в которых образцы поликристаллического вольфрама и сплавов вольфрам-рений исследовались методом газовой проницаемости при давлении $0.7 \cdot 10^5$ Па и температуре 873 K.

Время насыщения в настоящем эксперименте рассчитывалось из теоретического значения коэффициента диффузии с некоторым запасом, и могло оказаться недостаточным для полного равномерного насыщения образцов при низких температурах. При расчетах растворимости в данной работе не учитывается влияние внутренних исходных дефектов структуры на захват дейтерия. Несмотря на то что отжиг при 1100 K не гарантирует удаление всех дефектов, их исходное количество в исследуемых материалах должно быть минимальное, в связи с тем что это структура материалов монокристаллическая, а количество производственных побочных примесей не превышает 100 appm. Таким образом измерение захвата дейтерия в каждом экспериментальном образце происходит в 2–3х крупных монокристаллических зернах при практически полном отсутствии таких внутренних дефектов структуры как границы зерен. Тем не менее данный факт полностью не исключает присутствия других механизмов захвата дейтерия в исследуемых материалах кроме растворимости, поэтому полученные значения стоит рассматривать как эффективные константы растворимости.

Хорошее совпадение полученных результатов наблюдается с недавней работой Ванга [10], в которой так же наблюдается двукратное снижение захвата дейтерия в вольфраме при введении 5 ат. % тантала. Образцы так же как и в нашем эксперименте насыщались из газовой фазы при давлении 10^5 Па и температуре 673 K. Авторы объясняют эффект энергией связи межузельного атома вольфрама с примесным атомом тантала, основываясь на теоретических расчетах Судзо [11]. В сплавах вольфрама с рением и хромом такая энергия

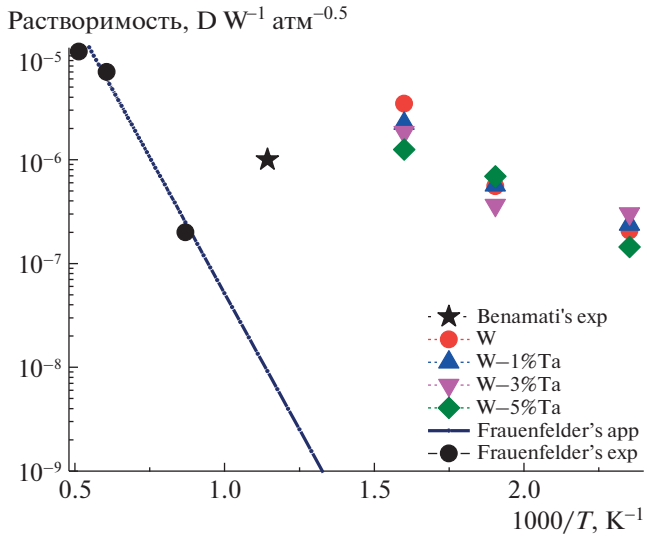

Рис. 3. Растворимость дейтерия в образцах вольфрама и сплавах вольфрам–тантал.

связи очень большая, таким образом, уменьшается вероятность захвата атомов изотопов водорода в кристаллической решетке. Особенно выражен данный эффект в образцах содержащих ионно-индуцированные дефекты структуры. Для тантала этот эффект менее выражен, но авторы работы предполагают что он может быть причиной снижения захвата дейтерия в сплавах вольфрам–тантал.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Исследовано накопление дейтерия из газовой фазы в монокристаллических сплавах W, W–xTa (x = 1, 3, 5 ат. %). Количество дейтерия увеличивается с ростом температуры экспозиции в диапазоне температур 425–625 K.

2. Показано влияние примеси Ta на удержание дейтерия в монокристаллах W после газового насыщения. Примесь тантала заметно снижает растворимость дейтерия из газовой фазы в вольфраме при температуре насыщения 625 K с ростом концентрации примеси.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность С.В. Суслину за полезное обсуждение результатов работы.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (No. 18-72-10162).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Bolt H. et al.* // J. Nucl. Mater. 2002. V. 307–311. P. 43–52.
2. *Hatano Y. et al.* // Nucl. Mater. Energy. 2016. V. 9. P. 93–97.
3. *Zayachuk Y. et al.* // Phys. Scr. 2011. V. T. 145. P. 014041.
4. *Zayachuk Y. et al.* // Nucl. Fus. 2013. V. 53. P. 013013.
5. *Schmid K., Rieger V., Manhard A.* // J. Nucl. Mater. 2012. V. 426. P. 247–253.
6. *Zibrov M. et al.* // J. Nucl. Mater. 2015. V. 463. P. 1045–1048.
7. *Rusinov, A., Gasparyan Yu. et al.* // Instrum. Exp. Tech. 2009. V. 52. P. 871–876.
8. *Frauenfelder R.* // J. Vac. Sci. Technol. 1969. V. 6 (3). P. 388.
9. *Benamati J.G. et al.* // J. Nucl. Mater. 2000. V. 283–287. P. 1033–1037.
10. *Wang J., Hatano Y. et al.* // J. Nucl. Mater. 2021. V. 545. P. 152749.
11. *Suzudo T., Tsuru T., Hasegawa A.* // J. Nucl. Mater. 2018. V. 505. P. 15–21.

The First Investigation of Tantalum Impurity Influence on Deuterium Retention in W–Ta Alloy after Gas Exposure

N. P. Bobyr[1, *], V. S. Efimov[2], D. A. Kozlov[1], D. S. Dugin[1], and S. S. Ananyev[1]

[1]*National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, 123182 Russia*

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

**e-mail: Bobyr_NP@nrcki.ru*

Abstract—This article presents the results of the first investigation of deuterium retention in W and W–xTa monocrystalline alloys (x = 1, 3, 5, at %). Exposure in gaseous deuterium was performed in the temperature range of 425–625 K at the pressure of 103 Pa. The results of thermal desorption spectroscopy (TDS) of deuterium retention in samples are presented.

Keywords: tungsten alloys, tantalum, hydrogen isotopes, thermal desorption spectroscopy

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2022, том 13, № 3, с. 222–239

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ КОНСТРУКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ

УДК 669.017:536.421

ПРИРОДА АНОМАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ (ГРАНУЛ) В БЫСТРОЗАКАЛЕННЫХ PREP ПОРОШКАХ – III. МНОГОУРОВНЕВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ БОРА И УГЛЕРОДА В PM HIP КОМПАКТАХ ЖАРОПРОЧНЫХ СУПЕРСПЛАВОВ НА ОСНОВЕ Ni ПРИ ГОРЯЧЕЙ ДЕФОРМАЦИИ И ТЕРМООБРАБОТКЕ

© 2022 г. А. В. Шульга*

Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, 115409 Россия

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

Поступила в редакцию 12.07.2021 г.
После доработки 15.07.2021 г.
Принята к публикации 16.07.2021 г.

Наличие аномальных частиц (гранул) с существенно различающимися концентрациями микролегирующих элементов внедрения углерода и бора является важной характеристикой однородности состава быстрозакаленных порошков жаропрочных суперсплавов на основе никеля и коррозионно-стойких сталей, полученных PREP методом. Проведено детальное многоуровневое экспериментальное исследование поведения бора и углерода в PM HIP компактах супер сплавов на основе Ni при горячей деформации и термообработке. Прямые ядерно-физические методы активационной авторадиографии по углероду по реакции $^{12}C(d,n)^{13}N$ и трековой авторадиографии по бору по реакции $^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$, металлографии, SEM, EDX и OIM использовались для выявления особенностей эволюции микроструктуры аномальных гранул в PM HIP компактах жаропрочных суперсплавов на основе никеля. Выявлено существенное влияние горячей деформации и термообработки на поведение бора и углерода в PM HIP компактах жаропрочных суперсплавов на основе Ni. Обнаружены и обсуждены существенные различия в эволюции углерода и бора. Предложена схематическая TTT-диаграмма для выделения боридной фазы в сопоставлении с выделением карбидной и гамма-штрих фаз.

Ключевые слова: суперсплавы на основе Ni, быстрозакаленный порошок, PREP метод, PM HIP технология, горячая деформация, термообработка, TTT-диаграмма, авторадиография, углерод, бор, микроструктура

DOI: 10.56304/S2079562922010390

1. ВВЕДЕНИЕ

Получение быстрозакаленных порошков суперсплавов на основе Ni, коррозионно-стойких сталей и других сплавов сложного состава для PM HIP и AM-технологий осуществляется обычно методом центробежного распыления слитка-электрода, оплавляемого плазмой (PREP-метод, Plasma Rotating Electrode Process), в частности, в отечественной PM HIP-технологии, названной при ее создании – металлургией гранул [1–5].

Важным фактором улучшения структуры и механических свойств жаропрочных суперсплавов на основе Ni и коррозионно-стойких сталей, полученных с помощью PM HIP- и AM-технологий, является высокая скорость охлаждения расплава при PREP-атомизации расплава, позволяющая избежать ограничений, связанных с грубой неоднородностью макроструктуры массивного слитка и ее наследованием в деформированном и термообработанном металле при традиционной технологии [6–9].

Однородность состава быстрозакаленного порошка, полученного PREP методом, является важнейшим фактором, определяющим качество PM HIP компактов и изделий из суперсплавов на основе Ni, коррозионно-стойких сталей и других сплавов сложного состава [1, 6, 7].

Наличие аномальных частиц (гранул) со значительно различающимися концентрациями легирующих элементов, в основном углерода и бора, характеризует неоднородность частиц PREP порошка суперсплавов на основе Ni и коррозионно-стойких сталей [3, 6]

Аномальные частицы (гранулы) порошка в PM HIP компактах и изделиях из суперсплавов на основе Ni и коррозионно-стойких сталей являются основным фактором нежелательной неодно-

родности PM HIP компактов суперсплавов на основе Ni и коррозионно-стойких сталей [1–3].

Многоуровневое исследование влияния термообработки и горячей деформации PM HIP компактов суперсплавов на основе Ni на эволюцию структуры и поведение углерода и бора важно для лучшего понимания основ материаловедения жаропрочных сплавов, а также для оптимизации PREP и PM HIP технологий суперсплавов на основе никеля.

Микролегирующие элементы внедрения углерод и бор образуют твердые растворы внедрения, характеризующиеся существенно более низкими значениями предельной растворимости по сравнению с легирующими элементами замещения, что определяет существенные методические проблемы при изучении их поведения. Следует также отметить, что существенный эффект карбидного упрпчнения сталей, а также суперсплавов на основе Ni, при содержании углерода на уровне долей поцента, определяется небольшим количеством карбидной фаэы, высокая дисперсность частиц которой при равномерном распределении определят существенный эффект дисперсионного твердения [1, 3, 10–12]. Вследствие этого применяется экспериментальный метод электрохимического изолирования – выделения карбидной (или боридной) фазы в осадок при электрохимическом растворении матрицы. Таким методом установлено образование боридных фаз в суперсплавх на основе Ni типа M_3B_2 и M_5B_3, определен их элементный состав и кристаллическая структура [1, 13]. Основной недостаток метода электрохимического изолирования является отсутствие информации о локализации частиц в структуре исследуемого сплава. Метод APT (Atom Probe Tomography) в настоящее время активно применятся для решения задач по идентификации частиц боридных фаз и сегрегаций бора на атомарном уровне [11, 13].

В тоже время неоднородность распрелеления микролегирующих элементов бора и углерода, в значительной степени связанная с низкими значениями коэффициета распределения, существенно затрудняет получение объективной интегральной информации по образованию сегрегаций, выделений боридных и карбидных фаз локальными методами TEM и APT. Характерно, что результаты по составу боридных фаз типа M_3B_2 и M_5B_3, упомянутые выше подтверждаются современными теоретическими и экспериментальными работами [13].

Прямой ядерно-физический метод трековой авторадиографии по бору позволяет оценивать содержание бора в твердом растворе, наличие сегрегации атомов бора по сравнению плотности распределения отдельных треков, а образование частиц боридной фазы по слиянию треков. Это связано с возможностью идентичного облучения исследуемых образцов в тепловой колонне исследовательского ядерного реактора, при одинаковом флюенсе тепловых нейтронов и позплляет проводить весьма чувствительное сравнение содержания бора в твердом растворе, в виде сегрегаций и выделений боридных частиц на макро уровне и далее перейти к анализу областей ROI.

Таким образом, метод трековой авторадиографии по бору является методом, позволяющим осуществить интегральное многоуровневое исследование поведения бора при термообработке и горячей деформации.

Жаропрочные суперсплавы на основе Ni являются примером наиболее сложнолегированных сплавов и представляют собой передовое достижение современного физического материаловедения [1], Сложность состава жаропрочных суперсплавов на основе Ni обусловлена решением задачи по реализации в этих суперсплавах сочетания комплекса механизмов упрочнения: твердорастворного механизма упрочнения тугоплавкими металлами (W, Mo, Nb, Ta, Re), дисперсионного упрочнения интерметаллидной γ'-фазой и упрочнения дисперсными выделениями карбидных и боридных фаз.

Для оптимального выбора режимов термообработки, обеспечивающих научно-обоснованый выбор температурно-временных условий получения пересыщенного твердого раствопа и его последующего старения с распадом пересыщенного твердого раствора в теории и практике термической обработки применяются TTT диаграммы [1, 2]. Диаграмма Time–Temperature–Transformation (TTT) для нормального фазового превращения – распада пересыщенного твердого раствора характеризует кинетику протекания превращения –распада твердого раствора и выделения избыточной, упрочняющей фазы. Таким образом, в соответствии с равновесной диаграммой состояния сплава, температура сольвус для упрочняющей фазы определяет минимальную температуру нагрева при закалке, а касательная к носу TTT диаграммы – минимальную скорость охлаждения при закалки, обеспечивающую подавление распала твердого раствора. DTA анализ, применяемый для построения равновесных фазовых диаграмм дает сведения по равновесным температурам сольвус основных упрочняющих фаз на TTT диаграмме.

Экспериментальное построение TTT диаграмм для дисперсионно твердеющих сплавов основывается на проведении изотермических режимов термообработки, при которых наличие пересыщенного твердого раствора и его распад с эффектом дисперсионного твердения контролируется измерением твердости или параметра решетки твердого раствора, а также появлением зон – сегрегаций, кластеров и в дальнейшем выделений избыточной фазы.

Для суперсплавов на основе Ni существуют TTT диаграммы для выделения γ′ фазы и карбидных фаз [14]. В связи с этим для построения схематической TTT-диаграммы распада пересыщенного твердого раствора бора, образования сегрегаций и выделения боридной фазы в PM HIP компактах суперсплавов на основе Ni использовались DTA-кривые в сочетании с результатами трековой авторадиографии с целью выявления наличия твердого раствора, сегрегаций и выделений избыточной боридной фазы, после заданных режимов термообработки.

Целью данной работы является многоуровневое исследование эволюции структуры, поведения углерода и бора в PM HIP компактах суперсплавов на основе Ni, полученных с использованием быстрозакаленных PREP порошков, при термообработке и горячей деформации.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Состав исследованных суперсплавов на основе никеля приведен в табл. 1.

Быстрозакаленные сферические порошки исследуемых суперсплавов на основе никеля получены методом центробежного распыления вращающегося электрода, оплавляемого плазмой (PREP). Консолидация порошка производилось методом горячего изостатического прессования (HIP) со следующими параметрами: 1200°C, 150 МПа; 4 ч. Анализ влияния термической обработки (HT) и горячей деформации (HF) проводился с использованием результатов исследования следующих режимов HT и HF. HT1: 1200°C, 4 ч, FC (охлаждение в печи, 0.5°C/мин); HT2: 1200°C, 4 ч, AC (воздушное охлаждение 6°C/мин); HT3: 1170°C, 4 ч, FC; HT4, HT5: 1190°C, 8 ч, AC с последующим высокотемпературным старением при 780 и 850°C , 16 ч, AC соответственно; HF1, HF2: испытание на сжатие при 1050°C и 1200°C, соответственно, скорость деформации 10^{-3} c^{-1}, AC.

Активационная авторадиография по углероду, используемая в работе, основана на ядерной реакции $^{12}C(d,n)^{13}N$ атомов углерода с дейтронами с энергией 2 МэВ. Для оценки времени экспозиции использовался высокочувствительный β-радиометр, позволяющий измерять интенсивность β-излучения, что прямо соответствует концентрации углерода. Этот прямой ядерный метод позволяет с высокой чувствительностью обнаруживать крупномасштабное распределение углерода в макроструктуре образца, а также микронеоднородность в виде аномальных гранул, обогащение углеродом наследственных границ гранул (prior particle boundary PPB) и выделение частиц карбидных фаз. Следует отметить, что уровень наведенной β-активности, измеряемый высокочувствительным β-радиометром существенно зависит от степени распада твердого раствора по углероду и дисперсности выделений карбидных фаз и, следовательно, в дополнение к возможности структурной локализации сегрегаций и выделений карбидных фаз, позволяет оценивать интегральную дисперснсть карбидных частиц и ее изменение в процессе старения.

Трековая авторадиография по бору, применяемая для исследования распределения бора, основана на использовании ядерной реакции $^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ на тепловых нейтронах и позволяет обнаруживать очень низкие уровни бора (до 1 ppm). В связи с этой уникальной особенностью применение трековой авторадиографии по бору позвзоляет детектировать предельно низкие концентрации бора в твердом растворе в объеме зерен, с высокой чувтвительностью определять ее изменение при распаде пересыщенного твердого раствора, а также детектировать образование сегрегаций бора на границах зерен (GB) и выделение частиц боридной фазы в процессе термической обработки и при горячей деформации.

Таблица 1. Химический состав исследованных суперсплавов на основе Ni (мас. %)

Material	Ni	Al	Ti	Cr	Co	W	Mo	Nb	Hf	V	C	B
EP962	Bal.	4.1	2.5	12.7	9.9	3.4	4.5	3.8	0.4	0.3	0.07	0.012
EP741	Bal.	5.1	1.8	8.6	15.6	5.7	3.9	2.7	0.29	–	0.06	0.012

Концентрация бора, определяемая методом трековой авторадиорафии по плотности треков формируемых в тонкой пленке детектора, облучаемой в контакте с поверхностью образца потоком тепловых нейтронов по реакции $^{10}B(n,\alpha)^7Li$ может быть выражена следующей зависимостью [15]:

$$\rho_B = \rho_\alpha + \rho_{Li} = NC_B\psi\sigma_B\eta_B(R_\alpha\varepsilon_\alpha + R_{Li}\varepsilon_{Li})$$

N – число атомов в единице объема, C_B – концентрация бора в атомных долях; ψ – флюенсе тепловых нейтронов; σ_B – сечение поглощения тепловых нейтронов по ядерной реакции $^{10}B(n,\alpha)^7Li$; η_B – доля ^{10}B изотопа в природной смеси изотопов бора; R_α пробег α частиц (1.48 МэВ), R_{Li} – пробег ^7Li ядер (0.83 МэВ) в образце; ε_α и ε_{Li} – коэффициенты чувствительности детектора к действию α частиц и ^7Li ядер соответственно.

Следует отметить, что приведенное выше выражение отражает прямо пропорциональную связь между концентрацией бора и плотностью треков для различных участков образца, и позволяет по соотношению плотности треков определять изменение концентрации бора в различных структурных элементах образца. Проведение облучения в капсуле с набором исследуемых образцов позволяет проводить одновременное их облучение при одинаковом флюенсе тепловых нейтронов, что позволяет с высокой чувствительностью опредлять изменение плотности треков для исследуемого набора образцов.

Методы металлографии, SEM, EDX и OIM использовались также для выявления особенностей эволюции микроструктуры аномальных гранул в PM HIP компактах жаропрочных суперсплавов на основе никеля.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты металлографии, активационной авторадиографии по углероду и трековой авторадиографии по бору суперсплавов на основе Ni показывают присутствие аномальных частиц (гранул) с высокой концентрацией углерода в компактах, полученных консолидацией быстрозакаленного PREP порошков.

На рис. 1 приведены макроструктура и авторадиограммы распределения углерода и бора в области образца с аномальными гранулами PM HIP компакта суперсплава на основе Ni EP962, полученного с использованием быстрозакаленного PREP порошка.

Результаты по распределению бора подтверждают особенности влияния деформации на структурно-фазовое состояние PM HIP компактов суперсплаов на основе никеля [16, 17].

На рис. 2, 3 представлена микроструктура - SEM, IPF-карты и авторадиограммы распределения углерода и бора в области аномальной гранулы, обозначенной синей стрелкой на рис. 1.

Следует отметить, что по результатам OIM исследования PM HIP компакта в области аномальной гранулы установлено наличие двойниковых границ типа (111)⟨111⟩, тогда как двойниковые границы типа (110)⟨110⟩ отсутствуют (рис. 2, 3).

Важно отметить высокую дисперсность выделений карбидной и боридной фаз в объеме аномальных гранул исследованных PM HIP компактов жаропрочных суперсплавов на основе Ni (см. рис. 2–5).

На рис. 6 приведена микроструктура, активационная авторадиограмма по углероду и трековая авторадиограмма по бору слитка-электрода диаметром 80 мм суперсплава на основе никеля EP962, использованного для получения быстрозакаленного PREP порошка. Редультаты металлографии и авторадиографии одного и того же участка свидетельствуют о формировании грубой дендритной структуры, для которой параметр DAS ~50–100 мкм, а протяженность первичных осей составляет несколько миллиметров.

Прямые ядерно-физические методы активационной авторадиографии по углероду и трековой авторадиографии по бору выявляют существенное обогащение этими микролегирующими элементами внедрения межосных участков дендритной структуры в соответствии с низкими значениями коэффициентов распределения этих элементов между твердой и жидкой фазами при кристаллизации.

Выявлено и достоверно идентифицировано выделения карбидной и боридной фаз в межосных участках дендритной структуры. Следует отметить, что трековая авторадиография позволяет детектировать наличие атомов бора в твердом растворе в объеме дендритных осей, образование сегрегаций бора и выделений боридной фазы в межосных участках дендритной структуры.

Учитывая, что плотность распределения отдельных треков на авторадиограмме пропорциональна концентрации атомов бора можно количественно сопоставлять локальную концентрацию атомов бора в различных структурных элементах.

На рис. 6в ρ_a и ρ_i обозначают плотность треков от атомов бора в твердом растворе в выделенных кольцами областях в объеме оси дендрита и в межосном участке, значения их определены соответственно равными $\rho_{a\text{-}s\text{-}s} = 1.3 \cdot 10^4$ мм$^{-2}$ и $\rho_{i\text{-}s\text{-}s} = 2.3 \cdot 10^4$ мм$^{-2}$. Сегрегационное отношение получаем на уровне ~2 и, следователь коэффициент

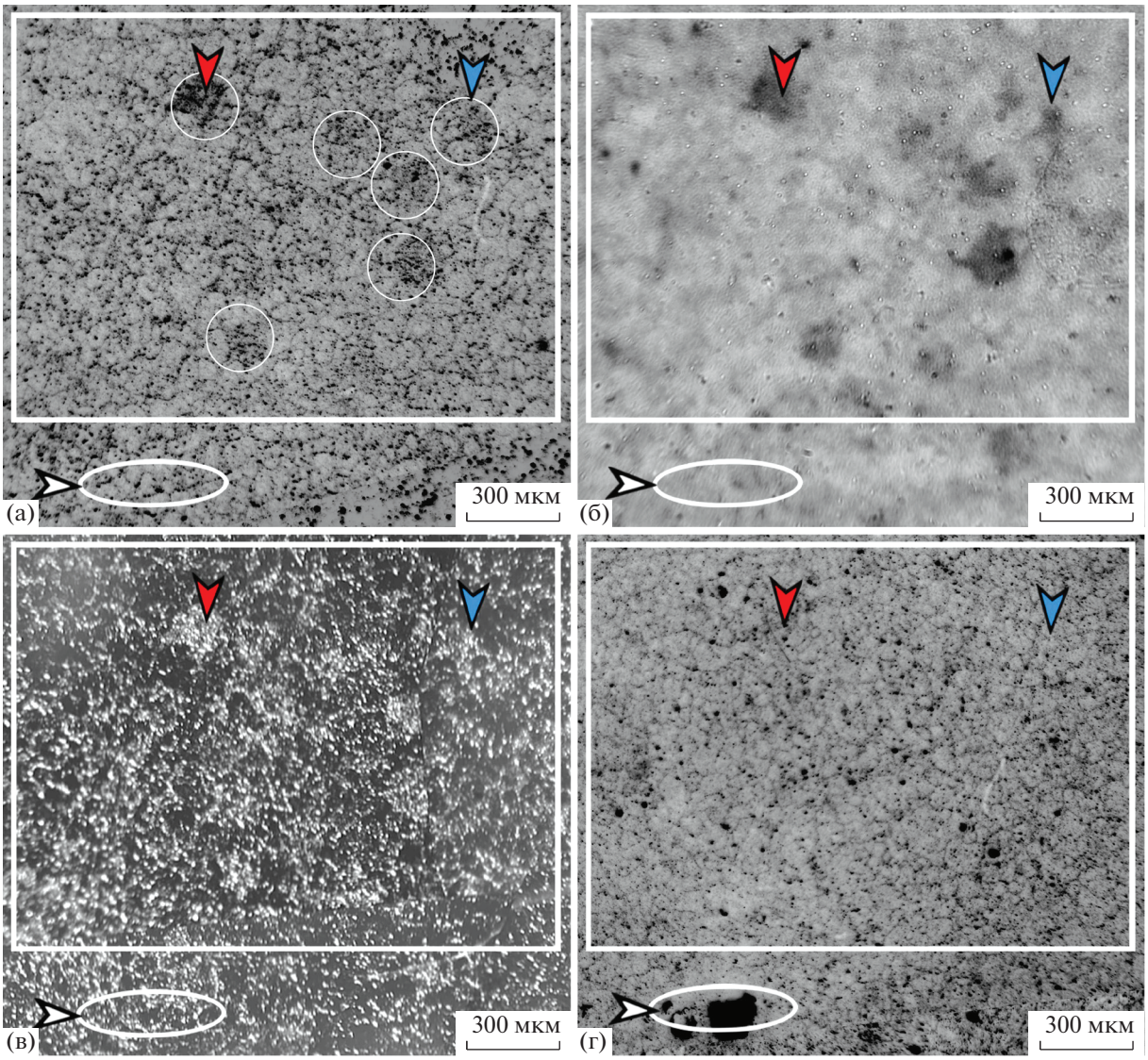

Рис. 1. Макроструктура (а, в) и активационная авторадиограмма по углероду (б), трековая авторадиограмма по бору (г) PM HIP компакта суперсплава на основе никеля EP962, полученного с использованием быстрозакаленного PREP порошка. Белый прямоугольник указывает детально исследованную область; белые кольца показывают аномальные частицы (гранулы); (а, в) LM, светлое и темное поле, соответственно.

распределения ~0.5. Следует отметить, что учет наличия круных выделений боридной фазы M_3B_2 приводит к существенному снижению этого параметра в соответствии с данными по коэффициенту распределения бора в никеле [1].

Результаты EDX анализа для двух крупных выделений боридной фазы в слитке-электроде, использованного для получения быстрозакаленного PREP порошка жаропрочного суперсплава EP962 (рис. 7 – TSR области) приведены в табл. 2

По результатам EDX анализа выделений боридной и карбидной фаз в слитке-электроде жаропрочного никелевого сплава EP962 установлен следующий элементный состав обнаруженных боридов и карбидов $(Mo_{0.30}Cr_{0.27}Nb_{0.12}Ni_{0.11}W_{0.07}Co_{0.05}Si_{0.03}Ti_{0.02}\ V_{0.02})_3(B_{0.64}C_{0.09})_2$ и $(Nb_{0.61}Ti_{0.22}Ni_{0.10}Cr_{0.02}W_{0.01}Hf_{0.01})(C,\ B)$ соответственно.

Локализация выделений боридной и карбидной фаз в короне неравновесной эвтектики в областях TSR определяется коэффициентами распределения легирующих элементов между твердой и жидкой фазами ($k_0 = C_{axis}/C_{interaxis}$, табл. 3), а также между γ' и γ фазами ($k_d = C_{\gamma'}/C_{\gamma}$, табл. 4), поскольку неравновесная γ'/γ эвтектика содержит существенно большее количество γ' фазы. Следует отметить, что по результатам EDX анализа определено наличик углерода в бориде и соотно-

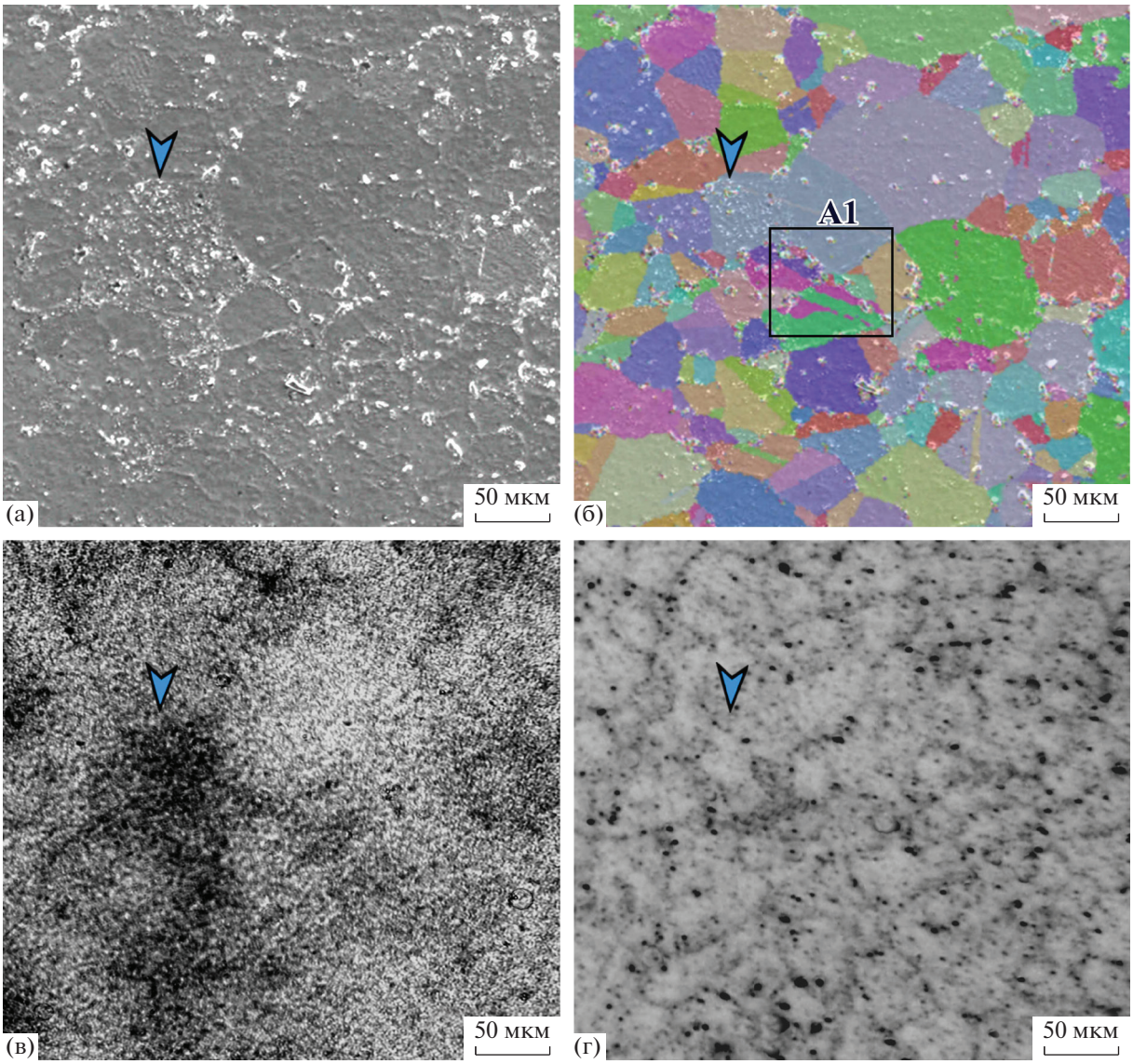

Рис. 2. Микроструктура (SEM) (а) и суперпозиция SEM + IPF (б), активационная авторадиограмма по углероду (в), трековая авторадиограмма по бору (г) в области аномальной гранулы в PM HIP компакте суперсплава на основе никеля EP962.

шение бора и углерода в бориде, что позволяет идентифицировать указанную фазу как борокарбид. Можно полагать по результатам EDX анализа, что для карбиной фазы также характерно наличие атомов бора по типу замещения атомов углерода в структуре карбида MC.

Установлено, что легирующие элементы Nb, Mo, Cr, Ti, Co, V, Si, Hf, для которых значение коэффициента распределения $k_0 = C_{axis}/C_{interaxis} < 1$ обогащают межосные участки дендритной структуры,причем наиболее заметно Nb, а наименее заметно Hf. Эти элементы, естественно входят в составы карбидной и/или боридгой фаз, образующихся в областях TSR дендриной структуры (рис. 6, 7).

Следует отметить важный результат по особенности распределения W, для которого коэффициент распределения k_0 больше единицы ($k_0 = 1.28$), что соответствует обогащению оси дендритов. Обогащение этим элементом короны неравновесной γ'/γ эвтектики и обогащение боридной фазы M_3B_2 определяется перераспределением W в процессе роста γ'/γ эвтектики (табл. 4), которая содержит значительное количество γ'-фазы, обедненной вольфрамом. Представленные в табл. 4 результаты ($k_d = C_{\gamma'}/C_{\gamma}$) показывают также, что Mo, Cr, Co, V, Si, обогащающие межосные участ-

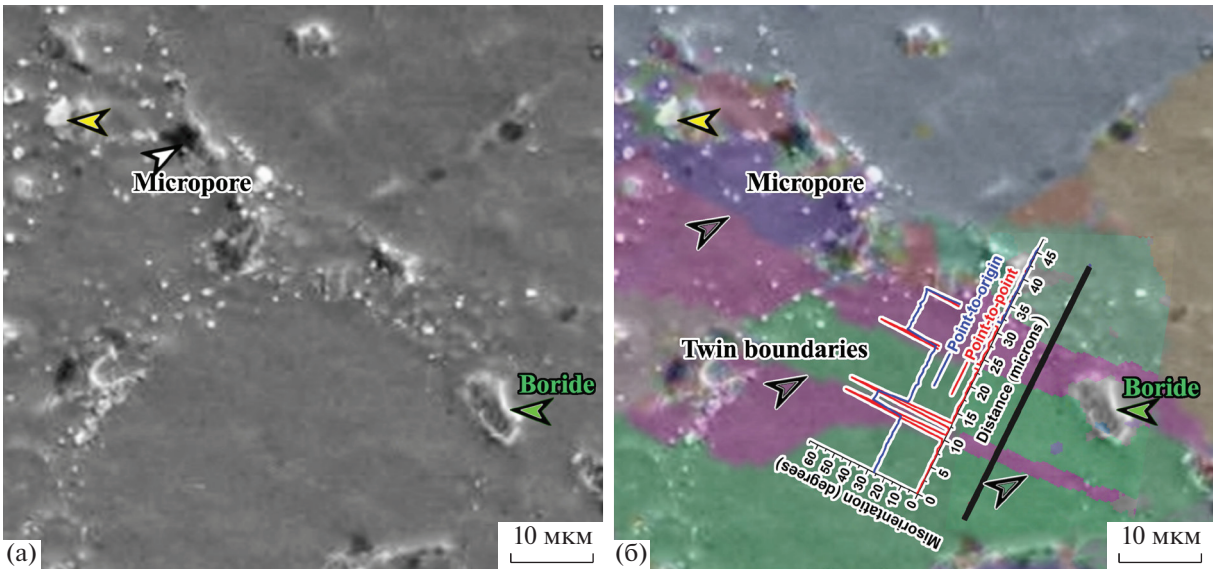

Рис. 3 Микроструктура (SEM) (а) и суперпозиция SEM + IPF (б) в области аномальной гранулы PM HIP компакта суперсплава на основе никеля EP962; вставка на рис. 3б показывает наличие двойниковых границ типа (111)⟨111⟩.

ки дендритной структуры согласно результатам, приведенным в табл. 3, интенсивно, вытесняются на периферию неравновесной γ′/γ эвтектики в ее корону, обогащая боридную и/или карбидную фазу. Это определяется их низкими значениями коэффициента распределения k_d, и, соответственно, пониженным содержанием этих элементов в γ′ фазе, доминирующей по объему в неравновесной γ′/γ эвтектике

Таким образом, доминирующее влияние на образование выделений боридной фазы M_3B_2, обогащенной Mo, Cr, W, Co в короне неравновесной γ/γ′- эвтектики, оказывает перераспределение этих элементов в процессе роста неравновесной γ/γ′-эвтектики.

Рисунок 8 иллюстрирует с использованием результатов металлографического анализа и трековой авторадиографии существенное влияние режимов термообработки на поведение бора в PM HIP компактах суперсплава на основе никеля EP741 после термообработки по режимам HT1–HT3. Обнаружено образование в основном твердого раствора бора–(HT2), сегрегация бора на границах зерен (GB)–(HT1) и выделение боридной фазы–(HT3). В табл. 5 приведены результаты анализа трековых авторадиограмм по бору (см. рис. 8).

При анализе трековых авторадиограмм определены плотности треков в объеме зерен ($\rho_{s\text{-}s}$), наличие сегрегации бора на границах зерен (GB), плотность треков для GBSB (ρ_{GBBS}), а также наличие частиц боридной фазы, выявляемых по слиянию треков и плотность их распределения ($\rho_{Borides}$) для трех режимов термообработки HT1–HT3 образцов PM HIP компактов суперсплава на основе Ni EP741 при одновременном их облучении флюенсом тепловых нейтронов 10^{17} м$^{-2}$.

Важно отметить сравнительный характер анализа трековых авторадиограмм PM HIP компактов суперсплава EP741, полученных при одновременном облучении и идентичной обработке.

Термообработка по режиму HT2 обеспечивает достижение максимальной плотности треков в объеме зерен среди указанных режимов термооб-

Таблица 2. Химический состав [ат. %] частиц боридной фазы в TSR области суперсплава на основе Ni EP962

Номер частицы	Ni	Al	Ti	Cr	Co	W	Mo	Nb	Hf	V	Si
1	8.99	0.61	1.76	27.58	3.1	7.49	31.7	12.97	0	1.85	3.02
2	12.65	0.35	1.96	25.94	6.01	7.13	29.05	10.62	0	1.58	2.64
Состав – в среднем	10.82	0.48	1.86	26.76	4.56	7.31	30.38	11.80	0.00	1.72	2.83

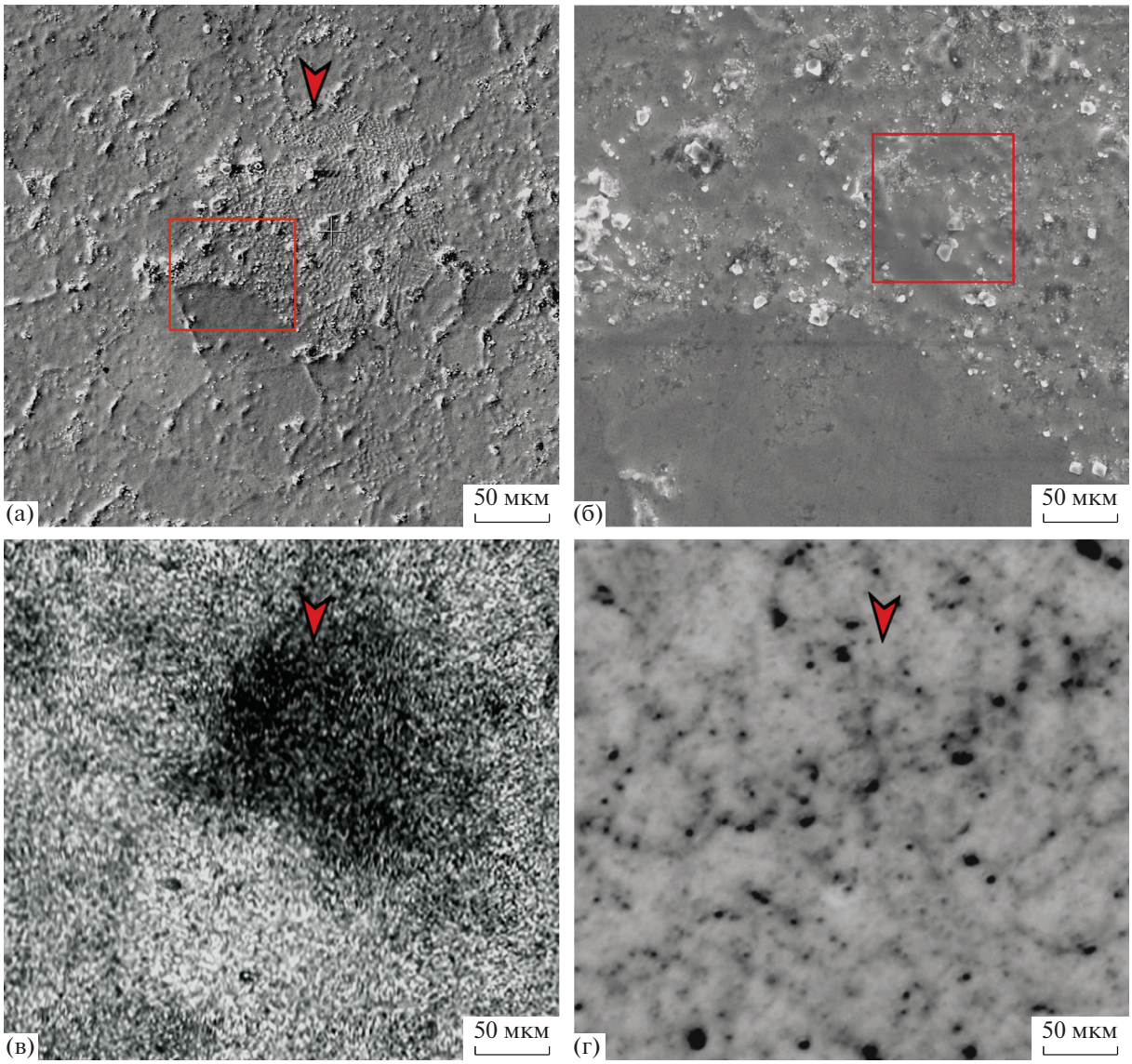

Рис. 4. Микроструктура (SEM) (а, б), активационная авторадиограмма по углероду (в), трековая авторадиограмма по бору (г) в области аномальной гранулы (красная стрелка) в PM HIP компакте суперсплава на основе никеля EP962.

работки, практически полное отсутствие сегрегаций по границам (GB) и некоторое количество боридных выделений. Наличие выделений боридной фазы свидетельствует о содержании бора в суперсплаве EP741 (0.06 ат. %) првышающем предел растворимости бора в PM HIP компакте

Таблица 3. Коэффициент распределения ($k_0 = C_{axis}/C_{interaxis}$) легирующих элементов в структурных элементах дендритной структуры слитка-электрода, использованном для изготовления PREP-порошка суперсплава на основе Ni EP962

Структурный элемент	Ni	Al	Ti	Cr	Co	W	Mo	Nb	Hf	V	Si
Дендритные оси, C_{axis}	52.8	2.57	1.35	9.81	8.30	3.52	3.42	1.54	–	0.32	0.08
Межосные области, $C_{interaxis}$	46.8	1.84	1.57	11.9	8.57	2.76	4.60	2.42	–	0.35	0.11
Коэффициент распределения, $k_0 = C_{axis}/C_{interaxis}$	1.13	1.40	0.86	0.83	0.97	1.28	0.74	0.63	0.97	0.91	0.76

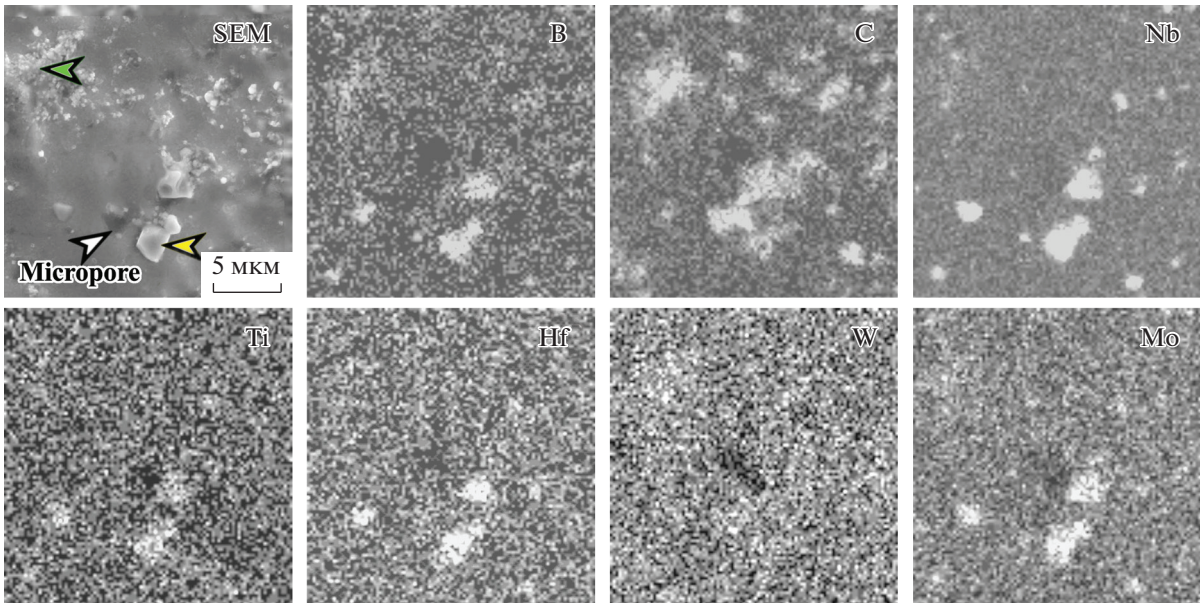

Рис. 5 Микроструктура (SEM) и EDX карты (ROI – красный квадрат на рис. 4) аномальной гранулы в PM HIP компакте суперсплава на основе Ni EP962; зеленая и желтая стрелки – частицы боридной и карбидной фаз, соответственно.

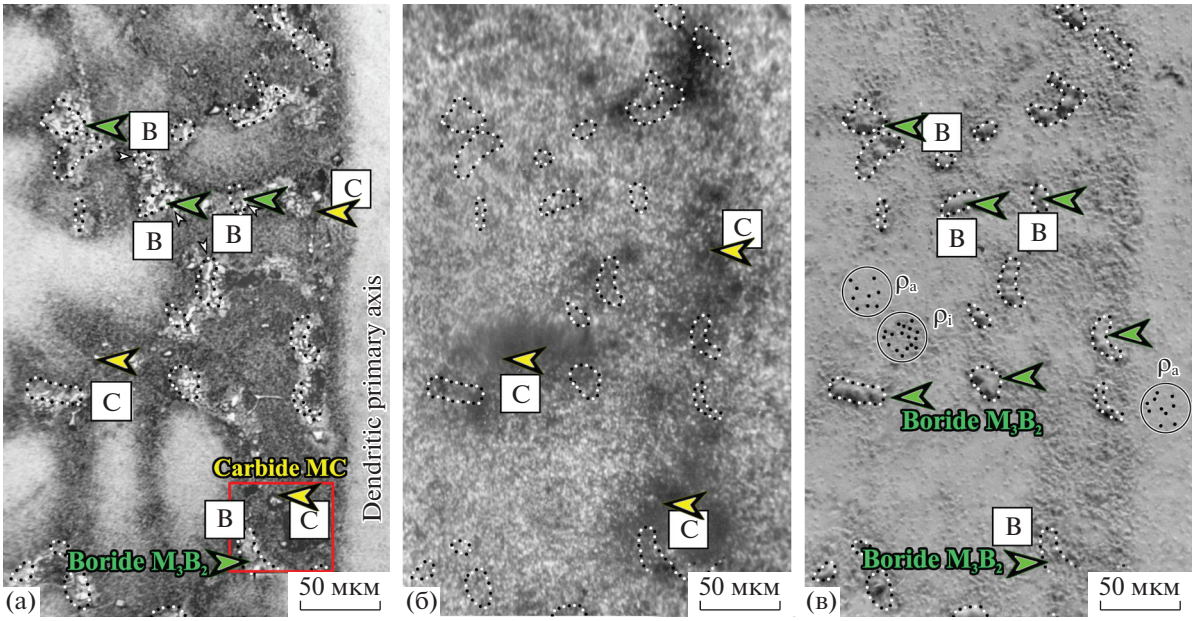

Рис. 6. Микроструктура (а), активационная авторадиограмма по углероду (б), трековая авторадиограмма по бору (в) слитка-электрода суперсплава на основе никеля EP962, использованного для получения быстрозакаленного PREP порошка; ρ_a и ρ_I – плотность треков в выделенных кольцами областях в объеме оси дендрита и в межосном участке, соответственно.

суперсплава EP741, достигамый при термообработке по режиму HT2 с нагревом до темраратуры 1200°C, превышающей температуру сольвус боридной фазы в PM HIP компакте суперсплава EP741.

Термообработка по режиму HT1 с нагревом также до 1200°C, но с более медленным охлаждением в печи (FC) приводит к интенсивному образованию сегрегаций GB, снижению плотности треков в объеме зерен и возрастанию количества выделений частиц боридной фазы в результате протекания распада твердого раствора при замедленном охлаждении (FC). Следует отмтить наличие на границах зерен отдельных боридных выделений, что свидетельствует о формировании ча-

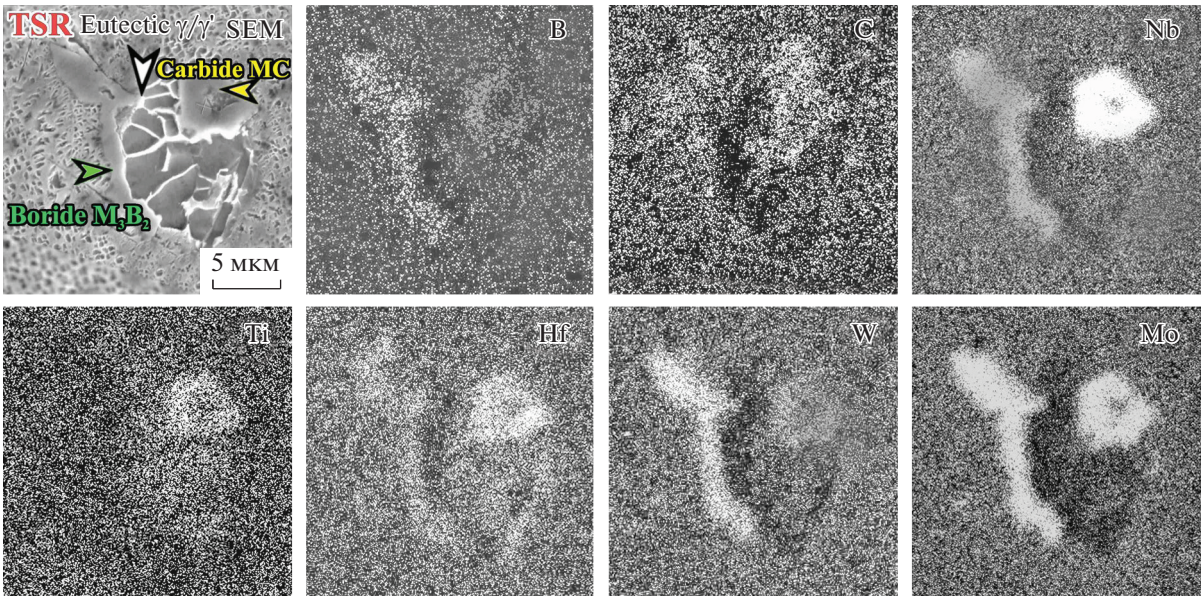

Рис. 7 Микроструктура (SEM) и EDX карты ROI (красный квадрат на рис. 6) терминальной области затвердевания (TSR) в объеме слитка-электрода суперсплава на основе никеля EP962, использованного для получения быстрозакаленного PREP порошка.

стиц боридной фазы как результат перехода от сегрегации (кластера) к частице боридной фазы, согласно основным положениям материаловедческой теории распада пересыщенных твердых растворов и образования выделений упрочняющих фаз.

Термообработка по режиму HT3 с нагревом до температуры 1170°C и выдержкой 4ч сопровождается интенсивным распадом твердого раствора при температуре 1170°C, ниже температуры сольвус боридной фазы в PM HIP компакте суперсплава EP741 и, в соответствии с этим, приводит к выделению максимального количества выделений боридной фазы. Анализ распределения выделеий боридной фазы в этом случае свидетельствует о преимущественно пограничном выделении, что объясняет отсутствие сегрегаций GB в связи с более интенсивной степенью распада твердого раствора.

На основе этих результатов предложена схематическая TTT-диаграмма распада пересыщенного твердого раствора бора с сегрегацией бора на границах зерен (GB) и выделением боридов в PM HIP компакте суперсплава на основе никеля EP741 (рис. 9, верхняя часть).

Следует отметить, что граница TTT диаграммы для боридной фазы проведена на основании учета образования не только боридных частиц, но также образования сегрегаций GB, что согласно пратике постпоения TTT диаграмм соответствует началу рассматриваемого превращения – распада пересыщенного твердого раствора.

Рисунок 10 демонстрирует сегрегацию бора на границах GB и выделение частиц боридной фазы как после термообработки по режиму HT4, так и по режиму HT5, а также обогащение углеродом границ исходных частиц (гранул) (PPB) после термообработки по режиму HT5. Эти результаты позволяют предложить схематическую диаграмму TTT в нижней части для выделения боридной фазы M_3B_2 на рис. 9 в сопоставлении с выделением карбидной фазы MC.

Таблица 4. Коэффициент распределения ($k_d = C_{\gamma'}/C_\gamma$) легирующих элементов в структуре неравновесной γ′/γ эвтектики в слитке-электроде, использованном для изготовления PREP-порошка суперсплава на основе Ni EP962

Структурный элемент	Ni	Al	Ti	Cr	Co	W	Mo	Nb	Hf	V	Si
γ′-фаза, $C_{\gamma'}$	58.8	3.88	3.36	2.03	4.69	1.10	0.87	4.04	5.85	0.09	0.00
γ-фаза, C_γ	49.3	2.21	1.76	9.44	7.69	2.57	3.92	2.80	0.28	0.26	0.11
Коэффициент распределения, $k_d = C_{\gamma'}/C_\gamma$	1.19	1.76	1.91	0.22	0.61	0.43	0.22	1.44	20.9	0.35	0.00

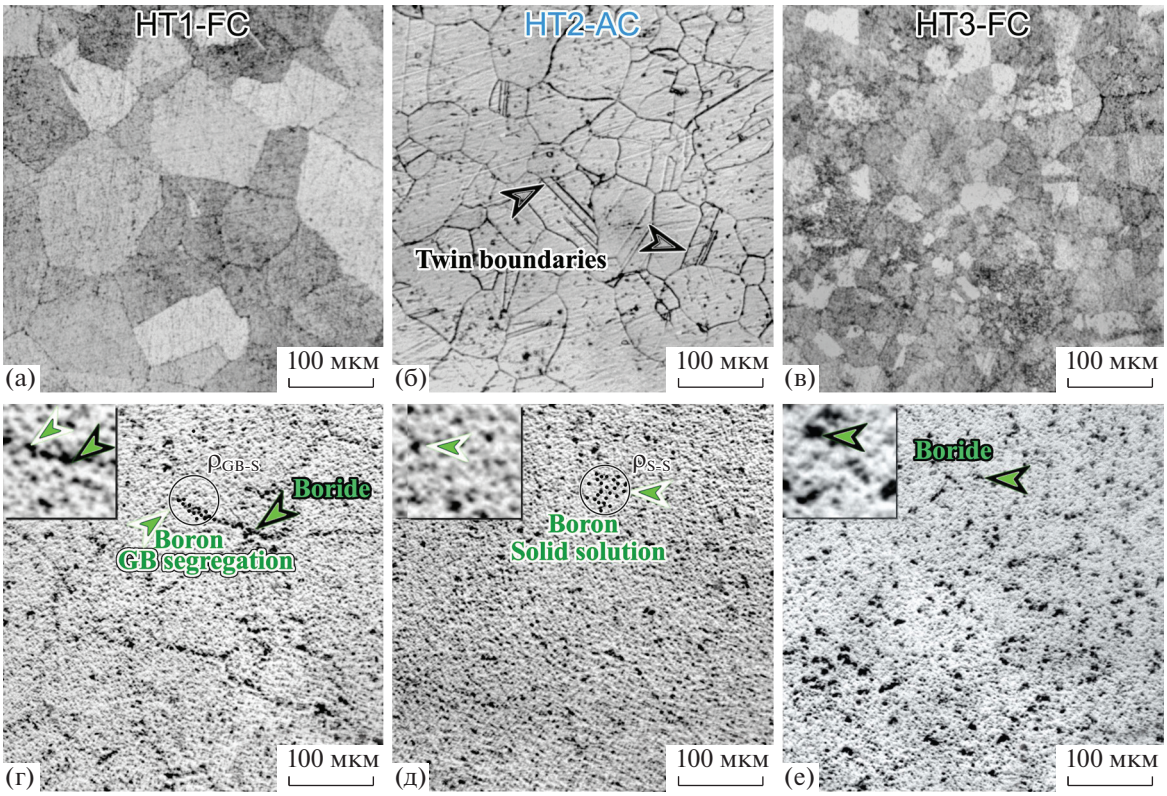

Рис. 8. Микроструктура (а–в) и трековые авторадиограммы по бору (г–е) PM HIP компакта суперсплава на основе никеля EP741 после термообработки по режимам HT1, HT2, HT3; $\rho_{s\text{-}s}$ и ρ_{GB} – плотность треков в выделенных кольцами областях в объеме зерна и на границе зерна, соответственно.

Следует отметить, что существующие TTT диаграммы для суперсплавов на основе Ni, характеризующие кинетику протекания превращений – распада твердого раствора и выделения карбидных фаз и гамма-штрих фазы, используются для определения свойств суперсплавов, выяснения оптимальных режимов термообработки [1, 14].

Согласно теории термической обработки вид TTT диаграммы распада пересыщенного твердого раствора определяется действием двух факторов – термодинамического стимула превращения – избытосной свободной энергии пересыщенного твердого раствора, возрастающего с увеличением переохлаждения, и диффузионного механизма превращения – распада пересыщенного твердого раствора существенно замедляющегося при понижении температуры, т. е. при увеличении переохлаждения.

Таким образом, из общих положений теории термической обработки следует, что на TTT-диаграмме существует область переохлажденного, пересыщенного твердого раствора и область выделения избыточной (боридной) фазы, верхняя граница которой асимптотически стремится к го-

Таблица 5. Параметры трековых авторадиограмм PM HIP компактов суперсплава на основе Ni EP741 после термообработки по режимам HT1–HT3: плотность распределения треков – в объеме зерен ($\rho_{s\text{-}s}$), – в сегрегации на границах зерен (ρ_{GBBS}); плотность распределения выделений боридных частиц ($\rho_{Borides}$)

Плотность треков/Структурный элемент/HT Режим	$\rho_{s\text{-}s}$ 10^4, мм$^{-2}$	ρ_{GBBS} 10^4 мм$^{-2}$	$\rho_{Borides}$ мм$^{-2}$	Бориды – расстояние между частицами, мкм
HT1	4.5	12.4	21.0	69.1
HT2	9.1	–	13.7	85.6
HT3	3.6	–	73.7	36.9

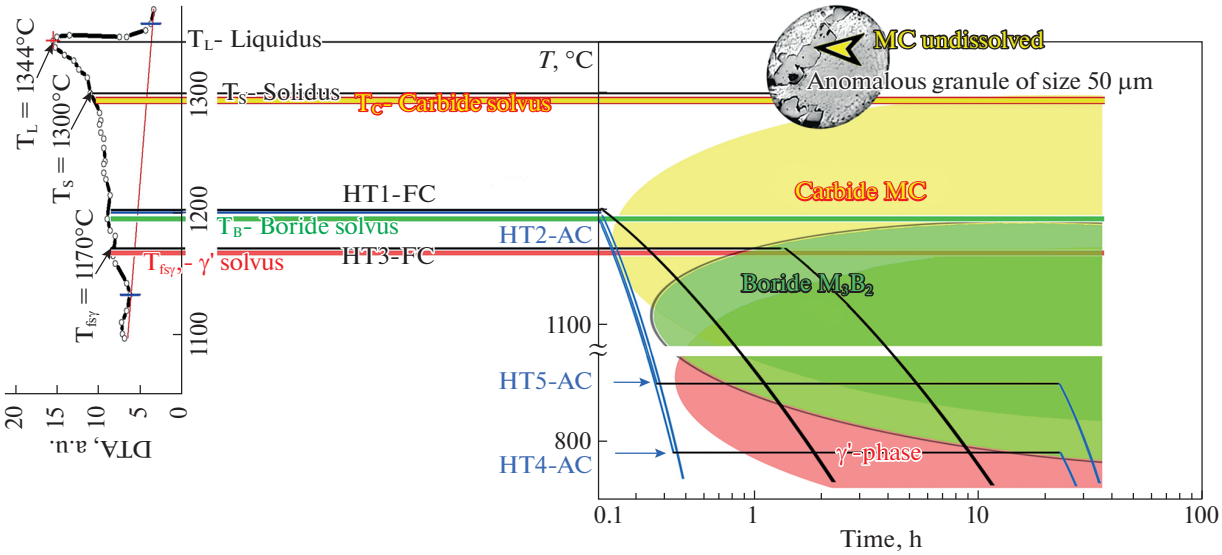

Рис. 9. Схематическая TTT-диаграмма (Time–Temperature–Transformation время–температура–превращение) в корреляции с кривой DTA для выделения боридной фазы (зеленое поле) в PM HIP компактах суперсплавов EP741 (HT1–HT3) и EP962 (HT4, HT5) в сопоставлении с соответствующими областями. для выделения карбидной- и γ'-фаз (желтое и красное поля соответственно).

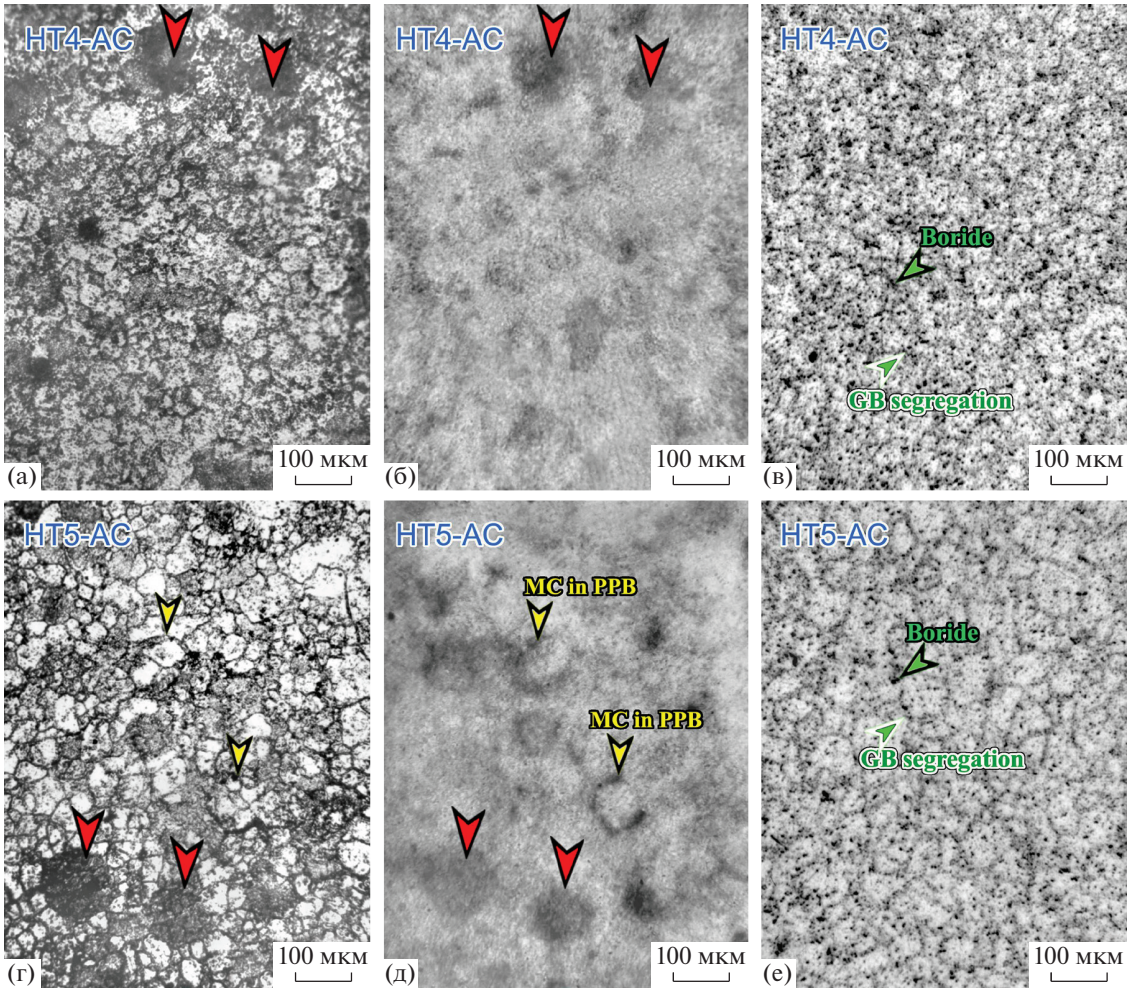

Рис. 10. Микроструктура (а, г), активационные авторадиограммы по углероду (б, д), трековые авторадиографии по бору (в, е) PM HIP компактов суперсплава типа EP962 после высокотемпературного старения по режимам HT4, HT5.

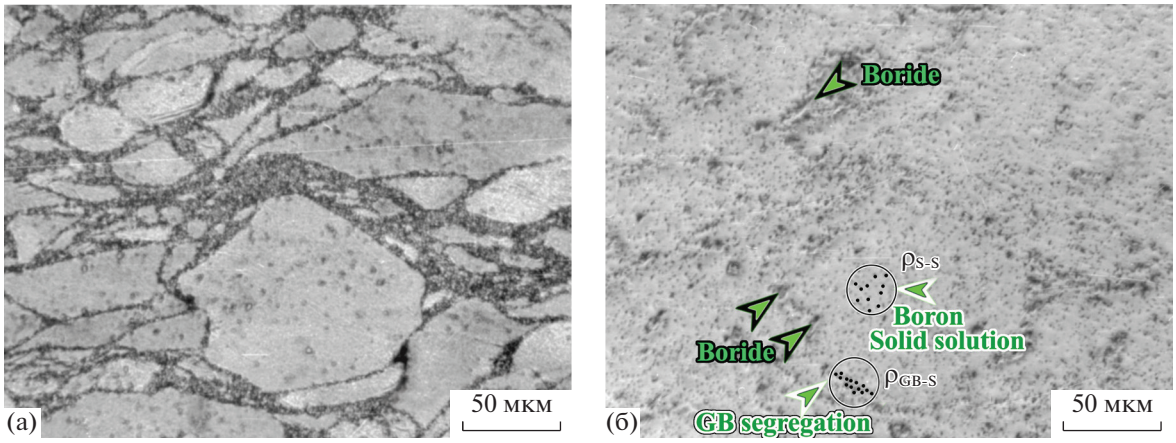

Рис. 11 Микроструктура (SEM) (а) и трековая авторадиограмма по бору (б) PM HIP компакта суперсплава EP741 после высокотемпературного испытания на сжатие по режиму HF1 при температуре 1050°C и скорости деформации 10^{-3} c^{-1}; $\rho_{s\text{-}s}$ и ρ_{GB} – плотность треков в выделенных кольцами областях в объеме зерна и на границе зерна (GB).

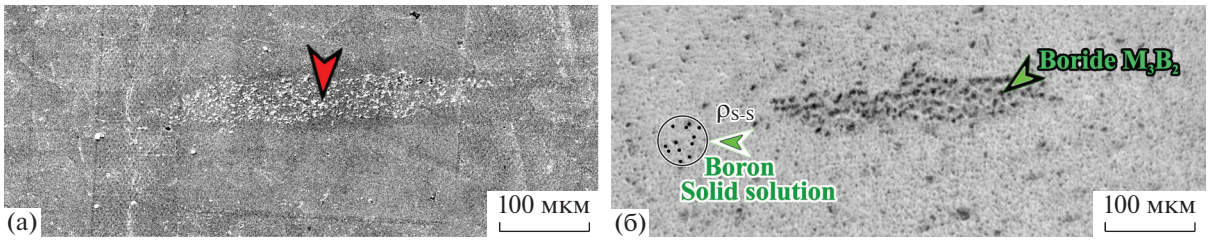

Рис. 12. Микроструктура (а) и трековая авторадиограмма по бору (б) PM HIP компакта суперсплава на основе никеля EP741 после испытаний на сжатие по режиму HF2 со следующими параметрами: 1200°C; 10^{-3} c^{-1}; $\rho_{s\text{-}s}$ – плотность треков в выделенной кольцом области образца.

ризонтальной линии – температуре сольвус – равновесной температуре выделения избыточной фазы. Максимальная скорость распада соответствует носу TTT диаграммы и определяет скорость охлаждения при закалке.

В соответствии с этими положениями теории термической обработки для построения схематической TTT-диаграммы выделения боридной фазы в PM HIP компактах суперсплавов на основе Ni EP741 и EP962 использовались DTA-кривые в сочетании результатами трековой авторадиографии по наличию твердого раствора, сегрегаций и выделений избыточной боридной фазы, после заданных режимов термообработки HT1–HT5.

В структуре суперсплава EP741 после термообработки по режиму HT2 установлено наличие двойников (рис. 8б) и согласно трековой авторадиографии, практически полное отсутствие выделений боридной фазы и пограничных сеграгаций бора с одновременным увеличением плотности треков атомов бора в твердом растворе (рис. 8д).

Для выяснения природы этой взаимосвязи важно обратить внимание на существенное влияние допирования никеля бором на каталитические свойства никеля, установленное в работах [18, 19]. При экспериментальном изучении парового риформинга углеводородов на никелевом катализаторе установлено повышение каталитической стабильности и высокой каталитической активности никеля при микролегировании бором [18, 19].

Экспериментальные исследования [19], и теоретические оценки [18, 20] показали, что атомы бора в октаэдрических междоулиях в плоскости (111) в значительной степени определяют упомянутый эффект улучшения каталитических свойств никеля.

Этот эффект определяется конкурентным действием атомов бора по отношению к атомам углерода, поступающего в октаэдрические междоузлия в процессе катализа и снижающего активнсть никелевого катализатора, а также смещением атомов никеля в плоскости (111), таким образом, что один ряд атомов Ni перемещается вверх на 0.27 Å, а другой – вниз на 0.31 Å [19]. Такое смещение атомов никеля для плоскости (111) приводит к сни-

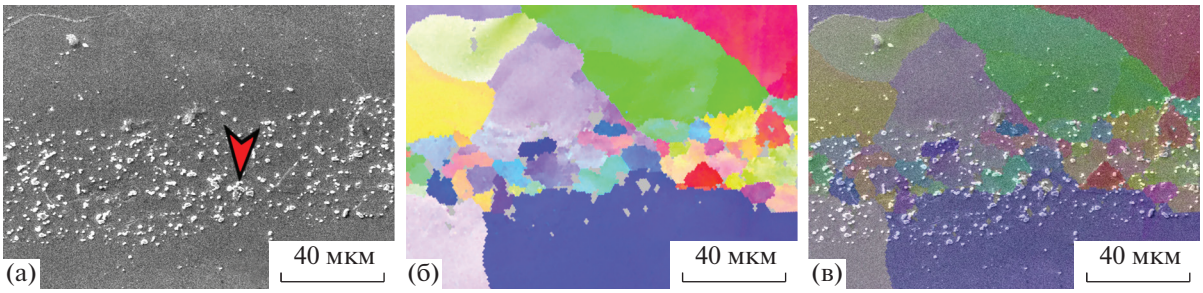

Рис. 13. SEM- и OIM-карты ROI (по красной стрелке на рис. 12) PM HIP компакта суперсплава на основе никеля EP741 после испытаний на сжатие по режиму HF2: (а) – SEM; (б) – IPF-карта; (в) – суперпозиция SEM + IPF-кары.

жению поверхностной энергии для плоскости (111) [19].

Известно, что понижение энергии дефекта упаковки для плоскости (111) ГЦК металлов сопровождается повышением склонности к двойникованию [21, 22].

Таким обраом, полученный в работе результат по наличию двойников в структуре PM HIP компакта суперсплава EP741 после термообработки по режиму HT2 хорошо коррелирует с результатами трековой авторадиографии, согласно которым установлено образование пересыщенного твердого раствора бора при практичеки полное отсутствие выделений боридной фазы и пограничных сеграгаций бора с одновременным увеличением плотности треков атомов бора в твердом растворе.

Повышение содержания бора в твердом растворе обеспечивает согласно работам [18, 19] снижение энергии дефекта упаковки, что приводит, в соответствии с работам [21, 22], к появлению двойников в структуре суперсплава EP741 после термообработки по режиму HT2.

Испытание на сжатие при температуре 1050°C (HF1), согласно результатам совместного многоуровневого анализа методами металлографии (LM) и трековой авторадиографии, приводит к образованию структуры типа “ожерелье, necklace” (рис. 11). При этом взаимно однозначное соответствие снимков микроструктуры и трековой авторадиограммы позволило установить интенсивное образование сегрегаций бора на границах крупных исходных деформированных зерен и выделений боридных частиц. Это подтверждает правильность предлагаемой схематической TTT диаграммы для боридной фазы, в частности согасуется с режимом HT3 по наличию боридных частиц, а также с режимом HT1 по образованию сегрегаций бора на границах зерен.

Испытание на сжатие по режиму HF2 при температуре 1200°C, согласно результатам совместного многоуровневого анализа методами металлографии (LM), трековой авторадиографии, SEM, EDX, OIM (рис. 12–14) приводит к образованию в объеме аномальных гранул крупных, скоагулированных частиц боридной фазы (размером до 5 мкм), которые существенно затрудняют рост зерен при протекании собирательной рекристаллизации в процессе испытания на сжатие при температуре 1200°C (рис. 13).

Следует отметить, что в объеме металла, окружающем аномальную гранулу, практически отсутствуют сегрегации бора на границах зерен и значение плоности треков соответствует термо-

Таблица 6. Химический состав [ат. %] частиц боридной фазы в области аномальной гранулы в PM HIP компакте суперсплава на основе Ni EP741 после испытания на сжатие по режиму HF2 при температуре 1200°C

Номер частицы	Ni	Al	Ti	Cr	Co	W	Mo	Nb	Hf	V	Si
Атомный радиус, Å	1.49	1.18	1.76	1.66	1.52	1.93	1.9	1.98	2.08	1.71	1.11
1	8.97	0.49	2.59	24.78	3.84	10.83	32.97	10.35	0	2.08	2.44
2	12.24	0.63	2.86	22.46	4.55	11.63	32.06	6.37	0	2.32	3.08
3	10.15	0.6	2.81	23.25	3.85	12.68	33.05	7.7	0	2.04	3.12
4	12.42	0.27	2.23	23.64	3.3	11.61	31.62	7.98	0	2.45	3.13
Состав – в среднем	10.95	0.5	2.62	23.53	3.89	11.69	32.43	8.1	0	2.22	2.94

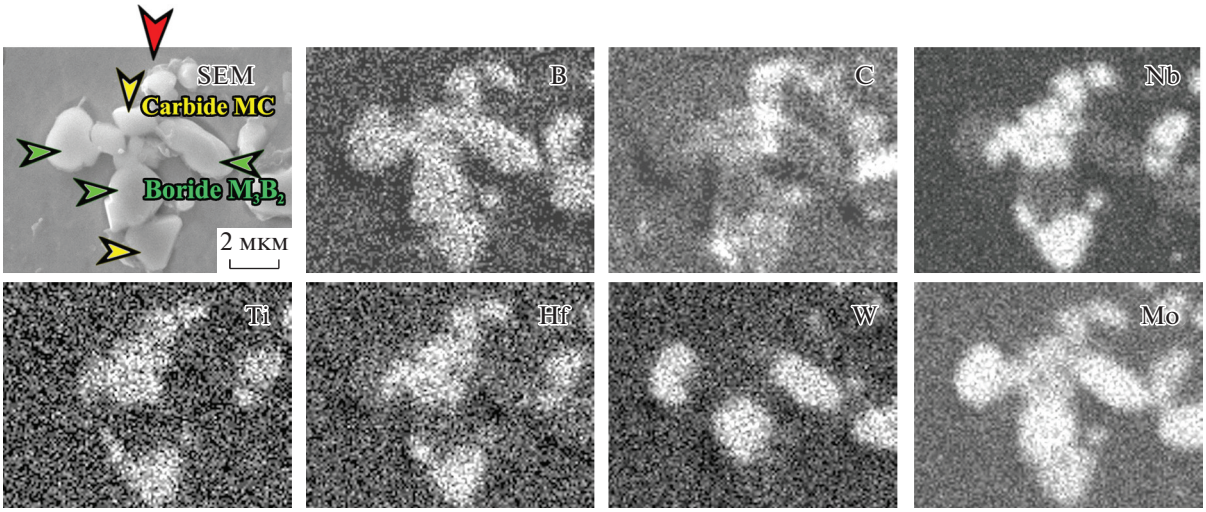

Рис. 14. Микроструктура (SEM) и EDX карты области ROI (по красной стрелке на рис. 12, 13) аномальной гранулы в PM HIP компакте суперсплава на основе Ni EP741 (обозначена красной стрелкой на рис. 12) после испытаний на сжатие по режиму HF2.

обработке по режиму HT2 при образовании персыщенного твердого раствора. Образование крупных частиц боридной фазы M_3B_2 (их коагуляция) подтверждает заключение об избыточном содержании бора в исследуемом суперсплпаве, превышающем предельную концентрацию бора в твердом растворе.

В табл. 6 приведены результаты EDX анализа набора частиц боридной фазы в аномальной грануле в PM HIP компакте суперсплава на основе Ni EP741 (обозначена красной стрелкой на рис. 12–14) после испытаний на сжатие по режиму HF2.

Следует отметить, что достаточно крупный размер частиц боридной фазы позволил идентифицировать кристаллическую структуру, соответствующую боридной фазе M_3B_2, а также получить хорошую воспроизводимость результатов по элементному составу и надежно определить состав боридной фазы.

Данные по размеру атомов легирующих элементов приведены в таблице 6 с целью сопоставления с результатами работ по экспериментальному определению и теоретическому обоснованию состава боридных фаз в жаропрочных суперсплавах на основе никеля и влияние размерного параметра на состав и кристаллическую структуру боридов [13].

Состав частиц боридов и карбидов обнаруженных в области аномальной гранулы в PM HIP компакте суперсплава на основе Ni EP741 после испытания на сжатие по режиму HF2 при температуре 1200°C (рис. 14) соответствует формулам

$$(Mo_{0.32}Cr_{0.24}W_{0.12}Ni_{0.11}Nb_{0.08}Co_{0.04}Ti_{0.03}Si_{0.03}V_{0.02})_3(B_{0.68}C_{0.12})_2$$

и $(Mb_{0.47}Ti_{0.24}Hf_{0.09}Co_{0.05}Mo_{0.02}Cr_{0.02}Fe_{0.02})(C)$ соответственно.

Преимущественное содержание атомов большого размера, к которым относят W и Mo, а с малым размером атома Cr, Co, и Ni [13], подтверждает достоверность результатов работы по определению соства боридной фазы M_3B_2 Разделение атомов на большие и малые обусловдено упорядоченным расположением боридооразующих элементов в кристаллической решетке боридной фазы, что подтверждено детальным экспериментальным исследованием и теоретическим обоснованием в работе [13]. Такой подход к анализу элементного состава и структуры боридных фаз подтверждается результатами, полученными в данной работе.

Необходимо отметить следующие особенности полученных результатов по составу боридных фаз в исследованных суперсплавах:

EP962 (слиток-электрод, протяженные выделения в короне неравновесной эвтектики)

$$(Mo_{0.30}Cr_{0.27}Nb_{0.12}Ni_{0.11}W_{0.07}Co_{0.05}Si_{0.03}Ti_{0.02}V_{0.02})_3(B_{0.64}C_{0.09})_2$$

EP741 (PM HIP компакт (HF2), округлые выделения в аномальной грануле)

$$(Mo_{0.32}Cr_{0.24}W_{0.12}Ni_{0.11}Nb_{0.08}Co_{0.04}Ti_{0.03}Si_{0.03}V_{0.02})_3(B_{0.68}C_{0.12})_2$$

Доминирующим по содержанию в боридах в обоих случаях является Mo, причем с небольшим различием, следующим по количеству является хром, также с небольшим различием по содержанию в боридной фазе. Далее имеет место различие, а именно в боридной фазе в слитке-электроде суперсплава EP962 следует Nb, а в боридной фазе PM HIP компакта суперсплава EP741 (HF2) – W в равном количестве. Это связано с тем, что содержание W в сплаве EP741 существенно выше, а содержание Nb ниже, чем в суперсплаве EP962, причем оба элемента относятся как и Mo к группе элементов с большим атомным радиусом, стабилизирующих боридную фазу M_3B_2.

Далее в обоих рассматриваемых бориднных фазах следует Ni в одинаковом количестве, после которого в суперсплаве EP962 следует W, а в суперсплаве EP741 – Nb, в практиски равном количестве.

Содержание Co, Si, Ti, V в боридной фазе слитке-электроде суперсплава EP962 и PM HIP компакта суперсплава EP741 (HF2) находится примерно на одинаковом довольно низком уровне.

Следует отметить, что приведенные формулы по составу боридных фаз характеризуют возможность замещения атомов легирующих металлов в кристаллической структуре рассматриваемых боридных фаз, а также атомов внедрения углерода и бора, то есть свидетельствуют об образоании борокарбидных фаз.

Морфология выделений боридных фаз согласуется с данными работ по исследованию боридной фазы M_3B_2 округлой или сферической формы. Выделения карбидной фазы типа MC, имеют кристаллическую структуру, близкую к кристаллической структуре матрицы и ограненную морфологию, обусловленную эпитаксиальным ростом. В случае выделения боридной фазы, имеющей сложную кристаллическую структуру, эпитаксиальный рост не возможен и доминирует фактор минимальной поверхностной энергии для некогерентной высокоэнергетической поверхности сферической формы частицы (рис. 7, 14).

4. ВЫВОДЫ

1. Детальное многоуровневое экспериментальное исследование с использованием методов активационной и трековой авторадиографии особенностей структурно-фазового состояния, таких как аномальные гранулы, границы зерен, двойниковые границы, объемный твердый раствор в зерне, сегрегации бора и углерода на границах, выделения боридных и карбидных фаз выполнено для PM HIP компактов суперсплавов на основе никеля EP741 и EP962 после термообработки и горячей деформации.

2. Прямые ядерно-физические методы активационной авторадиографии по углероду и трековой авторадиографии по бору PM HIP компактов суперсплавов на основе Ni, полученных с использованием быстрозакаленных PREP порошков, позволили выявить эволюцию поведения углерода и бора в вышеупомянутых особенностях структурно-фазового состоягия.

3. Установлено существенное влияние режимов термообработки на поведение бора в PM HIP компактах суперсплавов на основе никеля EP741 и EP962. Обнаружено в основном образование твердого раствора бора – (HT2), сегрегация бора на границах зерен – (HT1. HT4, HT5) и выделение боридной фазы – (HT3).

4. На основе подученных экспериментальных результатов предложена схематическая TTT-диаграмма распада пересыщенного твердого раствора бора с сегрегацией бора на границах зерен (GB) и выделением боридной фазы M_3B_2 в PM HIP компактах суперсплавов на основе никеля EP741 и EP962.

5. Образование пересыщенного твердого раствора бора (режим HT2) характеризуется увеличением плотности треков, а также отсутствием сегрегации бора GB и выделения частиц боридной фазы. Этот результат сопровождается интенсивным двойникованием согласно данным металлографического и OIM анализа. Предложена трактовка выявленной корреляции на основе учета роли атомов бора в понижении энергии дефектов упаковки в ГЦК решетке никеля.

6. Отсутствие эффекта травления с обнаружением выделений γ′-фазы в микроструктуре после термообработки по режиму HT2 по сравнению с другими режимами термообработки также позволяет предложить схематическую диаграмму TTT для выделения γ′-фазы в сопоставлении с TTT диаграммой для выделя боридной фазы.

7. Обогащение углеродом наследственных границ частиц (гранул) (PPB) после термообработки по режиму HT5 по сравнению с режимом HT4 установлено методом активационной авторадиографии по углероду. Одновременно трековая ав-

торадиография по бору позволила обнаружить сегрегацию бора и выделения боридной фазы как после термообработки по режиму HT4, так и после HT5, что позволяет предложить сравнительное положение диаграммы TTT для выделения карбидной фазы по сравнению с диаграммой TTT для выделения боридной фазы в нижней части.

8. Наличие аномальной гранулы с нерастворенными карбидами MC в PREP порошке суперсплава на основе никеля EP741 указывает на близость температуры сольвус карбида MC и температуры солидус суперсплава, что отражено в верхней части схематической TTT диаграммы при сопоставлении с кривой DTA.

9. Предложено также учитывать,что PREP – метод характеризуется невысокой степенью перегрева расплава и малым временем его гомогенизации. Эти факторы также определяют возможность образования аномальной гранулы с нерастворенными частицами карбида MC.

10. Влияние горячей деформации по режимам HF1 и HF2 на микроструктуру аномальных гранул заключается в удлинении гранул в направлении, перпендикулярном направлению сжатия, и коагуляции преимущественно частиц боридной фазы по сравнению с частицами карбидной фазы (HF2, 1200°C, AC). Наличие таких выделений существенно тормозит рост зерен при собирательной рекристаллизации.

11. Отутствие сегрегаций бора по границам зерен GB, высокая плотность треков в твердом растворе в объеме зерна после горячей деформации по режиму (HF2) хорошо коррелирует с результатами трековой авторадиографии после термообработки по режиму HT2 (1200°C, 4 ч, AC) PM HIP компакта суперсплава EP741. Наличие крупных скоагулированных выделений боридной фазы в объеме аномальной гранулы подтверждает вывод о превышении предела растворимости бора при микролегировании бором исследованных суперсплавов.

12. Формирование структуры типа “ожерелье” после горячей деформации по режиму (HF1, 1050°C, AC) сопровожлается интенсивным образованием сегрегаций бора по границам зерен и образованием выделений боридной фазы, что подтверждает предложенную схематическую TTT диаграмму, а также роль дислокационных сегрегаций (атмосфер атомов бора) на миграцию атомов бора при горячей деформации PM HIP компактов суперсплавов на осное никеля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Iljin A.A., Stroganov G.B., Fatkullin O.Kh., Shulga A.V., and Martinov V.N.* Structure and Properties of Rapidly Quenched Alloys. 2008. Moscow: Altex (in Russian).
2. Perspective Technologies of Light and Special Alloys. Collection to the 100th Anniversary of the Birth of Academician A.F. Belov. 2006. Moscow: Fizmatlit (in Russian).
3. *Shulga A.V.* // J. Nucl. Mater. 2013. V. 434. P. 133–140.
4. *Kablov E.N.* // Aviats. Mater. Tekhnol. 2015. No. 1 (3). https://doi.org/10.18577/2071-9140-2015-0-1-3-33
5. *Vostrikov A.V., Sukhov D.I.* // Tr. VIAM. 2016. V. 44 (8). P. 17. https://doi.org/10.18577/2307-6046-2016-0-8-3-3
6. *Shulga A.V.* // Phys. At. Nucl. 2020. V. 83 (9). P. 1339–1348.
7. *Amato K.N., Gaytan S.M., Murr L.E., Martinez E., Shindo P.W., Hernandez J., Collins S., Medina F.* // Acta Mater. 2012. V. 60. P. 2229–2239.
8. *Chen G., Zhao S.Y., Tan P., Wang J., Xiang C.S., Tang H.P.* // Powder Techn. 2018. V. 333. P. 38–46.
9. *Shulga A.V.* // J. Alloys Compd. 2007. V. 436. Nos. 1–2. 2007. P. 155–160.
10. *Kontis P., Alabort E., Barba D., Collins D.M., Wilkinson A.J., Reed R.C.* // Acta Mater. 2017. V. 124. P. 489–500.
11. *Kontis P., Mohd Yusof H.A., Pedrazzini S., Danaie M., Moore K.L., Bagot P.A.J., Moody M.P., Grovenor C.R.M., Reed R.C.* // Acta Mater. 2016. V. 103. P. 688–69.
12. *Zhang H.W., Wu Y.S., Qin X.Z., Zhou L.Z., Li X.W.* // J. Alloys Compd. 2018. V. 767. P. 915–923.
13. *Hu X.B., Niu H.Y., Ma X.L., Oganov A.R., Fisher C.A.J., Sheng N.C., Liu J.D., Jin T., Sun X.F., Liu J.F., Ikuhara Y.* // Acta Mater. 2018. V. 149. P. 274–284.
14. *Moore I.J., Taylor J.I., Tracy M.W., Burke M.G., Palmiere E.J.* // Mater. Sci. Phys. 2017. V. 682. P. 402–409.
15. *Radin I.V., Ryabova G.G., Perfilov V.V.* // Nucl. Tracks Radiat. Meas. 1992. V. 20 (2). P. 297–300.
16. *Shulga A.V.* // Phys. At. Nucl. 2016. V. 79 (13). P. 1536–1541.
17. *Shulga A.V.* // Proc. PM Euro Congress. Basel. 2012. V. 4. P. 51–56.
18. *Xu J., Saeys M.* // J. Catal. 2006. V. 242. P. 217–226.
19. *Xu J., Chen L., Tan K.F., Borgna A., Saeys M.* // J. Catal. 2009. V. 261. P. 158–165.
20. *Xu J., Saeys M.* // J. Phys. Chem. C. 2009. V. 113. P. 4099–4106.
21. *Kienl C., Leon-Cazares F.D., Rae C.M.F.* // Acta Mater. 2020. P. 115743. https://doi.org/10.1016/j.actamat.2019.12.047
22. *Cooman B.C. De, Estrin Y., Kim S.K.* // Acta Mater. 2018. V. 142. P. 283–362.

The Nature of Anomalous Particles (Granules) in the Rrapidly Quenched PREP-Powders – III. A Multiscale Study of the Behavior of Boron and Carbon in PM HIP Compacts of the Ni-Based Superalloys under Hot Deformation and Heat Treatment

A. V. Shulga*

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

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

Received July 12, 2021; revised July 15, 2021; accepted July 16,2021

Abstract—The presence of anomalous particles (granules) with significantly different concentrations of microalloying interstitial elements of carbon and boron is an important characteristic of the uniformity of the composition of rapidly quenched powders of high temperature nickel based supersalloys and stainless steels obtained by the PREP method. A detailed multiscale experimental study of the behavior of boron and carbon in PM HIP compacts of the Ni based superalloys under hot deformation and heat treatment has been carried out. Direct nuclear methods of activation autoradiography on carbon using the nuclear reaction $^{12}C\ (d, n)\ ^{13}N$ and track autoradiography on boron using the nuclear reaction $^{10}B\ (n, \alpha)\ ^{7}Li$, metallography, SEM, EDX and OIM were used to reveal the peculiarities of the evolution of the microstructure of abnormal granules in PM HIP compacts of high-temperature Ni-based superalloys. A significant effect of hot deformation and heat treatment on the behavior of boron and carbon in PM HIP compacts of high-temperature Ni-based superalloys has been revealed. Significant differences in the evolution of carbon and boron are found and discussed. A schematic TTT diagram is proposed for the precipitation of the boride phase in comparison with the precipitation of the carbide and gamma prime phases.

Keywords: Ni-based superalloys, rapidly quenched powder, PREP method, PM HIP technology, hot deformation, heat treatment, TTT diagram, autoradiography, carbon, boron, microstructure

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2022, том 13, № 3, с. 240–245

МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ ДЛЯ НОВЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭНЕРГИИ

УДК 539.17

О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ СТИМУЛИРОВАННОГО ДЕВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДЕРНОГО ИЗОМЕРА ^{186m}Re В ПЛАЗМЕ СИЛЬНОТОЧНОГО Z-ПИНЧА НА УСТАНОВКЕ “АНГАРА-5-1”

© 2022 г.
Г. С. Волков[a], Е. В. Грабовский[a], А. Н. Грицук[a], В. В. Карасев[b], В. В. Кольцов[b], *

[a]*АО “ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований (“ТРИНИТИ”), Москва, 142092 Россия*

[b]*АО “Радиевый институт им. В.Г. Хлопина”, Санкт-Петербург, 194021 Россия*

**E-mail: vladimir-koltsov@yandex.ru*

Поступила в редакцию 25.10.2021 г.
После доработки 17.11.2021 г.
Принята к публикации 22.11.2021 г.

Рассмотрена методика эксперимента по поиску стимуляции девозбуждения ядерного изомера (СДЯИ) ^{186m}Re (период спонтанного полураспада изомера $T_{1/2} = 2 \cdot 10^5$ лет) в плазме сильноточного Z-пинча. На основании недавно полученных результатов наблюдения СДЯИ для ^{186m}Re в лазерной плазме показывается возможность наблюдения СДЯИ на установке “Ангара-5-1” для ^{186m}Re в плазме Z-пинча с электронной температурой около 1 кэВ. Обсуждаются конструкция лайнера – набора металлических проволочек с изомером ^{186m}Re, при электрическом взрыве которых создается Z-пинч, методика внесения изомера ^{186m}Re в лайнер и методика детектирования СДЯИ для ^{186m}Re в плазме Z-пинча.

Ключевые слова: ядерные изомеры, стимуляция девозбуждения ядерных изомеров, лазерная плазма, Z-пинч, электроосаждение рения

DOI: 10.56304/S2079562922030551

ВВЕДЕНИЕ

Недавно в совместной работе Института экспериментальной физики в Сарове и Радиевого института наблюдали стимулированное девозбуждение ядер изомера ^{186m}Re ($T_{1/2,\,\mathrm{is}} = 2 \cdot 10^5$ лет) в лазерной плазме установки “Искра-5” [1]. Лазерные импульсы направляли на мишени из слоев рения толщиной около 0.1 мкм, нанесенных на вольфрамовые или на стальные подложки. Лазерный импульс имел энергию ~1 кДж, длительность 0.3 нс, диаметр лазерного пучка 0.6 мм. Плазма с электронной температурой Θ_e ~ 1 кэВ образовывалась из рения и части подложки, масса плазмы ~10^{-6} г определялась диаметром лазерного пучка и толщиной ~ 0,1 мкм слоя мишени, переходящего в плазму. Время жизни плазмы определялось длительностью лазерного импульса. В плазме, полученной из рениевых мишеней на вольфрамовых подложках, наблюдали эффект стимулированного девозбуждения ядер изомеров (СДЯИ) ^{186m}Re с вероятностью $P_{\text{СДЯИ}}$ ~10^{-5}%, которую определяли после лазерного выстрела по степени нарушения радиоактивного равновесия между распадом изомера и основного состояния ядра ^{186}Re ($T_{1/2,\,\mathrm{g}} = 90$ ч) в веществе плазмы, осевшем на стенки мишенной камеры ∅20 × 15 мм. Такое нарушение равновесия искали по изменению во времени интенсивности I_{137} γ-квантов 137 кэВ, излучаемых изомерным веществом после β-распада основного состояния ядер ^{186}Re. Если в плазме происходит импульсная стимуляция девозбуждения изомера, то заселенность основного состояния ядер ^{186}Re скачкообразно увеличивается и затем должен быть экспоненциальный спад интенсивности квантов 137 кэВ с периодом 90 ч до равновесного значения. В эксперименте [1] приблизительно через сутки после лазерных выстрелов начинали измерять интенсивность I_{137} после установки ампул с облученным в лазерной плазме изомером ^{186m}Re в малофоновый γ-спектрометр с кристаллом ОЧГ 150 см^3 с колодцем и действительно увидели изменение интенсивности I_{137} от времени.

По-видимому, единственным эффективным способом стимуляции девозбуждения ядерных изомеров является их возбуждение на вышележащие триггерные уровни, откуда ядро может распадаться как в основное состояние, так и обратно в изомерное состояние (см. например [2] и ссылки там). Такие триггерные переходы имеют меньшую мультипольность, чем прямые изомерные переходы на нижележащие уровни, поэтому триг-

герные переходы индуцировать проще. Наиболее эффективным способом возбуждения триггерных уровней является помещение изомерных ядер в плазму с электронной температурой порядка энергии триггерного перехода. Возбуждение триггерного уровня может идти путем обратной внутренней электронной конверсии (ОВЭК), первоначально предложенной в 1976 г. Гольданским и Намиотом [3]. В этом процессе свободный электрон плазмы захватывается ионизованным атомом с изомерным ядром, избыточная энергия электрона, равная его кинетической энергии и энергии связи электрона в атоме, идет не только на испускание фотона или Оже электрона, но в случае резонанса – совпадения электронной энергии с энергией ядерного триггерного перехода, может происходить возбуждение ядра. Процесс ОВЭК теоретически исследовался многими авторами (см. например ссылки в работе [2]), возбуждение тригерного перехода энергии 4.8 кэВ за счет ОВЭК наблюдали при торможении в свинцовой мишени изомерных ядер ^{93m}Mo энергии около 800 МэВ [4].

Согласно [2], для плазмы, близкой к равновесию, вероятность возбуждения триггерного уровня и соответственно вероятность стимулированного девозбуждения ядерных изомеров можно оценить по следующей формуле

$$P_{\text{СДЯИ}} \sim \frac{1}{\pi^2}\frac{\Gamma\tau}{\hbar}e^{-\Delta E/\Theta_e}, \qquad (1)$$

где τ – время жизни плазмы; $\hbar$ – постоянная Планка, деленная на 2π; Γ – ширина конверсионного перехода с возбуждаемого ядерного уровня в изомерное состояние ядра, связанная с периодом полураспада $T_{1/2}$ возбуждаемого уровня соотношением $\Gamma \sim \hbar/T_{1/2}$.

Для возможности девозбуждения изомера в плазме в ядре рения ^{186}Re должен существовать триггерный уровень и его энергия должна превышать энергию изомерного уровня не более чем на несколько кэВ, поскольку наблюдалось стимулированное девозбуждение изомера в лазерной плазме с температурой 1 кэВ. Параметры этого триггерного уровня в настоящее время неизвестны и напрямую он не наблюдался. Как было отмечено в работе [2], только расчетным путем определить параметры этого триггерного уровня невозможно, для ядер хорошо известны только те уровни энергии, которые заселяются в известных ядерных реакциях. В различных ядерных реакциях одно и тоже ядро образуется в различных возбужденных состояниях, при распаде этих состояний в каскадах электромагнитных переходов могут проявляться различные уровни энергии этого ядра. Так, при образовании одного и того же ядра путем электронного захвата и бета-распада обычно проявляется различная система уровней энергии этого ядра. Что же касается возбуждения изомеров, то это малоисследованный тип ядерных реакций, и в таких реакциях могут проявиться новые ядерные уровни, в том числе и новые триггерные уровни, удобные для девозбуждения изомеров. Особенно это относится к деформированным нечетно-нечетным ядрам со сложной структурой уровней, в частности к ядру ^{186}Re.

Вероятность девозбуждения $P_{\text{СДЯИ}}$ по механизму ОВЭК может быть увеличена за счет резонансной подсветки плазмы фотонами с энергией, равной энергии триггерного перехода. При резонансной подсветке плазмы с ядерными изомерами вероятность процесса СДЯИ по механизму ОВЭК увеличивается за счет увеличения в плазме концентрации резонансных электронов при ионизации резонансными фотонами атомов с изомерными ядрами или с ядрами их изотопов [5]. Увеличение вероятности $P_{\text{СДЯИ}}$ возможно также за счет стимуляции резонансными фотонами излучения виртуального фотона, участвующего в процессе ОВЭК, аналогично рассмотренной в работе [6] резонансной стимуляции излучения виртуального фотона при прямом конверсионном ядерном переходе. В качестве возможного источника резонансного излучения в работах [2, 5] рассматривалось излучение самой плазмы при введении в плазму химических элементов с энергией характеристического рентгеновского излучения, равной энергии триггерного перехода. Интересно, что в работе [1] эффект девозбуждения наблюдали только для лазерных мишеней, в которых рений был нанесен на вольфрамовые подложки, и эффект не наблюдали для рениевых мишеней со стальной подложкой. Причина преимущества вольфрамовой подложки осталась невыясненной, возможно, возбуждаемый плазмой рентген вольфрама является резонансным для триггерного перехода в ядре ^{186}Re.

В работе [1] также был проведен поиск девозбуждения изомера ^{186m}Re при его облучении тормозными фотонами энергии до 40 кэВ или электронами энергии 10 кэВ с интегральными потоками намного большими, чем в лазерной плазме установки “Искра-5”. В этих экспериментах без образования плазмы не обнаружили стимулированное девозбуждение изомера ^{186m}Re. Это указывает на девозбуждение изомера ^{186m}Re в плазме именно по механизму ОВЭК, а например не за счет возбуждения триггерного уровня при неупругом рассеянии электронов плазмы на изомерных ядрах ^{186m}Re или из-за поглощения изомерным ядром ^{186m}Re рентгеновских квантов. Поскольку согласно оценке (1) девозбуждение изомеров по механизму ОВЭК в плазме зависит только от электронной температуры, то девозбуждение изомера ^{186m}Re должно наблюдаться в любой плазме с температурой $\Theta_e \sim 1$ кэВ, а не только в лазерной плазме. Вероятность девозбуж-

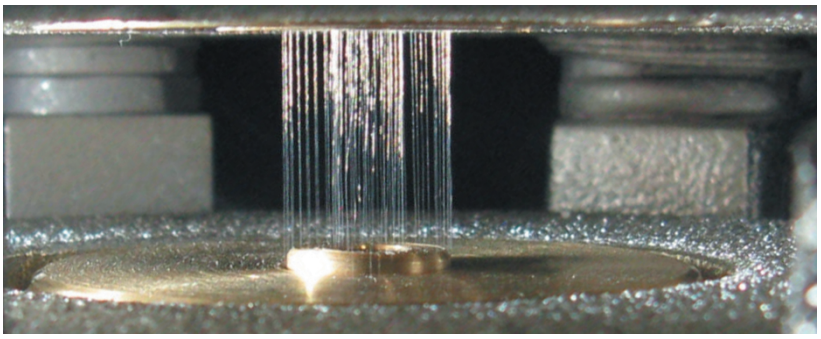

Рис. 1. Фотография композитного лайнера в разрядной камере установки “Ангара-5-1”.

дения $P_{\text{СДЯИ}}$ пропорциональна времени жизни плазмы и для усиления эффекта в работах [2, 7] было предложено вместо лазерной плазмы использовать плазму сильноточного электрического разряда, время жизни которой за счет магнитного удержания возрастает до 10–100 нс при сохранении температуры Θ_e ~ 1 кэВ. Плазма с такими параметрами может быть получена в экспериментах с сильноточными Z-пинчами на установке “Ангара-5-1” в Троицком институте инновационных и термоядерных исследований (ТРИНИТИ).

1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В эксперименте предполагается поместить изомерные ядра ^{186m}Re в плазму Z-пинча с электронной температурой около 1 кэВ на максимально большое время и потом исследовать вещество плазмы на γ-спектрометре на предмет радиоактивного равновесия между изомерным и основным состояниями ядра ^{186}Re. Однако при подготовке эксперимента возникло много неисследованных ранее методических вопросов, таких как введение в горячую плазму большой массы рения, сбор вещества плазмы для последующего γ-спектрометрического анализа, минимальная температура плазмы, при которой еще можно рассчитывать на наблюдение стимулированного девозбуждения изомера ^{186m}Re. Эти вопросы рассматриваются в настоящей работе.

1.1. Получение плазмы

На установке “Ангара-5-1” высокотемпературную плотную плазму (температура ~1 кэВ и электронная плотность ~10^{21} см$^{-3}$), содержащую тяжелые химические элементы, ранее получали при имплозии композитного лайнера – двухкаскадной цилиндрической многопроволочной сборки при прохождении через нее импульса тока около 4 МА длительностью ~100 нс [8, 9]. Внешний каскад диаметром 12 мм составляется из нескольких десятков алюминиевых проволочек диаметром 18 мкм, а внутренний каскад диаметром 6 мм образуется из W-проволочек диаметром 6 мкм (рис. 1). Для внедрения тяжелых элементов в плотную горячую плазму необходим именно многопроволочный композитный лайнер, поскольку плазму только из тяжелых элементов сильно не нагреть из-за большой интенсивности излучения тяжелых элементов в плазме. Внешний алюминиевый каскад лайнера обеспечивает образование однородной высокотемпературной Z-пинч плазмы высокой плотности. За счет действия этой плазмы материал внутренних W-проволочек также переходит в высокотемпературную плазму, но массовая доля тяжелых элементов в плазме не должна превышать 10%. Такая конструкция лайнера подходит для экспериментов с изомером ^{186m}Re. Мы выбрали внешний каскад диаметром 12 мм с погонной массой ~300 мкг/см из шестидесяти Al-проволочек диаметром 18 мкм, а внутренний каскад диаметром 6 мм и погонной массой ~20 мкг/см из четырех W-проволочек диаметром 6 мкм с нанесенных на них изомером ^{186m}Re. Выбранное количество Al и W-проволочек близко к оптимальному для наиболее эффективного нагрева плазмы [10].

Выбор именно W-проволочек в качестве носителя изомера для первоначальных экспериментов определялся прежде всего тем, что хотелось наиболее полно повторить условия эксперимента [1], в котором уже наблюдалось девозбуждение изомера Re при образовании лазерной плазмы при облучении изомера Re именно на W-подложках. Кроме того, имеется большой опыт использования W-проволочек в лайнерах установки “Ангара-5-1”. Конечно, представляет интерес исследование девозбуждения изомера при выборе в качестве носителя изомера проволочек из более легкого материала чем вольфрам. В этом случае число проволочек с изомером в лайнере можно увеличить и соответственно увеличить и количество изомера, вносимого в лайнер.

В пробных выстрелах с лайнерами такой конструкции диагностику плазмы проводили также как и в работе [9]. Спектрографом с выпуклым кристаллом слюды радиуса 2.5 см измеряли рентгеновский спектр плазмы и из него оценивали температуру и электронную плотность плазмы. Температура и плотность подбирались так, чтобы расчетные значения отношений интенсивностей резонансных линий [H] и [He] ионов Al, а также отношений интенсивностей интеркомбинационной и резонансной линий [He] иона Al совпадали с экспериментальными. Длительность импульса мягкого рентгеновского излучения (МРИ) определяли по сигналам вакуумных рентгеновских фотодиодов, имеющих чувствительность в диапазоне энергий квантов 0.1–2 кэВ. Полный выход МРИ измеряли термопарным калориметром.

1.2. Сбор вещества плазмы

Сбор вещества плазмы для последующего определения вероятности девозбуждения $P_{\text{Сдяи}}$ по нарушенному радиоактивному равновесию по методу работы [1] представляет сложную задачу. Хотя вещество плазмы Z-пинча после выстрела разлетается неизотропно – преимущественно осаждается на торцах разрядного промежутка, но и в поперечном направлении разлет плазмы также значителен. Поэтому для эффективного сбора вещества плазмы разрядный промежуток необходимо по возможности со всех сторон окружить коллектором – поверхностью, на которую собирается вещество плазмы. В силу конструкции разрядной камеры установки “Ангара-5-1” поверхности коллектора могут находится только на достаточно большом расстоянии от разрядного промежутка – не ближе 10 см. Мы рассчитывали использовать коллектор из алюминиевой фольги толщиной около 0.5 мм, который после плазменных выстрелов можно было бы спрессовать и поместить в колодец полупроводникового детектора для измерения интенсивности γ-квантов энергии 137 кэВ, излучаемых ^{186}Re и его изомером, осевшим на коллектор. Однако оказалось, что ударная волна, возникающая при плазменном разряде, полностью такой коллектор разрушает, поэтому для предотвращения разрушения коллектор должен быть толстостенным. Вещество плазмы с коллектора может быть извлечено либо промывкой стенок коллектора растворителем, либо механически. В настоящее время эта методика сбора вещества плазмы еще находится в разработке.

1.3. Введение изомера ^{186m}Re в лайнер

Нами была разработана методика введения в лайнер изомера ^{186m}Re путем электроосаждения слоя рения на W-проволочки лайнера. Использовали тот же изомерный материал, что и в работе [1] – перренат с ~0.001% содержанием изомера по металлу, удельная активность изомера в металлическом рении ~10^4 Бк/г. Изомер был получен при облучении в реакторе металлического природного рения нейтронами с флюенсом 10^{20} см$^{-2}$ [11]. Ввиду малой концентрации изомера необходимо побольше рения ввести в лайнер, чтобы в веществе плазмы, осевшим на коллектор, изомер был виден детектором даже если в плазме не произойдет стимулированного девозбуждения изомера. Однако при этом нужно соблюсти условие общей небольшой массы тяжелых элементов в плазме – не более 10%. Поэтому мы ограничились нанесением слоя металлического рения толщиной около 0.5 мкм на W-проволочки лайнера. Тогда на четырех вольфрамовых проволочках в лайнере оказывается около 0.1 Бк изомера, масса рения в лайнере ~ 10 мкг. При учете чувствительности измерения активности изомера ^{186m}Re полупроводниковым детектором с колодцем ~0.1 Бк, малая активность изомера в лайнере требует сбора вещества плазмы Z-пинча, полученной от нескольких лайнеров, и накладывает жесткие ограничения на полноту сбора вещества плазмы для его анализа на радиоактивное равновесие.

Для сборки лайнера было необходимо нанести рений на участок длиной 6 см в середине W-проволочки длиной 20 см. Следует отметить, что с тонкими W-проволочками очень неудобно работать, они легко рвутся и перепутываются. Ввиду этого мы каждую из W-проволочек длиной 20 см продевали в отдельную кварцевую трубку диаметром 9 мм и длиной 9 см. Оба конца W-проволочки закрепляли на одном из концов кварцевой трубки. При этом половина W-проволочки оказывалась внутри кварцевой трубки, а другая половина снаружи. Наборы из пяти таких кварцевых трубок с W-проволочками мы использовали в качестве катода при нанесении рения на середины W-проволочек. Электролиз проводили в стеклянном сосуде емкостью 50 мл. В качестве анода использовали Pt пластину площадью 1 см^2, закрепленную на дне электролизера на платиновой проволоке. Состав электролита выбирали согласно методике [12] для электроосаждения слоя рения на вольфраме – 70 г/л серной кислоты H_2SO_4 и 40 г/л сульфата аммония. Ввиду небольшого количества изомерного материала, который был в нашем распоряжении, в электролит добавляли 1.2 г/л перрената аммония NH_4ReO_4, это приблизительно на порядок меньше концентрации, рекомендованной в [12]. Плотность тока выбирали около 15 мА/см^2, что соответствовало значению, рекомендованному в [12], с учетом меньшей концентрации рения в электролите. Отладку процесса электролиза проводили, осаждая рений на катоды большой площади при той же плотности тока электролиза. Выход рения по току составлял око-

Таблица 1. Зависимость вероятности стимулированного девозбуждения изомера $P_{\text{СДяи}}$ от температуры при времени жизни плазмы 30 нс согласно оценке по формуле (2)

Температура плазмы Θ_e, кэВ	$P_{\text{СДяи}}$, %		
	$\Delta E = 1$ кэВ	$\Delta E = 3$ кэВ	$\Delta E = 10$ кэВ
1.0	$1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$
0.5	$4 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-8}$
0.2	$2 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-25}$
0.1	$5 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-15}$	$1 \cdot 10^{-42}$

ло 3%. Контроль массы осажденного рения проводили по активности изомера ^{186m}Re после электролиза. Для полного восстановления до металла рения, осажденного на W-проволочках, проводили отжиг в атмосфере водорода W-проволочек с рением прямо в сборке с кварцевыми трубками. W-проволочки отсоединяли от кварцевых трубок непосредственно перед сборкой лайнера.

2. ПЕРСПЕКТИВЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Лазерные эксперименты [1] показали вероятность $P_{\text{СДяи}} \sim 10^{-5}$% для девозбуждения изомера ^{186m}Re в плазме с температурой 1 кэВ и временем жизни 0.3 нс. Тогда для электро-разрядной плазмы, с учетом увеличения на два порядка величины времени жизни плазмы при той же температуре плазмы получается, что вероятность девозбуждения изомера ^{186m}Re может достигать значения $P_{\text{СДяи}} \sim 10^{-3}$%. При этом чувствительность экспериментов примерно такая же, как и для лазерных экспериментов, на уровне вероятности $P_{\text{СДяи}} \sim 10^{-6}$%, если измерять эффект стимуляции по неравновесному излучению γ-квантов от изомерного вещества с ^{186m}Re после его пребывания в плазме. Согласно оценке (1) вероятность девозбуждения изомеров $P_{\text{СДяи}}$ при произвольной температуре плазмы Θ_e можно выразить через вероятность $P_{\text{СДяи}}$ при температуре $\Theta_e = 1$ кэВ следующим образом

$$P_{\text{СДяи}}(\Theta_e) \sim P_{\text{СДяи}}(\Theta_e = 1\ \text{кэВ})\, e^{-\Delta E\left(\frac{1}{\Theta_e} - \frac{1}{\Theta_{e,1\ \text{кэВ}}}\right)}. \quad (2)$$

Минимальное значение температуры Θ_e, при которой еще можно детектировать эффект, зависит от неизвестной на сегодня энергии триггерного перехода ΔE. Величины вероятности $P_{\text{СДяи}}$ для нескольких значений температуры плазмы приведены в табл. 1 в различных предположениях о величине ΔE.

При энергии триггерного перехода $\Delta E \sim 1$ кэВ можно ожидать, что вплоть до температуры $\Theta_e \sim 200$ эВ эффект стимуляции в разрядной плазме еще можно наблюдать, поскольку эффект еще остается в пределах чувствительности измерения. При больших значениях энергии триггерного перехода требования к температуре плазмы более жесткие, но в любом случае при температуре $\Theta_e = 1$ кэВ эффект остается измеримым. Именно такая температура плазмы с изомерными ядрами ^{186m}Re достижима на установке “Ангара-5-1”. Поэтому мы надеемся, что в плазме установки “Ангара-5-1” можно наблюдать стимулированное девозбуждение изомера ^{186m}Re.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны коллективу комплекса “Ангара-5-1” за обеспечение экспериментальных работ и благодарны доктору Н.В. Жидкову из Института экспериментальной физики (г. Саров) за полезные консультации по сбору вещества плазмы на коллектор.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Vatulin V.V., Jidkov N.V., Rimsky-Korsakov A.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2017. V. 81. No. 10. P. 1159. https://doi.org/10.3103/S1062873817100252; *Ватулин В.В., Жидков Н.В., Римский-Корсаков А.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. С. 401. https://doi.org/10.7868/S0367676517100015
2. *Koltsov V.* // Plasma Phys. Technol. 2021. V. 8. No. 1. P. 5. https://doi.org/10.14311/ppt.2021.1.5
3. *Goldanskii V.I., Namiot V.A.* // Phys. Lett. B. 1976. V. 62. P. 393; *Гольданский В.И., Намиот В.А.* // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 23. № 9. С. 495.
4. *Chiara C.J., Carroll J.J., Carpenter M.P., Greene J.P., Hartley D.J., Janssens R.V. F., Lane G.J., Marsh J.C., Matters D.A., Polasik M., Rzadkiewicz J., Seweryniak D., Zhu S., Bottoni S., Hayes A.B., Karamian S.A.* // Nature (London, U.K.) 2018. V. 554. P. 216. https://doi.org/10.1038/nature25483
5. *Koltsov V.V.* // Proc. 69th Int. Conf. Nuclear Spectroscopy and Nuclear Structure Nucleus-2019. July 1–5, 2019. Dubna. Russia. P. 177.
6. *Koltsov V.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2019. V. 83. No. 9. P. 1144. https://doi.org/10.3103/S1062873819090120; *Кольцов В.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 9. С. 1252. https://doi.org/10.1134/S0367676519090126
7. *Koltsov V.V.* // Proc. 68th Meeting on Nuclear Spectroscopy and Atomic Nucleus Structure. Int. Conf. Nucleus-2018. July 2–5, 2018. Voronezh. Russia. P. 127.
8. *Volkov G.S., Dan'ko S.A., Zehnter P., Zaitsev V.I., Mishenskii V.O., Fedulov M.V., Chuvatin A., and Etlicher B.* // Plasma Phys. Rep. 1999. V. 25. No. 1. P. 34; *Волков Г.С., Данько С.А., Зентер П., Зайцев В.И., Мишенский В.О., Федулов М.В., Чуватин А., Этлихер Б.* // Физика плазмы. 1999. Т. 25. № 1. С. 34.

9. *Volkov G.S., Zaitsev V.I., Grabovski E.V., Fedulov M.V., Aleksandrov V.V., Lakhtyushko N.I.* // Plasma Phys. Rep. 2010. V. 36. No. 3. P. 191; *Волков Г.С., Зайцев В.И., Грабовский Е.В., Федулов М.В., Александров В.В., Лахтюшко Н.И.* // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 2. С. 211.
10. *Coverdale C.A., Deeney C., Douglas M.R., Apruzese J.P., Whitney K.G., Thornhill J.W., Davis J.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. No. 6. P. 065001. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.065001
11. *Koltsov V.V.* // Proc. 70th Int. Conf. Nucleus-2020 Nuclear Physics and Elementary Particle Physics: Nuclear Physics Technologies. October 11–17, 2020. P. 136.
12. *Грилихес С.Я., Тихонов К.И.* Электрохимические и химические покрытия. 1990. Ленинград: Химия.

On the Possibility of Observing the Stimulated De-Excitation of the Nuclear Isomer ^{186m}Re in the Plasma of a High-Current Z-Pinch at the "Angara-5-1" Facility

G. S. Volkov[1], E. V. Grabovski[1], A. N. Gritsuk[1], V. V. Karasev[2], and V. V. Koltsov[2, *]

[1]*JSC "Troitsk Institute for Innovation and Thermonuclear Research (TRINITI)", Moscow, 142092 Russia*

[2]*JSC "Khlopin Radium Institute", Sankt-Petersburg, 194021 Russia*

**e-mail: vladimir-koltsov@yandex.ru*

Received October 25, 2020; revised November 17, 2021; accepted November 22,2021

Abstract—An experimental technique is considered to search for the stimulation of de-excitation of the nuclear isomer (SDENI) ^{186m}Re (the half-life of the isomer $T_{1/2} = 2 \times 10^5$ yr) in the plasma of a high-current Z-pinch. Based on the recently obtained results of the observation of the SDENI for ^{186m}Re in a laser plasma, the possibility of observing the SDENI at the Angara-5-1 facility for ^{186m}Re in a Z-pinch plasma with an electron temperature of about 1 keV is shown. The design of the liner – a set of metal wires with the ^{186m}Re isomer, the electric explosion of which creates a Z-pinch, the method for introducing the ^{186m}Re isomer into the liner, and the method for detecting the SDENI for ^{186m}Re in the Z-pinch plasma are discussed.

Keywords: nuclear isomers, stimulation of de-excitation of nuclear isomers, laser plasma, Z-pinch, electrodeposition of rhenium

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2022, том 13, № 3, с. 246–264

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 539.1.074.3

ЗАЧЕМ НУЖНА ФОРМУЛА ДЛЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА С НЕСКОЛЬКИМИ ФОТОДЕТЕКТОРАМИ?

© 2022 г. В. В. Самедов*

Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, 115409 Россия

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

Поступила в редакцию 06.07.2021 г.
После доработки 13.08.2021 г.
Принята к публикации 16.08.2021 г.

В настоящее время появляются работы, в которых предлагаются различные формулы для энергетического разрешения сцинтилляционных спектрометров, порой противоречащие друг другу. Слагаемые, входящие в формулы для энергетического разрешения, различаются не только названиями, но также и физическим смыслом учитываемых ими процессов. Главный недостаток всех существующих теорий сцинтилляционных спектрометров заключается в необоснованном введении различных слагаемых в формулу для энергетического разрешения, без их связи с конкретными характеристиками сцинтилляционного детектора. Такой подход является не только неправильным, но и контрпродуктивным, поскольку не позволяет сравнивать результаты, полученные различными научными группами. В данной работе, на основании стандартной теории сцинтилляционных спектрометров с несколькими фотодетекторами, проведен анализ недостатков существующих теорий. Показано, что только формулы стандартной теории для произвольных моментов функции распределения выходных сигналов фотодетекторов сцинтилляционного спектрометра служат надежной основой для связи теоретических и экспериментальных исследований в области физики сцинтилляционных детекторов.

Ключевые слова: сцинтилляционный детектор, фотодетектор, энергетическое разрешение, световыход, нелинейность световыхода, светосбор, фактор Фано, ковариации сигналов

DOI: 10.56304/S2079562922010341

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время, физика сцинтилляторов представляет широкую область теоретических и экспериментальных исследований в физике и химии сцинтилляторов, в области технологий создания новых сцинтилляционных кристаллов и их использованию в физических экспериментах. Однако все особенности и преимущества нового сцинтиллятора проявляются только в экспериментальных исследованиях его свойств в качестве кристалла сцинтилляционного спектрометра. Поэтому, одна из целей теории сцинтилляционных спектрометров состоит в том, чтобы сформулировать условия, при которых особенности процессов, происходящих в сцинтилляторе, могут быть извлечены из сигнала фотодетектора сцинтилляционного спектрометра.

Работа Эрнста Брайтенбергера [1] была первой фундаментальной работой в теории сцинтилляционных спектрометров, в которой была последовательно использована теория случайных процессов. Все главные формулы и выводы этой работы воспроизведены в книге Дж. Биркса [2], которая до сих пор является справочным пособием для физиков, работающих в области сцинтилляционных детекторов.

Работа Брайтенбергера, являясь самой значительной теорией сцинтилляционных спектрометров для своего времени, содержит ряд фундаментальных недостатков. Во-первых, это – макроскопическая теория, в которой описание последовательных каскадных процессов основано на использовании моментов функций распределения средних значений соответствующих этапов. Во-вторых, она предполагает, что каждая регистрируемая частица с энергией E, взаимодействуя со сцинтиллятором, производит в среднем $\overline{N} = E/\varepsilon$ световых фотонов, где ε – средняя энергия образования светового фотона. Таким образом, в теории Брайтенбергера отсутствуют промежуточные этапы, которые происходят в сцинтилляторе при регистрации излучений, а именно, преобразование энергии регистрируемой частицы в энергию вторичных заряженных частиц, ге-

нерацию электронно-дырочных пар и возбуждение люминесцентных центров. В-третьих, она предполагает, что флуктуации числа световых фотонов, генерируемых в сцинтилляторе регистрируемой частицей, подчиняются распределению Пуассона. В-четвертых, она применима только к сцинтилляционным спектрометрам с одним фотодетектором.

В работах [1, 2], приведены формулы для среднего значения и относительной дисперсии выходного сигнала сцинтилляционного детектора

$$\overline{Q} = \overline{N} \cdot \overline{p} \cdot \overline{M}, \tag{1}$$

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

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

Из формулы (2) следует, что минимальное значение относительной дисперсии выходного сигнала достигается, когда флуктуации числа световых фотонов описываются распределением Пуассона и флуктуации образования фотоэлектрона на первом диноде фотоумножителя отсутствуют, т.е. $\eta_p^2 = 0$, $\overline{p} = p$. Это минимальное значение

$$\eta_{Q\min}^2 = \frac{1+\eta_M^2}{\overline{N}\cdot p}, \tag{3}$$

во многих теоретических работах интерпретируется как собственное энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора, т.е. предельное энергетическое разрешение, которое может быть достигнуто в сцинтилляционном детекторе.

2. МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ ТЕОРИИ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ ПОСЛЕ РАБОТЫ БРАЙТЕНБЕРГЕРА

В последующих работах, чтобы объяснить несоответствие между результатами эксперимента и формулой (3), авторы начали включать различные вклады, отражающие, с их точки зрения, влияние тех или иных факторов на энергетическое разрешение сцинтилляционных спектрометров. Не вдаваясь в конкретные обозначения в приведенных ниже формулах различных авторов, отметим включение в формулу для энергетического разрешения сцинтилляционного спектрометра вкладов, отличающихся не только названиями, но также и физическим смыслом принимаемых во внимание процессов. Так, в работе [3], дана формула для энергетического разрешения сцинтилляционного спектрометра

$$(\Delta E/E)^2 = \delta_{\rm sc}^2 + \delta_{\rm p}^2 + \delta_{\rm st}^2 + \delta_{\rm n}^2, \tag{4}$$

где $\delta_{\rm sc}^2$ – собственная разрешающая способность сцинтиллятора, $\delta_{\rm p}^2$ – вклад, связанный со сбором света фотоумножителем или фотодиодом, $\delta_{\rm st}^2$ – вклад статистических процессов умножения электронов в фотоумножителе или флуктуационных процессов в фотодиоде, и $\delta_{\rm n}^2$ – вклад электронных шумов. В работе [3], приведена формула только для вклада статистических процессов умножения электронов в фотоумножителе

$$\delta_{\rm st} = 2.35\sqrt{(1+\varepsilon)/N}, \tag{5}$$

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

Подобная формула для энергетического разрешения сцинтилляционных спектрометров дана в работе [4]

$$R^2 = R_{\rm np}^2 + R_{\rm inh}^2 + R_{\rm tr}^2 + R_{\rm lim}^2, \tag{6}$$

где $R_{\rm np}^2$ – вклад, связанный с непропорциональностью световыхода, $R_{\rm inh}^2$ – вклад, связанный с неоднородностью кристалла сцинтиллятора, $R_{\rm tr}^2$ – вклад, связанный со сбором света на фотокатод фотоумножителя, $R_{\rm lim}^2$ предельное разрешение сцинтилляционного детектора. В работе [4] приведена только формула для предельного разрешения сцинтилляционного детектора, которая совпадает с формулой для статистических процессов умножения электронов в фотоумножителе (5).

В классической книге [5], приведена формула для энергетического разрешения сцинтилляционного спектрометра

$$\begin{aligned}(\mathrm{FWHM})_{\rm overall}^2 = (\mathrm{FWHM})_{\rm statistical}^2 + \\ + (\mathrm{FWHM})_{\rm noise}^2 + (\mathrm{FWHM})_{\rm drift}^2 + \ldots,\end{aligned} \tag{7}$$

в которой возможные вклады в энергетическое разрешение только упомянуты, без приведения конкретных формул.

В книге [6], посвященной детекторам элементарных частиц, приведена формула для энергетического разрешения сцинтилляционных спектрометров

$$\frac{\sigma_{E_{\rm dep}}}{E_{\rm dep}} = \sqrt{\frac{f}{N_{\rm pe}} + \left(\frac{\sigma_{\rm e}}{E_{\rm dep}}\right)^2 + \Delta^2}, \tag{8}$$

где $N_{\rm pe}$ – число фотоэлектронов; f – избыточный фактор шума; $\sigma_{\rm e}$ – вклад шума электроники;

Δ – вклад, связанный с непропорциональностью световыхода сцинтиллятора.

В работах [7, 8], авторы попытались объяснить вклад непропорциональности световыхода в сцинтилляторе в энергетическое разрешение, разделив вклады от ионизационных потерь и от дельта-электронов. Однако в результате авторы суммировали относительные дисперсии вкладов, таким образом, аннулировав все свои усилия, поскольку такой подход является неправильным.

В работе [9], авторы, в результате анализа факторов, влияющих на энергетическое разрешение, привели формулу, которая, с их точки зрения, учитывает все вклады, определяющие энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора

$$R_{\text{int}} = \\ = 2.355\sqrt{\frac{F_{\text{eh}}}{\langle N_{\text{eh}}\rangle} + \frac{F_{\text{ph}}}{\langle N_{\text{ph}}\rangle} + \frac{1+\varepsilon}{\langle N_{\text{pe}}\rangle} + \sigma^2_{\text{inhom}} + \sigma^2_{\text{track}}}, \quad (9)$$

причем авторы, помимо фактора Фано для электронно-дырочных пар F_{eh}, ввели в рассмотрение фактор Фано для световых фотонов F_{ph}.

Еще раз отметим неоднозначность вкладов в энергетическое разрешение сцинтилляционных спектрометров различными авторами и отсутствие информации о связи соответствующих вкладов с характеристиками сцинтиллятора, интерфейса сцинтиллятор–фотодетектор, характеристик фотодетектора и характеристик электроники спектрометра.

Анализ недостатков всех существующих работ, посвященных энергетическому разрешению сцинтилляционных спектрометров с одним фотодетектором, проведен в работе [10], и основных выводов мы кратко коснемся в разделе 7.

В единственной работе [11] получено выражение для энергетического разрешения и коэффициента корреляции между сигналами двух фотоумножителей сцинтилляционного спектрометра. В своей математической модели авторы считали, что поглощенный гамма-квант с энергией E образует в сцинтилляционном кристалле случайное число световых фотонов N, которые, в свою очередь, производят случайное число фотоэлектронов n в фотодетекторе спектрометра. Авторы ввели два фактора Фано – фактор Фано для сцинтилляционных фотонов

$$F_N = \sigma^2_N / \langle N\rangle, \quad (10)$$

и фактор Фано для фотоэлектронов

$$F_n = \sigma^2_n / \langle n\rangle, \quad (11)$$

где $\langle N\rangle$ и σ^2_N – среднее число и дисперсия числа сцинтилляционных фотонов, генерируемых гамма-квантом; $\langle n\rangle$ и σ^2_n – среднее число и дисперсия числа фотоэлектронов, образуемых сцинтилляционными фотонами в фотоприемнике. Авторы привели соотношение между средним числом фотоэлектронов и сцинтилляционных фотонов

$$\langle n\rangle = \langle N\rangle \eta, \quad (12)$$

где η – вероятность превращения фотона в фотоэлектрон в фотоприемнике; соотношение между факторами Фано

$$F_n = 1 + \eta(F_N - 1); \quad (13)$$

и матрицу ковариации для числа фотоэлектронов на фотокатодах двух фотоумножителей

$$K^{(n)}_{ij} = \langle N\rangle \begin{bmatrix} \eta_1 + \eta_1^2(F_N - 1) & \eta_1\eta_2(F_N - 1) \\ \eta_1\eta_2(F_N - 1) & \eta_2 + \eta_2^2(F_N - 1) \end{bmatrix}. \quad (14)$$

С учетом среднего значения $\langle G_j\rangle$ и относительной дисперсии $\alpha_j = \text{var}(G_j)/\langle G_j\rangle^2$ коэффициента умножения фотоумножителя, и связи сигналов со средним числом световых фотонов $\langle s_j\rangle = \eta_j\langle G_j\rangle\langle N\rangle$, элементы матрицы ковариации для сигналов двух фотоумножителей были приведены к виду

$$K^{(s)}_{jj} = \frac{\langle s_j\rangle^2}{\eta_j\langle N\rangle}[1 + \alpha + \eta(F_N - 1)], \quad (15)$$

$$K^{(s)}_{ij} = \frac{\langle s_i\rangle\langle s_j\rangle}{\langle N\rangle}(F_N - 1). \quad (16)$$

В результате авторы получили выражение для коэффициента корреляции сигналов фотоумножителей для симметричного случая

$$r_{12} = \frac{K^{(s)}_{12}}{\sqrt{K^{(s)}_{11}K^{(s)}_{22}}} = \frac{\eta(F_N - 1)}{1 + \alpha + \eta(F_N - 1)}, \quad (17)$$

и связь фактора Фано для световых фотонов с коэффициентом корреляции сигналов фотоумножителей

$$\hat{F}_N = 1 + \frac{\hat{r}_{12}}{1 - \hat{r}_{12}}\frac{1+\alpha}{\eta}, \quad (18)$$

где знак каре над символом означает статистическую оценку соответствующей величины.

Из своих экспериментальных данных, авторы в работе [11] получили для фактора Фано для световых фотонов в сцинтилляторе $LaBr_3$:Ce значение $F_N = 0.10 \pm 0.16$ в спектрометре с фотоумножителями Hamamatsu R6233-100, и значение $F_N = 0.09 \pm 0.20$ в спектрометре с фотоумножителями Hamamatsu R7600U-200, подтвердив эти значения в своей следующей статье [12]. Это дало им основание объявить об открытии субпуассоновской статистики для световых фотонов в сцинтилляторах. Не останавливаясь на погрешностях их экспериментальных данных, на которые я обратил их внимание в работе [13], я объяснил ошибочное введение фактора Фано для све-

товых фотонов в работе [14], и приведу аргументы в разд. 7.

Главный недостаток всех существующих работ заключается в возможности введения различных слагаемых в формулу для энергетического разрешения сцинтилляционных спектрометров, как правило, не давая определенных формул для их связи с характеристиками сцинтилляционного спектрометра. Однако, такое введение различных вкладов “руками” является не только неправильным, но также и контрпродуктивным, поскольку не позволяет сравнивать результаты, полученные различными научными группами.

Правильный подход к получению формулы для энергетического разрешения сцинтилляционных спектрометров заключается в создании теоретической модели, которая включает все возможные процессы, происходящие при превращении энергии регистрируемой частицы в выходной сигнал сцинтилляционного спектрометра. Только после создания теоретической модели, она, используя соответствующий формализм, должна быть переведена в соответствующую математическую форму. Так как процесс превращения энергии регистрируемой частицы в выходной сигнал сцинтилляционного детектора является ветвящимся каскадным случайным процессом, то для его математического описания должен использоваться формализм производящих функций вероятности (ПФВ). Только в этом случае, формулы для любых моментов функции распределения выходного сигнала будут строго следовать из теории. В соответствии с теоретической моделью, эти формулы будут содержать всю информацию о зависимостях всех вкладов в энергетическое разрешение от характеристик сцинтиллятора, интерфейса сцинтиллятор-фотодетектор, характеристик фотодетектора, и характеристик электроники сцинтилляционного спектрометра. Только такая формула будет обладать предсказательной способностью. Следует подчеркнуть, что любое изменение в теории возможно только на этапе формулирования теоретической модели, так как математический формализм впоследствии гарантирует получение всех необходимых формул. Только после получения формул для моментов функции распределения выходного сигнала, можно делать необходимые приближения, учитывающие условия эксперимента, при которых из характеристик выходного сигнала можно извлечь информацию об особенностях процессов, происходящих в детекторе при регистрации излучения.

3. МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫМ ДЕТЕКТОРОМ С НЕСКОЛЬКИМИ ФОТОДЕТЕКТОРАМИ

Главный недостаток теории Брайтенбергера, и всех последующих работ, состоит в том, что они являются макроскопическими теориями, учитывающими ветвящиеся каскадные процессы через моменты функций распределения, которые являются средними значениями соответствующих этапов. Микроскопическая теория ветвящихся каскадных случайных процессов была разработана в теории ливневых спектрометров [15] и опубликована в работах [16, 17].

В работе [18], была сформулирована математическая модель регистрации первичной частицы сцинтилляционным спектрометром с несколькими фотодетекторами. Математическая модель учитывает, что процесс преобразования энергии первичной частицы в выходные сигналы фотодетекторов, которые мы пронумеруем индексом n, $(n = \overline{1, N})$, включает следующие последовательные этапы.

1. Этап взаимодействия первичной моноэнергетической частицы со сцинтилляционным кристаллом

Разобьем координатное пространство на элементы объема ΔV_i $(i = \overline{1, I})$, которые принадлежат объему сцинтилляционного кристалла V , и ΔV_0 – элемент объема, объединяющий пространство, не принадлежащее объему сцинтилляционного кристалла.

Первичная моноэнергетическая частица с энергией E_0, взаимодействуя со сцинтилляционным кристаллом, производит в элементах объема ΔV_i, $(i = \overline{1, I})$ вторичные частицы типа α, $(\alpha = \overline{1, A})$, где индекс α определяет вторичные частицы: фотоны, электроны, позитроны, фононы, и может включать протоны, если первичными частицами являются протоны или нейтроны, и альфа-частицы, если первичными частицами являются альфа-частицы. Разобьем диапазон возможных энергий вторичных частиц на энергетические интервалы ΔE_j $(j = \overline{1, J})$, а пространство возможных направлений вторичных частиц на элементы телесного угла $\Delta\Omega_k$ $(k = \overline{1, K})$.

Введем $AIJK$-мерный случайный вектор $\{N_{\alpha ijk}\}$, компоненты которого $N_{\alpha ijk}$ представляют число вторичных частиц типа α, принадлежащих элементу фазового пространства $\Delta\Gamma_{ijk} = \Delta V_i \Delta E_j \Delta\Omega_k$. Введем вероятности $p^c_{\alpha ijk}$ всевозможных комбинаций компонентов случайного вектора $\{N^c_{\alpha ijk}\}$, которые характеризуют всевозможные распределения вторичных частиц в элементах фазового пространства после окончания всех процессов преобразования энергии первичной частицы в энергию вторичных частиц.

2. Этап генерации электронно-дырочных пар

Свойства сцинтиллятора определяются его кристаллической структурой, которая для неорганиче-

ских сцинтилляторов является структурой полупроводника. Поэтому излучение сцинтилляционных фотонов происходит в результате последовательных процессов, первым из которых является процесс генерации электронно-дырочных пар вторичными частицами. Введем производящую функцию числа электронно-дырочных пар $f_{\nu_{\alpha ijk}}[s]$, генерируемых вторичной частицей типа α, принадлежащей элементу фазового пространства $\Delta\Gamma_{ijk}$. Здесь и далее s обозначает вспомогательную переменную производящих функций вероятности. В полупроводниковом кристалле генерировать электронно-дырочные пары могут только заряженные вторичные частицы с энергиями, большими пороговой энергии $E_{\alpha i j_{\min} k}$, которая в общем случае может зависеть от типа вторичной частицы, ее энергии и направления движения, а также от пространственной координаты в объеме сцинтилляционного кристалла. Это обстоятельство можно учесть, считая, что среднее значение $\langle \nu_{\alpha ijk} \rangle$ и дисперсия $\sigma^2_{\nu_{\alpha ijk}}$ числа генерируемых электронно-дырочных пар равны нулю для вторичных заряженных частиц с энергиями ниже пороговой энергии, т.е. для $j \le j_{\alpha\ \min}$.

Несмотря на различие механизмов сцинтилляций в различных неорганических сцинтилляторах, в итоге, выжившие в результате рекомбинации электроны и дырки или образовавшиеся экситоны диффундируют и активируют центры люминесценции. В соответствие с данной моделью, активация центров люминесценции содержит следующие последовательные этапы.

3. Этап рекомбинации электронно-дырочных пар

Этот этап характеризуется вероятностью электронно-дырочной паре, образованной в элементе объема ΔV_i, выжить в результате процесса рекомбинации или образовать экситон $\varepsilon_{r\ \alpha ijk}$. Эта вероятность сильно зависит от плотности ионизации производимой вторичной частицей типа α, принадлежащей элементу фазового пространства $\Delta\Gamma_{ijk}$. Этап рекомбинации описывается биномиальным распределением с ПФВ

$$f_{r\ \alpha ijk}\ [s] = 1 - \varepsilon_{r\ \alpha ijk} + \varepsilon_{r\ \alpha ijk} s. \tag{19}$$

4. Этап диффузии носителей в сцинтилляторе

Этот этап также описывается биномиальным распределением с ПФВ

$$f_{D\ ii'}\ [s] = 1 - p_{D\ ii'} + p_{D\ ii'} s, \tag{20}$$

где $p_{D\ ii'}$ – вероятность диффузии носителя из элемента объема ΔV_i в элемент объема $\Delta V_{i'}$, $(i' = \overline{1, I})$.

5. Этап активации люминесцентных центров

Этот этап характеризуется вероятностью $\varepsilon_{a\ i'}$ активации люминесцентного центра в элементе объема $\Delta V_{i'}$, и описывается биномиальным распределением с ПФВ

$$f_{ai'}[s] = 1 - \varepsilon_{ai'} + \varepsilon_{ai'} s. \tag{21}$$

6. Этап эмиссии светового фотона люминесцентным центром

Из-за случайного пространственного распределения люминесцентных центров в сцинтилляционном кристалле энергетические уровни каждого люминесцентного центра испытывают различные штарковские сдвиги, обусловленные результирующим электрическим полем окружающих ионов. Поэтому число световых фотонов в каждой элементарной излучательной моде много меньше единицы, и мы можем считать, что фотоны испускаются люминесцентными центрами независимо. В этом случае, процесс излучения фотона люминесцентным центром, принадлежащим элементу объема $\Delta V_{i'}$, описывается биномиальным распределением с ПФВ

$$f_e[s] = 1 - \sum_{l=1}^{L} p_l \sum_{k'=1}^{K'} \varepsilon_{ei'lk'} + \sum_{l=1}^{L} p_l \sum_{k'=1}^{K'} \varepsilon_{ei'lk'} s, \tag{22}$$

где $\varepsilon_{ei'lk'}$ – вероятность того, что в результате квантового перехода будет излучен световой фотон с длиной волны λ_l, $(l = \overline{1, L})$, распространяющийся в элементе телесного угла $\Delta\Omega_{k'}$ $(k' = \overline{1, K'})$. В формуле (22), p_l– вероятность l-го квантового перехода $\left(\sum_{l=1}^{L} p_l = 1\right)$.

7. Этап светосбора светового фотона на фотокатод фотодетектора

Фундаментальный характер неделимости светового фотона требует, чтобы он был зарегистрирован только одним из фотодетекторов. Введем $\tau_{ni'lk'mk''}$– вероятность фотона с длиной волны λ_l, испускаемого в элементе телесного угла $\Delta\Omega_{k'}$ люминесцентным центром из элемента объема $\Delta V_{i'}$, достичь элемент поверхности ΔS_m, $(m = \overline{1, M})$ входного окна n-го фотодетектора в направлении, принадлежащем элементу телесного угла $\Delta\Omega_{k''}$, $(k'' = \overline{1, K''})$ относительно нормали к элементу поверхности фотокатода. ПФВ этого процесса будет описываться биномиальным распределением

$$f_\tau\ [\{s_n\}] = 1 - \sum_{n=1}^{N}\sum_{m=1}^{M}\sum_{k''=1}^{K''}\tau_{ni'lk'mk''} + \\ + \sum_{n=1}^{N}\sum_{m=1}^{M}\sum_{k''=1}^{K''}\tau_{ni'lk'mk''}s_n, \tag{23}$$

где $\{s_n\}$ – вспомогательные переменные фотодетекторов.

8. Этап преобразования светового фотона в фотоэлектрон

Этот этап описывается биномиальным распределением с ПФВ

$$f_{\eta\,n}\ [s_n] = 1 - \eta_{nlmk''} + \eta_{nlmk''}s_n, \tag{24}$$

где $\eta_{nlmk''}$ квантовая эффективность элемента поверхности ΔS_m n-го фотодетектора к световому фотону с длиной волны λ_l, пересекающему входное окно в направлении, принадлежащем элементу телесного угла $\Delta\Omega_{k''}$.

Так как процессы последовательных этапов 3–8 описываются биномиальными распределениями, то составной каскадный процесс будет также биноминальным с ПФВ

$$f_\chi\ [\{s_n\}] = 1 - \sum_{n=1}^{N}\chi_{n\alpha ijk} + \sum_{n=1}^{N}\chi_{n\alpha ijk}s_n, \tag{25}$$

где

$$\chi_{n\alpha ijk} = \varepsilon_{r\alpha ijk}\sum_{i'=1}^{I}p_{Dii'}\times \\ \times\sum_{l=1}^{L}p_l\sum_{k'=1}^{K'}\sum_{m=1}^{M}\sum_{k''=1}^{K''}\varepsilon_{ai'}\varepsilon_{ei'lk'}\tau_{ni'lk'mk''}\eta_{nlmk''} \tag{26}$$

– вероятность образования фотоэлектрона в n-м фотодетекторе вторичной частицей типа α, принадлежащей элементу фазового пространства $\Delta\Gamma_{ijk}$.

9. Этап усиления сигнала n-го фотодетектора электронным усилителем, с учетом электронных шумов на его выходе

Введем ПФВ усиления сигнала электроникой n-го фотодетектора $f_{g\,n}[s_n]$, $(n = \overline{1,N})$ со средним значением коэффициента усиления $\langle g_n\rangle$ и дисперсией $\sigma^2_{g\,n}$. Введем также ПФВ электронных шумов на выходе усилителя n-го фотодетектора $f_{\text{noise}\,n}[s_n]$, $(n = \overline{1,N})$ с нулевым средним значением и дисперсией $\sigma^2_{\text{noise}\,n}$.

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

Для описанного выше ветвящегося каскадного случайного процесса преобразования энергии первичной частицы в выходные сигналы фотодетекторов сцинтилляционного спектрометра производящая функция вероятности имеет вид

$$f_{\{Q_n\}}[\{s_n\}] = \lim_{IJK\to\infty}\sum_c p^c_{\alpha ijk}\prod_{\alpha=1}^{A}\prod_{i=1}^{I}\prod_{j=j_{\min}}^{J}\prod_{k=1}^{K}\left(f_{\nu_{\alpha ijk}}\left[1 - \sum_{n=1}^{N}\chi_{n\alpha ijk} + \sum_{n=1}^{N}\chi_{n\alpha ijk}f_{g\,n}[s_n]\right]\right)^{N^c_{\alpha ijk}}\prod_{n=1}^{N}f_{\text{noise}\,n}[s_n] \tag{27}$$

где выходные сигналы фотодетекторов Q_n выражены в единицах заряда электрона. В ПФВ (27), учитывается, что генерация электронно-дырочных пар производится только заряженными вторичными частицами типа α $(\alpha = \overline{1,A})$, с энергиями, большими пороговой энергии $E_{\alpha ij_{\min}k}$.

Из производящей функции вероятности (27), среднее значение и дисперсия сигнала n-го фотодетектора имеют вид

$$\langle Q_n\rangle = \left.\frac{\partial f_{\{Q_n\}}[\{s_n\}]}{\partial s_n}\right|_{\{s_n=1\}} = \lim_{IJK\to\infty}\sum_c p^c_{\alpha ijk}\sum_{\alpha=1}^{A}\sum_{i=1}^{I}\sum_{j=1}^{J}\sum_{k=1}^{K}N^c_{\alpha ijk}\langle\nu_{\alpha ijk}\rangle\chi_{n\alpha ijk}\langle g_n\rangle, \tag{28}$$

$$\sigma^2_{Q_n} = \left.\frac{\partial^2 f_{\{Q_n\}}[\{s_n\}]}{\partial s_n^2}\right|_{\{s_n=1\}} + \left.\frac{\partial f_{\{Q_n\}}[\{s_n\}]}{\partial s_n}\right|_{\{s_n=1\}} - \left(\left.\frac{\partial f_{\{Q_n\}}[\{s_n\}]}{\partial s_n}\right|_{\{s_n=1\}}\right)^2 = \sigma^2_{\text{cov}\,n} + \sigma^2_{\text{pair}\,n} + \sigma^2_{\text{tr}\,n} + \sigma^2_{\text{gain}\,n} + \sigma^2_{\text{noise}\,n}, \tag{29}$$

В формуле (29),

$$\sigma^2_{\mathrm{cov}\,n} = \lim_{IJK\to\infty}\sum_c p^c_{\alpha ijk\alpha' i' j' k'}\sum_{\alpha=1}^{A}\sum_{i=1}^{I}\sum_{j=1}^{J}\sum_{k=1}^{K} N^c_{\alpha ijk}\langle\nu_{\alpha ijk}\rangle\chi_{n\,\alpha ijk}\langle g_n\rangle\times$$
$$\times\sum_{\alpha'=1}^{A}\sum_{i'=1}^{I}\sum_{j'=1}^{J}\sum_{k'=1}^{K} N^c_{\alpha' i' j' k'}\langle\nu_{\alpha' i' j' k'}\rangle\chi_{n\alpha' i' j' k'}\langle g_n\rangle -$$
$$-\left(\lim_{IJK\to\infty}\sum_c p^c_{\alpha ijk}\sum_{\alpha=1}^{A}\sum_{i=1}^{I}\sum_{j=1}^{J}\sum_{k=1}^{K} N^c_{\alpha ijk}\langle\nu_{\alpha ijk}\rangle\chi_{n\,\alpha ijk}\langle g_n\rangle\right)\times$$
$$\times\left(\lim_{IJK\to\infty}\sum_c p^c_{\alpha' i' j' k'}\sum_{\alpha'=1}^{A}\sum_{i'=1}^{I}\sum_{j'=1}^{J}\sum_{k'=1}^{K} N^c_{\alpha' i' j' k'}\langle\nu_{\alpha' i' j' k'}\rangle\chi_{n\,\alpha' i' j' k'}\langle g_n\rangle\right) \tag{30}$$

– дисперсия сигнала n-го фотодетектора, обусловленная ковариациями вторичных частиц в фазовом пространстве, где $p^c_{\alpha ijk\alpha' i' j' k'}$ – совместная функция распределения всевозможных комбинаций вторичных частиц в фазовом пространстве.

$$\sigma^2_{\mathrm{pair}\,n} = \lim_{IJK\to\infty}\sum_c p^c_{\alpha ijk}\sum_{\alpha=1}^{A}\sum_{i=1}^{I}\sum_{j=1}^{J}\sum_{k=1}^{K} N^c_{\alpha ijk}\sigma^2_{\nu_{\alpha ijk}}\chi^2_{n\,\alpha ijk}\langle g_n\rangle^2 =$$
$$= \lim_{IJK\to\infty}\sum_c p^c_{\alpha ijk}\sum_{\alpha=1}^{A}\sum_{i=1}^{I}\sum_{j=1}^{J}\sum_{k=1}^{K} N^c_{\alpha ijk}F_{\alpha ijk}\langle\nu_{\alpha ijk}\rangle\chi^2_{n\,\alpha ijk}\langle g_n\rangle^2 \tag{31}$$

– дисперсия сигнала n-го фотодетектора, обусловленная флуктуациями числа электронно-дырочных пар. В формуле (31), в соответствии с моделью Фано, считается, что флуктуации числа электронно-дырочных пар пропорциональны их среднему числу

$$\sigma^2_{\nu_{\alpha ijk}} = F_{\alpha ijk}\langle\nu_{\alpha ijk}\rangle, \tag{32}$$

где $F_{\alpha ijk}$ – фактор Фано.

$$\sigma^2_{tr\,n} = \lim_{IJK\to\infty}\sum_c p^c_{\alpha ijk}\sum_{\alpha=1}^{A}\sum_{i=1}^{I}\sum_{j=1}^{J}\sum_{k=1}^{K} N^c_{\alpha ijk}\langle\nu_{\alpha ijk}\rangle\chi_{n\,\alpha ijk}(1-\chi_{n\,\alpha ijk})\langle g_n\rangle^2 \tag{33}$$

– дисперсия сигнала n-го фотодетектора, обусловленная флуктуациями числа фотоэлектронов.

$$\sigma^2_{gain\,n} = \lim_{IJK\to\infty}\sum_c p^c_{\alpha ijk}\sum_{\alpha=1}^{A}\sum_{i=1}^{I}\sum_{j=1}^{J}\sum_{k=1}^{K} N^c_{\alpha ijk}\langle\nu_{\alpha ijk}\rangle\chi_{n\,\alpha ijk}\sigma^2_{g\,n} \tag{34}$$

– дисперсия сигнала n-го фотодетектора, обусловленная флуктуациями коэффициента усиления; $\sigma^2_{\mathrm{noise}\,n}$ – дисперсия сигнала, обусловленная шумами n-го фотодетектора и электроники.

4. ПЕРЕХОД К РАСПРЕДЕЛЕНИЮ ПОГЛОЩЕННОЙ ЭНЕРГИИ В ОБЪЕМЕ СЦИНТИЛЛЯТОРА.

Так как среднее число электронно-дырочных пар определяется поглощенной энергией, то удобно перейти от распределения частиц к распределению поглощенной энергии следующим образом

$$N^c_{\alpha ijk}\langle\nu_{\alpha ijk}\rangle = W^c_{\alpha ijk}/\varepsilon_{\mathrm{e-h}\,\alpha ijk}, \tag{35}$$

где $W^c_{\alpha ijk}$ – энергия, поглощенная в элементе объема ΔV_i при появлении в нем $N^c_{\alpha ijk}$ вторичных частиц типа α, принадлежащих элементу фазового пространства $\Delta\Gamma_{ijk}$, $\varepsilon_{\mathrm{e-h}\,\alpha ijk}$ – средняя энергия образования электронно-дырочной пары.

Для каждой из возможных комбинаций потерь энергии вторичных частиц во всем пространстве полная поглощенная энергия равна энергии первичной частицы E_0

$$\lim_{IJK\to\infty}\sum_{\alpha=1}^{A}\sum_{i=0}^{I}\sum_{j=1}^{J}\sum_{k=1}^{K}W^c_{\alpha ijk} = E_0. \tag{36}$$

Любой детектор обычно характеризуется энергетическим разрешением пика полного поглощения, когда вся энергия моноэнергетической первичной частицы E_0 поглощается в объеме детектора

$$\begin{aligned}&\lim_{IJK\to\infty}\sum_{\alpha=1}^{A}\sum_{i=1}^{I}\sum_{j=1}^{J}\sum_{k=1}^{K}W^c_{\alpha ijk} = \\ &= \sum_{\alpha=1}^{A}\int_V\int_E\int_\Omega dVdEd\mathbf{\Omega}\frac{\partial^3 W^c_\alpha(E_0,\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}{\partial V\partial E\partial\mathbf{\Omega}} = \\ &= \sum_{\alpha=1}^{A}\int_V\int_E\int_\Omega dVdEd\mathbf{\Omega}\, w^c_\alpha(E_0,\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}) = E_0,\end{aligned} \tag{37}$$

где $w^c_\alpha(E_0,\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})$ – дифференциальная плотность поглощенной энергии в объеме сцинтиллятора при появлении определенной конфигурации вторичных частиц типа α в элементах фазового пространства.

Для случая, когда первичные моноэнергетические частицы с энергией E_0 полностью поглощаются в объеме детектора, выражение для среднего значения сигнала n-го фотодетектора имеет вид

$$\begin{aligned}\langle Q_n(E_0)\rangle &= \sum_{\alpha=1}^{A}\int_V\int_E\int_\Omega dVdEd\mathbf{\Omega}\, u(E - E_{\alpha\,\min}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}))\times \\ &\times\left\langle\frac{w^c_\alpha(E_0,\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}{\varepsilon_{\mathrm{e-h}\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}\langle\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})\rangle_D\right\rangle_c\langle g_n\rangle,\end{aligned} \tag{38}$$

где $u(x)$ – единичная функция Хевисайда ($u(x) = 0$ для $x < 0$ и $u(x) = 1$ для $x \geq 0$), которая учитывает порог генерации электронно-дырочных пар; $\varepsilon_{\mathrm{e-h}\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})$ – средняя энергия образования электронно-дырочной пары в точке $\mathbf{r}$ вторичной заряженной частицей типа α с энергией E, движущейся в направлении $\mathbf{\Omega}$. Индекс c при угловых скобках обозначает усреднение по всевозможным распределениям вторичных частиц по элементам фазового пространства.

В формуле (38),

$$\begin{aligned}\langle\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})\rangle_D &= \int_V dV'\rho_D(\mathbf{r},\mathbf{r}')\sum_{l=1}^{L}p_l(\lambda_l)\times \\ &\times\int_{\Omega'}d\mathbf{\Omega}'\varepsilon_{r\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})\varepsilon_a(\mathbf{r}')\varepsilon_e(\mathbf{r}',\lambda_l,\mathbf{\Omega}')\times \\ &\times\int_S\int_{\Omega''}dSd\mathbf{\Omega}''\tau_n(\mathbf{r}',\lambda_l,\mathbf{\Omega}',S,\mathbf{\Omega}'')\eta_n(\lambda_l,S,\mathbf{\Omega}''),\end{aligned} \tag{39}$$

где индекс D обозначает усреднение по плотности вероятности диффузии носителей, представляет собой вероятность образования фотоэлектрона в n-м фотодетекторе электронно-дырочной парой, образованной в точке $\mathbf{r}$ вторичной частицей типа α с энергией E, движущейся в направлении $\mathbf{\Omega}$.

В однородном сцинтилляторе диффузия носителей обладает сферической симметрией. В этом случае, плотность вероятности обнаружить носитель, образованный в точке $\mathbf{r}$, в точке сцинтиллятора $\mathbf{r}'$ зависит только от расстояния между ними, и определяется гауссовым распределением

$$\begin{aligned}\rho_D(\mathbf{r}',\mathbf{r}) &= \rho_D(|\mathbf{r}'-\mathbf{r}|) = \\ &= (\sqrt{4\pi}\lambda_D)^{-3}\exp\left(-(\mathbf{r}'-\mathbf{r})^2/4\lambda_D^2\right)\end{aligned} \tag{40}$$

с характерной длиной диффузии

$$\lambda_D = \sqrt{D\tau}, \tag{41}$$

где D – эффективный коэффициент диффузии носителей, τ – среднее время их жизни.

Разложение коэффициента (39) в ряд Тейлора, с точностью до второго порядка малости по смещению $\mathbf{r}'-\mathbf{r}$, имеет вид

$$\begin{aligned}\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r}',E,\mathbf{\Omega}) &= \chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}) + ((\mathbf{r}'-\mathbf{r})\nabla)\times \\ &\times\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}) + \frac{1}{2!}((\mathbf{r}'-\mathbf{r})\nabla)^2\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}).\end{aligned} \tag{42}$$

Вследствие изотропии, при усреднении по плотности вероятности диффузии (40) линейный член в формуле (42) обращается в нуль, а член второго порядка принимает вид

$$\begin{aligned}&\left\langle\frac{1}{2!}((\mathbf{r}'-\mathbf{r})\nabla)^2\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})\right\rangle_D = \frac{1}{2}\left\langle\sum_{i,i'=1}^{3}(\xi_i'-\xi_i)\frac{\partial^2\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}{\partial\xi_i\partial\xi_i'}\Big|_{\xi_i,\xi_i'=x,y,z}(\xi_{i'}'-\xi_{i'})\right\rangle_D = \\ &= \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{3}\frac{\partial^2\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}{\partial\xi_i^2}\Big|_{\xi_i=x,y,z}\left\langle(\xi_i'-\xi_i)^2\right\rangle_D = \frac{1}{6}\Delta\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})\left\langle(\mathbf{r}'-\mathbf{r})^2\right\rangle_D = \Delta\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})\lambda_D^2,\end{aligned} \tag{43}$$

где Δ – оператор Лапласа. В результате, вероятность образования фотоэлектрона в n-м фотодетекторе принимает вид

$$\langle\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})\rangle_D = \chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}) + \Delta\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})\lambda_D^2 = (1+\lambda_D^2\Delta)\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}) =$$
$$= \sum_{l=1}^{L} p_l(\lambda_l)(1+\lambda_D^2\Delta)\int\limits_{\Omega'} d\mathbf{\Omega}'\varepsilon_{r\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})\varepsilon_a(\mathbf{r})\varepsilon_e(\mathbf{r},\lambda_l,\mathbf{\Omega}')\int\limits_S\int\limits_{\Omega''} dSd\mathbf{\Omega}''\tau_n(\mathbf{r},\lambda_l,\mathbf{\Omega}',S,\mathbf{\Omega}'')\eta_n(\lambda_l,S,\mathbf{\Omega}''). \quad (44)$$

При переходе к поглощенной энергии вклады в дисперсию выходного сигнала определяются выражениями

$$\sigma^2_{\mathrm{cov}\,n} = \sum_{\alpha=1}^{A}\sum_{\alpha'=1}^{A}\int\limits_V\int\limits_E\int\limits_\Omega\int\limits_{V'}\int\limits_{E'}\int\limits_{\Omega'} dVdEd\mathbf{\Omega}dV'dE'd\mathbf{\Omega}'u(E-E_{\alpha\min}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}))u(E'-E_{\alpha'\min}(\mathbf{r}',E',\mathbf{\Omega}'))\times$$
$$\times\left\langle\frac{w^c_\alpha(E_0,\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}{\varepsilon_{\mathrm{e-h}\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}\langle\chi_{n\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})\rangle_D\frac{w^c_{\alpha'}(E_0,\mathbf{r}',E',\mathbf{\Omega}')}{\varepsilon_{\mathrm{e-h}\alpha'}(\mathbf{r}',E',\mathbf{\Omega}')}\langle\chi_{n\,\alpha'}(\mathbf{r}',E',\mathbf{\Omega}')\rangle_D\right\rangle_c\langle g_n\rangle^2 - \quad (45)$$
$$-\sum_{\alpha=1}^{A}\int\limits_V\int\limits_E\int\limits_\Omega dVdEd\mathbf{\Omega}u(E-E_{\alpha\min}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}))\left\langle\frac{w^c_\alpha(E_0,\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}{\varepsilon_{\mathrm{e-h}\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}\langle\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})\rangle_D\right\rangle_c^2\langle g_n\rangle^2,$$

$$\sigma^2_{\mathrm{pair}\,n} = \sum_{\alpha=1}^{A}\int\limits_V\int\limits_E\int\limits_\Omega dVdEd\mathbf{\Omega}u(E-E_{\alpha\min}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}))\left\langle F_\alpha(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})\frac{w^c_\alpha(E_0,\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}{\varepsilon_{\mathrm{e-h}\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}\langle\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})\rangle_D^2\right\rangle_c\langle g_n\rangle^2, \quad (46)$$

$$\sigma^2_{\mathrm{tr}\,n} = E_0\sum_{\alpha=1}^{A}\int\limits_V\int\limits_E\int\limits_\Omega dVdEd\mathbf{\Omega}u(E-E_{\alpha\min}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}))\left\langle\frac{w^c_\alpha(E_0,\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}{\varepsilon_{\mathrm{e-h}\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}\langle\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})\rangle_D\left(1-\langle\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})\rangle_D\right)\right\rangle_c\langle g_n\rangle^2, \quad (47)$$

$$\sigma^2_{\mathrm{gain}\,n} = E_0\sum_{\alpha=1}^{A}\int\limits_V\int\limits_E\int\limits_\Omega dVdEd\mathbf{\Omega}u(E-E_{\alpha\min}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}))\left\langle\frac{w^c_\alpha(E_0,\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}{\varepsilon_{\mathrm{e-h}\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}\langle\chi_{n\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})\rangle_D\right\rangle_c\sigma^2_{g\,n}. \quad (48)$$

Если мы положим в производящей функции вероятности (27) $\{s_n = s\}$, $(n=\overline{1,N})$, то получим ПФВ суммарного сигнала фотодетекторов сцинтилляционного спектрометра

$$f_Q[s] = \lim_{IJK\to\infty}\sum_c p^c_{\alpha ijk}\prod_{\alpha=1}^{A}\prod_{i=1}^{I}\prod_{j=j_{\min}}^{J}\prod_{k=1}^{K}\left(f_{\nu_{\alpha ijk}}\left[1-\sum_{n=1}^{N}\chi_{n\,\alpha ijk}+\sum_{n=1}^{N}\chi_{n\,\alpha ijk}f_{\mathrm{g}\,n}[s]\right]\right)^{N^c_{\alpha ijk}}\prod_{n=1}^{N}f_{\mathrm{noise}\,n}[s]. \quad (49)$$

Из ПФВ (49), среднее значение и дисперсия суммарного сигнала будут иметь вид

$$\langle Q(E_0)\rangle = \left.\frac{\partial f_Q[s]}{\partial s}\right|_{s=1} = \lim_{IJK\to\infty}\sum_c p^c_{\alpha ijk}\sum_{\alpha=1}^{A}\sum_{i=1}^{I}\sum_{j=1}^{J}\sum_{k=1}^{K}N^c_{\alpha ijk}\langle\nu_{\alpha ijk}\rangle\sum_{n=1}^{N}\chi_{n\,\alpha ijk}\langle g_n\rangle, \quad (50)$$

$$\sigma^2_Q(E_0) = \left.\frac{\partial f^2_Q[s]}{\partial s^2}\right|_{s=1} + \left.\frac{\partial f_Q[s]}{\partial s}\right|_{s=1} - \left(\left.\frac{\partial f_Q[s]}{\partial s}\right|_{s=1}\right)^2 = \sigma^2_{\mathrm{cov}} + \sigma^2_{\mathrm{pair}} + \sigma^2_{\mathrm{tr}} + \sigma^2_{\mathrm{gain}} + \sigma^2_{\mathrm{noise}}, \quad (51)$$

$$\begin{aligned}\sigma^2_{\text{cov}} = &\lim_{IJK\to\infty}\sum_c p^c_{\alpha ijk\alpha' i' j' k'}\sum_{\alpha=1}^{A}\sum_{i=1}^{I}\sum_{j=1}^{J}\sum_{k=1}^{K} N^c_{\alpha ijk}\left\langle \nu_{\alpha ijk}\right\rangle \sum_{n=1}^{N}\chi_{n\,\alpha ijk}\left\langle g_n\right\rangle \times \\ &\times \sum_{\alpha'=1}^{A}\sum_{i'=1}^{I}\sum_{j'=1}^{J}\sum_{k=1}^{K} N^c_{\alpha' i' j' k'}\left\langle \nu_{\alpha' i' j' k'}\right\rangle \sum_{n=1}^{N}\chi_{n\,\alpha' i' j' k'}\left\langle g_n\right\rangle - \\ &-\left(\lim_{IJK\to\infty}\sum_c p^c_{\alpha ijk}\sum_{\alpha=1}^{A}\sum_{i=1}^{I}\sum_{j=1}^{J}\sum_{k=1}^{K} N^c_{\alpha ijk}\left\langle \nu_{\alpha ijk}\right\rangle \sum_{n=1}^{N}\chi_{n\,\alpha ijk}\left\langle g_n\right\rangle\right)\times \\ &\times\left(\lim_{IJK\to\infty}\sum_c p^c_{\alpha' i' j' k'}\sum_{\alpha'=1}^{A}\sum_{i'=1}^{I}\sum_{j'=1}^{J}\sum_{k'=1}^{K} N^c_{\alpha' i' j' k'}\left\langle \nu_{\alpha' i' j' k'}\right\rangle \sum_{n=1}^{N}\chi_{n\,\alpha' i' j' k'}\left\langle g_n\right\rangle\right),\end{aligned} \tag{52}$$

$$\begin{aligned}\sigma^2_{\text{pair}} &= \lim_{IJK\to\infty}\sum_c p^c_{\alpha ijk}\sum_{\alpha=1}^{A}\sum_{i=1}^{I}\sum_{j=1}^{J}\sum_{k=1}^{K} N^c_{\alpha ijk}\sigma^2_{\nu_{\alpha ijk}}\left(\sum_{n=1}^{N}\chi_{n\,\alpha ijk}\left\langle g_n\right\rangle\right)^2 = \\ &= \lim_{IJK\to\infty}\sum_c p^c_{\alpha ijk}\sum_{\alpha=1}^{A}\sum_{i=1}^{I}\sum_{j=1}^{J}\sum_{k=1}^{K} N^c_{\alpha ijk}F_{\alpha ijk}\left\langle \nu_{\alpha ijk}\right\rangle\left(\sum_{n=1}^{N}\chi_{n\,\alpha ijk}\left\langle g_n\right\rangle\right)^2,\end{aligned} \tag{53}$$

$$\sigma^2_{\text{tr}} = \lim_{IJK\to\infty}\sum_c p^c_{\alpha ijk}\sum_{\alpha=1}^{A}\sum_{i=1}^{I}\sum_{j=1}^{J}\sum_{k=1}^{K} N^c_{\alpha ijk}\left\langle \nu_{\alpha ijk}\right\rangle\left(\sum_{n=1}^{N}\chi_{n\,\alpha ijk}\left\langle g_n\right\rangle^2 - \left(\sum_{n=1}^{N}\chi_{n\,\alpha ijk}\left\langle g_n\right\rangle\right)^2\right), \tag{54}$$

$$\sigma^2_{gain} = \lim_{IJK\to\infty}\sum_c p^c_{\alpha ijk}\sum_{\alpha=1}^{A}\sum_{i=1}^{I}\sum_{j=1}^{J}\sum_{k=1}^{K} N^c_{\alpha ijk}\left\langle \nu_{\alpha ijk}\right\rangle \sum_{n=1}^{N}\chi_{n\,\alpha ijk}\sigma^2_{g\,n}, \tag{55}$$

$$\sigma^2_{\text{noise}} = \sum_{n=1}^{N}\sigma^2_{\text{noise}\,n}. \tag{56}$$

При переходе к распределению поглощенной энергии, формула для среднего значения суммарного сигнала сцинтилляционного детектора с N фотодетекторами микроскопической теории имеет вид

$$\left\langle Q(E_0)\right\rangle = \sum_{\alpha=1}^{A}\int\limits_V\int\limits_E\int\limits_\Omega dVdEd\mathbf{\Omega}u(E - E_{\alpha\ \min}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}))\left\langle \frac{w^c_\alpha(E_0,\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}{\varepsilon_{\text{e-h}\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}\sum_{n=1}^{N}\left\langle \chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})\right\rangle_D\left\langle g_n\right\rangle\right\rangle_c, \tag{57}$$

где $w^c_\alpha(E_0,\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})$ – дифференциальная плотность поглощенной энергии в элементе объема детектора dV, при появлении определенной конфигурации вторичных частиц типа α в элементах фазового пространства $d\Gamma = dVdEd\mathbf{\Omega}$; $\varepsilon_{\text{e-h}\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})$ – средняя энергия образования электронно-дырочной пары вторичной частицей типа α, принадлежащей элементу фазового пространства $d\Gamma$; $\left\langle g_n\right\rangle$ – коэффициент усиления электроники n-го фотодетектора; $u(E - E_{\alpha\ \min}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}))$ – единичная функция Хевисайда, которая учитывает порог генерации электронно-дырочных пар вторичными частицами. Индекс c при угловых скобках обозначает усреднение по всевозможным распределениям поглощенной энергии в элементах фазового пространства.

Формула для дисперсии суммарного сигнала сцинтилляционного детектора с N фотодетекторами микроскопической теории имеет вид

$$\sigma^2_Q(E_0) = \sigma^2_{\text{cov}} + \sigma^2_{\text{pair}} + \sigma^2_{\text{tr}} + \sigma^2_{\text{gain}} + \sigma^2_{\text{noise}}, \tag{58}$$

где

$$\sigma^2_{\text{cov}} = \sum_{\alpha=1}^{A}\sum_{\alpha'=1}^{A}\int_V\int_E\int_\Omega\int_{V'}\int_{E'}\int_{\Omega'} dVdEd\mathbf{\Omega}dV'dE'd\mathbf{\Omega}'u(E - E_{\alpha\ \min}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}))u(E' - E_{\alpha'\min}(\mathbf{r}',E',\mathbf{\Omega}'))\times$$
$$\times\left\langle\frac{w^c_\alpha(E_0,\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}{\varepsilon_{\text{e-h}\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}\left(\sum_{n=1}^{N}\langle\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})\rangle_D\langle g_n\rangle\right)\frac{w^c_{\alpha'}(E_0,\mathbf{r}',E',\mathbf{\Omega}')}{\varepsilon_{\text{e-h}\,\alpha'}(\mathbf{r}',E',\mathbf{\Omega}')}\left(\sum_{n'=1}^{N}\langle\chi_{n'\alpha'}(\mathbf{r}',E',\mathbf{\Omega}')\rangle_D\langle g_{n'}\rangle\right)\right\rangle_c - \tag{59}$$
$$-\left(\sum_{\alpha=1}^{A}\int_V\int_E\int_\Omega dVdEd\mathbf{\Omega}u(E - E_{\alpha\ \min}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}))\left\langle\frac{w^c_\alpha(E_0,\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}{\varepsilon_{\text{e-h}\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}\left(\sum_{n=1}^{N}\langle\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})\rangle_D\langle g_n\rangle\right)\right\rangle_c\right)^2$$

– дисперсия суммарного сигнала спектрометра, обусловленная ковариациями вторичных частиц в фазовом пространстве;

$$\sigma^2_{\text{pair}} = \sum_{\alpha=1}^{A}\int_V\int_E\int_\Omega dVdEd\mathbf{\Omega}u(E - E_{\alpha\ \min}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}))\times$$
$$\times\left\langle F_\alpha(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})\frac{w^c_\alpha(E_0,\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}{\varepsilon_{\text{e-h}\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}\times\right. \tag{60}$$
$$\left.\times\left(\sum_{n=1}^{N}\langle\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})\rangle_D\langle g_n\rangle\right)^2\right\rangle_c$$

– дисперсия суммарного сигнала спектрометра, обусловленная флуктуациями числа электронно-дырочных пар, где $F_\alpha(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})$ – фактор Фано для образования электронно-дырочных пар в точке $\mathbf{r}$ объема сцинтиллятора вторичной частицей типа α, принадлежащей элементу фазового пространства $d\Gamma$;

$$\sigma^2_{\text{tr}} = \sum_{\alpha=1}^{A}\int_V\int_E\int_\Omega dVdEd\mathbf{\Omega}u(E - E_{\alpha\ \min}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}))\times$$
$$\times\left\langle\frac{w^c_\alpha(E_0,\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}{\varepsilon_{\text{e-h}\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}\left(\sum_{n=1}^{N}\langle\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})\rangle_D\langle g_n\rangle^2 - \right.\right. \tag{61}$$
$$\left.\left.-\left(\sum_{n=1}^{N}\langle\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})\rangle_D\langle g_n\rangle\right)^2\right)\right\rangle_c$$

– дисперсия суммарного сигнала спектрометра, обусловленная флуктуациями процессов, происходящих в детекторе от образования электронно-дырочной пары в сцинтилляторе до образования фотоэлектрона в одном из фотодетекторов;

$$\sigma^2_{\text{gain}} = \sum_{\alpha=1}^{A}\int_V\int_E\int_\Omega dVdEd\mathbf{\Omega}u(E - E_{\alpha\ \min}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega}))\times$$
$$\times\left\langle\frac{w^c_\alpha(E_0,\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}{\varepsilon_{\text{e-h}\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})}\sum_{n=1}^{N}\langle\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})\rangle_D\sigma^2_{g\,n}\right\rangle_c \tag{62}$$

– дисперсия суммарного сигнала спектрометра, обусловленная флуктуациями коэффициентов усиления фотодетекторов и электронных усилителей, где $\sigma^2_{g\,n}$ – дисперсия коэффициента усиления электроники n-го фотодетектора;

$$\sigma^2_{\text{noise}} = \sum_{n=1}^{N}\sigma^2_{\text{noise}\,n} \tag{63}$$

– дисперсия, обусловленная шумами фотодетекторов и электроники, где $\sigma^2_{\text{noise}\,n}$ – дисперсия шумов электроники n-го фотодетектора.

Выражения (57)–(63) являются самыми общими формулами для среднего значения и дисперсии суммарного сигнала сцинтилляционного спектрометра с несколькими фотодетекторами и являются основой для различных приближений. Эти формулы содержат выражения для среднего значения и дисперсии суммарного сигнала любой группы фотодетекторов, если при суммировании по n оставить только слагаемые, соответствующие выбранной группе фотодетекторов. В частности, эти формулы содержат выражения для среднего значения и дисперсии сигнала любого фотодетектора, если при суммировании по n оставить только одно слагаемое, соответствующее выбранному фотодетектору.

5. АППРОКСИМАЦИЯ ДЛЯ СЛУЧАЯ РЕГИСТРАЦИИ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Все существующие в литературе формулы для энергетического разрешения применимы только к сцинтилляционным спектрометрам с одним фотодетектором при регистрации моноэнергетического рентгеновского излучения низкой энергии E_0, когда вся энергия первичной частицы поглощается локально в точке $\mathbf{r}_c$, и вторичными частицами являются электроны. При этом считается, что люминесцентные центры осуществляют один излучающий переход. В этом случае

$$\langle\chi(\mathbf{r},E,\mathbf{\Omega})\rangle_D = S(E)QT(\mathbf{r}), \tag{64}$$

где $S(E) = \varepsilon_r(E)\varepsilon_a$ – стандартное обозначение для вероятности активации люминесцентного центра одной электронно-дырочной парой, которая может зависеть только от тормозной способности, а,

следовательно, от энергии вторичного электрона; Q – квантовая эффективность процесса люминесценции $Q/4\pi = \varepsilon_e(\mathbf{r}, \lambda_l, \mathbf{\Omega}')$;

$$T(\mathbf{r}) = (1 + \lambda_D^2 \Delta) \int\limits_{\Omega'} \frac{d\mathbf{\Omega}'}{4\pi} \times \\ \times \int\limits_S \int\limits_{\Omega''} dS d\mathbf{\Omega}'' \tau(\mathbf{r}, \lambda, \mathbf{\Omega}', S, \mathbf{\Omega}'') \eta(\lambda, S, \mathbf{\Omega}'') \quad (65)$$

– вероятность сцинтилляционному фотону, испущенному люминесцентным центром в точке $\mathbf{r}$ объема сцинтиллятора, образовать фотоэлектрон в фотодетекторе.

Так как обычно объем сцинтиллятора много больше объема области конверсии низкоэнергетического фотоэлектрона в энергию электронно-дырочных пар, то можно считать, что все электронно-дырочные пары образуются в точке взаимодействия рентгеновского кванта со сцинтилляционным кристаллом. В этом случае, вся энергия первичной частицы поглощается локально в точке $\mathbf{r}_c$, и дифференциальная плотность поглощенной энергии в объеме однородного и изотропного сцинтиллятора факторизуется

$$w_\alpha^c(E_0, \mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) = w^c(E_0, E) \rho^c(\mathbf{r}), \quad (66)$$

где $\rho^c(\mathbf{r})$ – плотность вероятности взаимодействия рентгеновского кванта в объеме сцинтиллятора. При этом, при усреднении по всевозможным комбинациям вторичных частиц в фазовом пространстве, усреднение по пространственной координате обусловлено пространственными флуктуациями точки взаимодействия рентгеновского кванта в объеме сцинтиллятора.

Для сравнения с существующим в литературе формулами для энергетического разрешения сцинтилляционного спектрометра с одним фотодетектором, более удобно использовать относительную дисперсию, связанную с энергетическим разрешением соотношением

$$\frac{\Delta E}{E_0} = 2.36 \frac{\sigma_Q(E_0)}{\langle Q(E_0) \rangle} = 2.36 \eta_Q(E_0), \quad (67)$$

где ΔE – полная ширина линии с энергией E_0 на половине высоты (ПШПВ).

В приближении, когда вся энергия первичной частицы поглощается локально в точке $\mathbf{r}_c$, формулы микроскопической теории для среднего значения и относительной дисперсии сигнала сцинтилляционного спектрометра с одним фотодетектором принимают вид

$$\langle Q(E_0) \rangle = \left\langle Y^c(E_0) \right\rangle_c \langle T(\mathbf{r}_c) \rangle_c \langle g \rangle, \quad (68)$$

$$\eta_Q^2(E_0) = \eta_{\text{cov}}^2 + \eta_{\text{pair}}^2 + \eta_{\text{tr}}^2 + \eta_{\text{gain}}^2 + \eta_{\text{noise}}^2, \quad (69)$$

где

$$\eta_{\text{cov}}^2 = \frac{\int\limits_E \int\limits_{E'} dE dE' u(E - E_{\min}) u(E' - E_{\min}) \left\langle \frac{\partial Y^c(E_0, E)}{\partial E} \frac{\partial Y^c(E_0, E')}{\partial E'} \right\rangle_c \left\langle T^2(\mathbf{r}_c) \right\rangle_c}{\left\langle Y^c(E_0) \right\rangle_c^2 \langle T(\mathbf{r}_c) \rangle_c^2} - 1 \quad (70)$$

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

$$\eta_{\text{pair}}^2 = \frac{\int\limits_E dE u(E - E_{\min}) \left\langle F(E) \frac{\partial Y^c(E_0, E)}{\partial E} S(E) Q \right\rangle_c \left\langle T^2(\mathbf{r}_c) \right\rangle_c}{\left\langle Y^c(E_0) \right\rangle_c^2 \langle T(\mathbf{r}_c) \rangle_c^2} \quad (71)$$

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

$$\eta_{\text{tr}}^2 = \frac{1}{\left\langle Y^c(E_0) \right\rangle_c \langle T(\mathbf{r}_c) \rangle_c} - \\ - \frac{\int\limits_E dE u(E - E_{\min}) \left\langle \frac{\partial Y^c(E_0, E)}{\partial E} S(E) Q \right\rangle_c \left\langle T^2(\mathbf{r}_c) \right\rangle_c}{\left\langle Y^c(E_0) \right\rangle_c^2 \langle T(\mathbf{r}_c) \rangle_c^2} \quad (72)$$

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

$$\eta_{\text{gain}}^2 = \frac{1}{\left\langle Y^c(E_0) \right\rangle_c \langle T(\mathbf{r}_c) \rangle_c} \frac{\sigma_g^2}{\langle g \rangle^2} \quad (73)$$

– относительная дисперсия выходного сигнала спектрометра, обусловленная флуктуациями ко-

эффициента усиления фотодетектора и электронного усилителя;

$$\eta^2_{\text{noise}} = \frac{\sigma^2_{\text{noise}}}{\langle Q(E_0)\rangle^2} \tag{74}$$

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

Во всех приведенных выше формулах,

$$\frac{\partial Y^c(E_0,E)}{\partial E} = \frac{w^c(E_0,E)}{\varepsilon_{\text{e-h}}(E)} S(E)Q \tag{75}$$

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

$$Y^c(E_0) = \int_E dEu(E - E_{\min})\frac{\partial Y^c(E_0,E)}{\partial E} = E_0 L \tag{76}$$

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

В отличие от всех существующих в настоящее время в литературе формул, формулы микроскопической теории сцинтилляционных спектрометров с одним фотодетектором (68)–(74) содержат информацию о зависимостях всех вкладов в энергетическое разрешение от характеристик сцинтиллятора, интерфейса сцинтиллятор-фотодетектор, характеристик фотодетектора и электронного тракта спектрометра. Формулы отражают каскадный характер случайных процессов преобразования энергии первичной частицы в выходной сигнал спектрометра, поскольку каждый последующий вклад в энергетическое разрешение уменьшается в фактор, равный произведению средних значений предыдущих этапов.

Если фактор Фано, средняя энергия образования электронно-дырочной пары и вероятность активации люминесцентного центра не зависят от энергии электрона E, то есть, $F(E) = F$, $\varepsilon_{\text{e-h}}(E) = \varepsilon_{\text{e-h}}$, и $S(E) = S$, то, воспользовавшись соотношениями (75) и (76), выражение для относительной дисперсии сигнала сцинтилляционного спектрометра с одним фотодетектором можно переписать следующим образом

$$\begin{aligned}\eta^2_Q = \eta^2_{\text{cov}} &+ \frac{\varepsilon_{\text{e-h}}F}{\left\langle W^c(E_0,E_{\min})\right\rangle_c}\frac{\left\langle T^2(\mathbf{r}_c)\right\rangle_c}{\langle T(\mathbf{r}_c)\rangle^2_c} + \\ &+ \frac{\varepsilon_{\text{e-h}}}{\left\langle W^c(E_0,E_{\min})\right\rangle_c SQ}\frac{\langle T(\mathbf{r}_c)\rangle_c - SQ\left\langle T^2(\mathbf{r}_c)\right\rangle_c}{\langle T(\mathbf{r}_c)\rangle^2_c} + \\ &+ \frac{\varepsilon_{\text{e-h}}}{\left\langle W^c(E_0,E_{\min})\right\rangle_c SQ\langle T(\mathbf{r}_c)\rangle_c}\eta^2_g + \frac{\sigma^2_{\text{noise}}}{\langle Q(E_0)\rangle^2}.\end{aligned} \tag{77}$$

Если регистрируемые частицы взаимодействуют со сцинтиллятором вблизи точки $\mathbf{r}_0$ сцинтиллятора, и элемент объема, в котором энергия регистрируемой частицы преобразуется в световые фотоны, является достаточно малым, то $\langle T(\mathbf{r}_c)\rangle_c = T(\mathbf{r}_0)$ и $\left\langle T^2(\mathbf{r}_c)\right\rangle_c = T^2(\mathbf{r}_0)$. Если учесть, что средняя энергия, поглощенная сцинтиллятором при регистрации рентгеновского излучения, которая идет на образование электронно-дырочных пар, практически равна энергии регистрируемой частицы

$$\left\langle W^c(E_0,E_{\min})\right\rangle_c = \int_E dEu(E - E_{\min})w^c(E_0,E) \approx E_0, \tag{78}$$

то выражение для относительной дисперсии сигнала сцинтилляционного спектрометра с одним фотодетектором, с учетом формулы (76), примет вид

$$\begin{aligned}\eta^2_Q = \eta^2_Y &+ \frac{\varepsilon_{\text{e-h}}F}{E_0} + \frac{1}{LE_0}\frac{T(\mathbf{r}_0) - SQT^2(\mathbf{r}_0)}{T^2(\mathbf{r}_0)} + \\ &+ \frac{1}{LE_0T(\mathbf{r}_0)}\eta^2_g + \frac{\sigma^2_{\text{noise}}}{\langle Q(E_0)\rangle^2},\end{aligned} \tag{79}$$

где

$$\eta^2_Y = \frac{\int_E\int_{E'} dEdE'\,u(E - E_{\min})u(E' - E_{\min})\left\langle\frac{\partial Y^c(E_0,E)}{\partial E}\frac{\partial Y^c(E_0,E')}{\partial E'}\right\rangle_c}{\left\langle Y^c(E_0)\right\rangle^2_c} - 1 \tag{80}$$

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

Если дифференциальный световыход сцинтиллятора не зависит от энергии электрона, то, в соответствии с формулой (75), формула (80) будет соответствовать относительной дисперсии выходного сигнала детектора, обусловленной ковариациями поглощенной энергии в сцинтилляторе

$$\eta_Y^2 = \eta_W^2 = \frac{\left\langle \int\limits_E \int\limits_{E'} dEdE'\, u(E - E_{\min}) u(E' - E_{\min}) w^c(E_0, E) w^c(E_0, E') \right\rangle_c}{\left\langle W^c(E_0, E_{\min}) \right\rangle_c^2} - 1. \tag{81}$$

Если учесть, что $\langle N_{\text{e–h}} \rangle = E_0/\varepsilon_{\text{e–h}} = LE_0/SQ$ и $\langle N_{\text{pe}} \rangle = LE_0 T(\mathbf{r}_0)$, то в этом случае можно привести формулу (79) к виду

$$\eta_Q^2 = \eta_Y^2 + \frac{F}{\langle N_{\text{e–h}} \rangle} + \frac{1}{\langle N_{\text{pe}} \rangle} - \frac{1}{\langle N_{\text{e–h}} \rangle} + \\ + \frac{1}{\langle N_{\text{pe}} \rangle} \eta_g^2 + \frac{\sigma_{\text{noise}}^2}{\langle Q(E_0) \rangle^2}. \tag{82}$$

Формула (82) применима также к случаю абсолютно прозрачного сцинтиллятора, поскольку в этом случае коэффициент T также не зависит от координаты. Однако объединение второго слагаемого с четвертым, и третьего слагаемого с пятым в формуле (82) является некорректным. Поскольку фактор Фано для электронно-дырочных пар всегда меньше единицы $F < 1$, то объединение второго слагаемого с четвертым всегда отрицательно, а любой вклад в относительную дисперсию должен быть строго положительным.

6. КОВАРИАЦИИ МЕЖДУ СИГНАЛАМИ ФОТОДЕТЕКТОРОВ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА

На значимость ковариаций между сигналами фотодетекторов было обращено внимание в работах [19, 20]. Ковариации между сигналами фотодетекторов сцинтилляционного спектрометра лежат в основе экспериментального метода определения фактора Фано, впервые предложенного в работе [21]. В работе [22] получены общие выражения микроскопической теории для ковариации между сигналами фотодетекторов сцинтилляционного спектрометра с несколькими фотодетекторами. Ковариация между сигналами фотодетекторов $Q_n(E)$ и $Q_{n'}(E)$ сцинтилляционного спектрометра может быть определена из ПФВ (27) как

$$\begin{aligned}
\operatorname{cov}(Q_n, Q_{n'}) &= \left.\frac{\partial^2 f_{\{Q_n\}}[\{s_n\}]}{\partial s_n \partial s_{n'}}\right|_{\{s_n=1\}} - \left.\frac{\partial f_{\{Q_n\}}[\{s_n\}]}{\partial s_n}\right|_{\{s_n=1\}} \left.\frac{\partial f_{\{Q_n\}}[\{s_n\}]}{\partial s_{n'}}\right|_{\{s_n=1\}} = \\
&= \lim_{IJK\to\infty} \sum_c p_{\alpha ijk\alpha' i' j' k'}^c \sum_{\alpha=1}^{A}\sum_{i=1}^{I}\sum_{j=1}^{J}\sum_{k=1}^{K} N_{\alpha ijk}^c \langle \nu_{\alpha ijk} \rangle \chi_{n\,\alpha ijk} \langle g_n \rangle \sum_{\alpha'=1}^{A}\sum_{i'=1}^{I}\sum_{j'=1}^{J}\sum_{k'=1}^{K} N_{\alpha' i' j' k'}^c \langle \nu_{\alpha' i' j' k'} \rangle \chi_{n'\alpha' i' j' k'} \langle g_{n'} \rangle - \\
&\quad - \left(\lim_{IJK\to\infty} \sum_c p_{\alpha ijk}^c \sum_{\alpha=1}^{A}\sum_{i=1}^{I}\sum_{j=1}^{J}\sum_{k=1}^{K} N_{\alpha ijk}^c \langle \nu_{\alpha ijk} \rangle \chi_{n\,\alpha ijk} \langle g_n \rangle \right) \times \\
&\quad \times \left(\lim_{IJK\to\infty} \sum_c p_{\alpha' i' j' k'}^c \sum_{\alpha'=1}^{A}\sum_{i'=1}^{I}\sum_{j'=1}^{J}\sum_{k'=1}^{K} N_{\alpha' i' j' k'}^c \langle \nu_{\alpha' i' j' k'} \rangle \chi_{n'\alpha' i' j' k'} \langle g_{n'} \rangle \right) + \\
&\quad + \lim_{IJK\to\infty} \sum_c p_{\alpha ijk}^c \sum_{\alpha=1}^{A}\sum_{i=1}^{I}\sum_{j=1}^{J}\sum_{k=1}^{K} N_{\alpha ijk}^c \chi_{n\,\alpha ijk} \left(\sigma_{\nu_{\alpha ijk}}^2 - \langle \nu_{\alpha ijk} \rangle \right) \langle g_n \rangle \chi_{n'\alpha ijk} \langle g_{n'} \rangle.
\end{aligned} \tag{83}$$

При переходе к распределению поглощенной энергии в объеме детектора, выражение для ковариации между сигналами фотодетекторов принимает вид

$$\begin{aligned}
\operatorname{cov}(Q_n, Q_{n'}) = {} & \sum_{\alpha=1}^{A}\sum_{\alpha'=1}^{A}\int\limits_V\int\limits_E\int\limits_\Omega\int\limits_{V'}\int\limits_{E'}\int\limits_{\Omega'} dVdEd\mathbf{\Omega}dV'dE'd\mathbf{\Omega}'u(E - E_{\alpha\min}(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}))u(E' - E_{\alpha'\min}(\mathbf{r}', E', \mathbf{\Omega}'))\times \\
& \times\left\langle \frac{w_\alpha^c(E_0, \mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega})}{\varepsilon_{\text{e-h}\,\alpha}(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega})}\left\langle\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega})\right\rangle_D \frac{w_{\alpha'}^c(E_0, \mathbf{r}', E', \mathbf{\Omega}')}{\varepsilon_{\text{e-h}\,\alpha'}(\mathbf{r}', E', \mathbf{\Omega}')}\left\langle\chi_{n'\alpha'}(\mathbf{r}', E', \mathbf{\Omega}')\right\rangle_D\right\rangle_c \left\langle g_n\right\rangle\left\langle g_{n'}\right\rangle - \\
& - \sum_{\alpha=1}^{A}\int\limits_V\int\limits_E\int\limits_\Omega dVdEd\mathbf{\Omega}u(E - E_{\alpha\,\min}(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}))\left\langle \frac{w_\alpha^c(E_0, \mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega})}{\varepsilon_{\text{e-h}\,\alpha}(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega})}\left\langle\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega})\right\rangle_D\right\rangle_c \left\langle g_n\right\rangle\times \\
& \times\sum_{\alpha'=1}^{A}\int\limits_{V'}\int\limits_{E'}\int\limits_{\Omega'} dV'dE'd\mathbf{\Omega}'u(E' - E_{\alpha'\min}(\mathbf{r}', E', \mathbf{\Omega}'))\left\langle \frac{w_{\alpha'}^c(E_0, \mathbf{r}', E', \mathbf{\Omega}')}{\varepsilon_{\text{e-h}\,\alpha'}(\mathbf{r}', E', \mathbf{\Omega}')}\left\langle\chi_{n'\alpha'}(\mathbf{r}', E', \mathbf{\Omega}')\right\rangle_D\right\rangle_c \left\langle g_{n'}\right\rangle + \\
& + \sum_{\alpha=1}^{A}\int\limits_V\int\limits_E\int\limits_\Omega dVdEd\mathbf{\Omega}u(E - E_{\alpha\,\min}(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}))\times \\
& \times\left\langle \frac{w_\alpha^c(E_0, \mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega})}{\varepsilon_{\text{e-h}\,\alpha}(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega})}\left(F_\alpha(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) - 1\right)\left\langle\chi_{n\,\alpha}(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega})\right\rangle_D\left\langle\chi_{n'\,\alpha}(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega})\right\rangle_D\right\rangle_c \left\langle g_n\right\rangle\left\langle g_{n'}\right\rangle.
\end{aligned} \tag{84}$$

Выражения(83) и (84) являются самыми общими выражениями для ковариации между сигналами фотодетекторов сцинтилляционного спектрометра.

Чтобы понять недостатки математической модели работы [11], приведем формулу микроскопической теории для ковариации между сигналами фотодетекторов $Q_n(E_0)$ и $Q_{n'}(E_0)$, сцинтилляционного спектрометра с однородным и изотропным сцинтиллятором, люминесцентные центры которого осуществляют один излучающий переход, для случая локального поглощения энергии низкоэнергетического рентгеновского излучения с энергией E_0

$$\begin{aligned}
\operatorname{cov}(Q_n, Q_{n'}) = {} & \int\limits_E\int\limits_{E'} dEdE'u(E - E_{\min})u(E' - E_{\min})\left\langle \frac{\partial Y^c(E_0, E)}{\partial E}\frac{\partial Y^c(E_0, E')}{\partial E'}\right\rangle_c \times \\
& \times\left\langle T_n(\mathbf{r}_c)T_{n'}(\mathbf{r}_c)\right\rangle_c\left\langle g_n\right\rangle\left\langle g_{n'}\right\rangle - \left\langle Y^c(E_0)\right\rangle_c^2\left\langle T_n(\mathbf{r}_c)\right\rangle_c\left\langle T_{n'}(\mathbf{r}_c)\right\rangle_c\left\langle g_n\right\rangle\left\langle g_{n'}\right\rangle + \\
& + \int\limits_E dEu(E - E_{\min})\left\langle \frac{\partial Y^c(E_0, E)}{\partial E}\left(F(E) - 1\right)S(E)\right\rangle_c Q\left\langle T_n(\mathbf{r}_c)T_{n'}(\mathbf{r}_c)\right\rangle_c\left\langle g_n\right\rangle\left\langle g_{n'}\right\rangle.
\end{aligned} \tag{85}$$

В отличие от коэффициента корреляции, использованного в работе [11],

$$\rho(Q_n, Q_{n'}) = \frac{\operatorname{cov}(Q_n, Q_{n'})}{\sigma_{Q_n}\sigma_{Q_{n'}}}, \tag{86}$$

в работе [23], было предложено использовать относительную ковариацию между сигналами фотодетекторов, которая в нашем случае имеет вид

$$\begin{aligned}
\frac{\operatorname{cov}(Q_n, Q_{n'})}{\left\langle Q_n\right\rangle\left\langle Q_{n'}\right\rangle} = {} & \frac{\int\limits_E\int\limits_{E'} dEdE'u(E - E_{\min})u(E' - E_{\min})\left\langle \frac{\partial Y^c(E_0, E)}{\partial E}\frac{\partial Y^c(E_0, E')}{\partial E'}\right\rangle_c}{\left\langle Y^c(E_0)\right\rangle_c^2}\frac{\left\langle T_n(\mathbf{r}_c)T_{n'}(\mathbf{r}_c)\right\rangle_c}{\left\langle T_n(\mathbf{r}_c)\right\rangle_c\left\langle T_{n'}(\mathbf{r}_c)\right\rangle_c} - 1 + \\
& + \frac{\int\limits_E dEu(E - E_{\min})\left\langle \frac{\partial Y^c(E_0, E)}{\partial E}\left(F(E) - 1\right)S(E)Q\right\rangle_c}{\left\langle Y^c(E_0)\right\rangle_c^2}\frac{\left\langle T_n(\mathbf{r}_c)T_{n'}(\mathbf{r}_c)\right\rangle_c}{\left\langle T_n(\mathbf{r}_c)\right\rangle_c\left\langle T_{n'}(\mathbf{r}_c)\right\rangle_c}.
\end{aligned} \tag{87}$$

Следует подчеркнуть что, в отличие от коэффициента корреляции (86), который зависит от всех вкладов в дисперсии сигналов фотодетекторов, относительная ковариация (87) не зависит от коэффициентов усиления и шумов электроники фотодетекторов. Это обстоятельство является важным преимуществом предложенного в работе [21] экспериментального метода определения фактора Фано.

Выражения для ковариации и относительной ковариации между сигналами фотодетекторов становятся наиболее простыми в случае, когда регистрируемые частицы взаимодействуют со сцинтиллятором вблизи точки $\mathbf{r}_0$ сцинтиллятора, и элемент объема, в котором энергия регистрируемой частицы преобразуется в световые фотоны, является достаточно малым, чтобы коэффициенты $\langle T_n(\mathbf{r}_0)\rangle_c = T_n(\mathbf{r}_0)$ и $\langle T_{n'}(\mathbf{r}_0)\rangle_c = T_{n'}(\mathbf{r}_0)$ были почти постоянными. В этом случае $\langle T_n(\mathbf{r}_0)T_{n'}(\mathbf{r}_0)\rangle_c = T_n(\mathbf{r}_0)T_{n'}(\mathbf{r}_0)$. Если фактор Фано, средняя энергия образования электронно-дырочной пары и вероятность активации люминесцентного центра не зависят от энергии электрона E, то есть, $F(E) = F$, $\varepsilon_{\text{e-h}}(E) = \varepsilon_{\text{e-h}}$, и $S(E) = S$, то, воспользовавшись соотношениями (75) и (76), выражение для ковариации между сигналами фотодетекторов можно переписать следующим образом

$$\begin{aligned}\operatorname{cov}(Q_n, Q_{n'}) = \int_E\int_{E'} dEdE'\, u(E - E_{\min})u(E' - E_{\min})\times \\ \times \operatorname{cov}\left(\frac{\partial Y(E_0, E)}{\partial E}, \frac{\partial Y(E_0, E')}{\partial E'}\right)\times \\ \times T_n(\mathbf{r}_0)T_{n'}(\mathbf{r}_0)\langle g_n\rangle\langle g_{n'}\rangle + \frac{\langle W^c(E_0, E_{\min})\rangle_c}{\varepsilon_{\text{e-h}}}\times \\ \times (F-1)(SQ)^2 T_n(\mathbf{r}_0)T_{n'}(\mathbf{r}_0)\langle g_n\rangle\langle g_{n'}\rangle,\end{aligned} \tag{88}$$

где $\langle W^c(E_0, E_{\min})\rangle_c$ – средняя энергия, поглощенная сцинтиллятором при регистрации рентгеновского излучения, которая идет на образование электронно-дырочных пар, определяемая формулой (78).

Выражение для ковариации между сигналами фотодетекторов (14), полученное в работе [11], совпадет со вторым слагаемым в формуле (88), если заменить фактор Фано для световых фотонов на фактор Фано для электронно-дырочных пар. Поскольку фактор Фано для электронно-дырочных пар в полупроводниках имеет значение порядка 0.1, то это объясняет результаты, полученные в работах [11, 12].

Выражение для относительной ковариации между сигналами фотодетекторов в случае локального поглощения рентгеновского кванта вблизи точки $\mathbf{r}_0$ сцинтиллятора примет вид

$$\begin{aligned}\frac{\operatorname{cov}(Q_n, Q_{n'})}{\langle Q_n\rangle\langle Q_{n'}\rangle} = \eta_Y^2(E_0) + \frac{\varepsilon_{\text{e-h}}}{\langle W^c(E_0, E_{\min})\rangle_c}\times \\ \times (F-1) \approx \eta_Y^2(E_0) + \frac{\varepsilon_{\text{e-h}}}{E_0}(F-1),\end{aligned} \tag{89}$$

где η_Y^2 – относительная дисперсия выходного сигнала детектора, обусловленная ковариациями дифференциального световыхода сцинтиллятора, определяемая формулой (80). Выше подчеркивалось, что если дифференциальный световыход сцинтиллятора не зависит от энергии электрона, то формула (80) соответствует относительной дисперсии выходного сигнала детектора, обусловленной ковариациями поглощенной энергии в сцинтилляторе $\eta_Y^2 = \eta_W^2$, определяемой формулой (81).

Зависимость последнего слагаемого в формуле (89) от обратной энергии регистрируемых частиц позволяет разделить вклады в относительную ковариацию от относительной дисперсии, обусловленной ковариациями дифференциального световыхода сцинтиллятора, и от фактора Фано, и дает возможность их экспериментального определения. Так как относительная ковариация между сигналами фотодетекторов не зависит от коэффициентов усиления и шумов электроники фотодетекторов, то, для улучшения условия локального поглощения, необходимо направить тонкий луч излучения перпендикулярно к сцинтиллятору, имеющего форму длинного тонкого стержня с двумя фотодетекторами на концах, чтобы поглощение излучения происходило в серединном сечении стержня.

Следует отметить, что определение дифференциального световыхода сцинтиллятора и фактора Фано с помощью относительной ковариации имеет неоспоримое преимущество, по сравнению с существующими методами, основанными на вычитании электронного шума из дисперсии сигнала фотодетектора [24]. Это становится очевидным, если сравнить формулу для относительной ковариации (89) с формулой для относительной дисперсии сигнала сцинтилляционного спектрометра (79). В связи с тем, что третье и четвертое слагаемые в формуле (79) также обратно пропорциональны энергии регистрируемой частицы, и их нельзя отделить от второго слагаемого, экспериментальное значение фактора Фано, определяемое без их учёта, будет завышено.

7. АНАЛИЗ СУЩЕСТВУЮЩИХ РАБОТ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ МИКРОСКОПИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ

В работе [10] дан подробный анализ недостатков всех существующих работ, посвященных энергетическому разрешению сцинтилляционных спектрометров с одним фотодетектором. Ниже, будет дан краткий обзор характерных недостатков существующих формул для энергетического разрешения сцинтилляционных спектрометров. Из микроскопической теории сцинтилляционных спектрометров следует, что формула (5) и третье слагаемое в формуле (9) не могут представлять статистический вклад ФЭУ или фотодиода, поскольку они содержат также положительное слагаемое, входящее в относительную дисперсию (72). Это неприемлемо, так как остающееся отрицательное слагаемое относительной дисперсии выходного сигнала спектрометра, обусловленной флуктуациями процессов, происходящих в детекторе от образования электронно-дырочной пары в сцинтилляторе до образования фотоэлектрона в фотодетекторе (72), не может отдельно входить в относительную дисперсию выходного сигнала спектрометра. Все вклады в относительную дисперсию выходного сигнала спектрометра должны быть строго положительными! Только относительная дисперсия выходного сигнала, обусловленная флуктуациями процессов, происходящих в детекторе от образования электронно-дырочной пары в сцинтилляторе до образования фотоэлектрона в фотодетекторе (72), всегда положительна, поскольку является относительной дисперсией биноминального процесса.

Следует подчеркнуть, что формула (5) и третье слагаемое в формуле (9) справедливы только в случае, если флуктуации числа световых фотонов описываются распределением Пуассона. Это предположение является неприемлемым, поскольку противоречит экспериментальным данным. Из микроскопической теории сцинтилляционных спектрометров следует, что относительная дисперсия выходного сигнала сцинтилляционного спектрометра не должна содержать фактора Фано для световых фотонов. Это связано с тем, что флуктуации процесса испускания световых фотонов различными люминесцентными центрами в сцинтилляторе являются независимыми. Так как процесс испускания светового фотона люминесцентным центром описывается биномиальным распределением, то его флуктуации учитываются в формуле (72). В относительную дисперсию выходного сигнала спектрометра, входит только фактор Фано, определяющий флуктуации числа электронно-дырочных пар (71).

Введение фактора Фано для световых фотонов в работах [9, 11] ошибочно, и может привести к неоднозначности, поскольку в физике фактор Фано для световых фотонов уже существует в квантовой оптике. В квантовой оптике статистика фотонов определяется фактором Фано для световых фотонов [25], который характеризует относительную дисперсию в числе фотонов в световом импульсе

$$\eta_N^2 = F_N / \langle N \rangle. \tag{90}$$

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

Результаты экспериментов [11, 12] не являются доказательством открытия, как утверждали авторы, субпуассоновской статистики для световых фотонов в сцинтилляторах. Их ошибочное утверждение происходит из-за отсутствия в классической теории сцинтилляционных спектрометров упомянутых выше промежуточных этапов, происходящих в сцинтилляторе перед процессом генерации фотонов, т.е. этапов преобразования энергии первичной частицы в энергию вторичных заряженных частиц, генерации электронно-дырочных пар и возбуждения люминесцентных центров. Результаты работ [11, 12] являются явным подтверждением вышеупомянутого недостатка классической теории и указывают на неприменимость использования фактора Фано для световых фотонов в сцинтилляторе.

Фактор Фано для световых фотонов, введенный в работе [9], фактически определяется флуктуациями процессов, происходящих в детекторе от образования электронно-дырочной пары в сцинтилляторе до образования фотоэлектрона в фотодетекторе. А это означает, что введенный фактор Фано для световых фотонов определяется многими характеристиками конкретного спектрометра, такими как геометрия сцинтилляционного кристалла, его прозрачность, квантовый выход фотоприемника, и т.д. Поэтому, фактор Фано для световых фотонов, представленный вторым слагаемым в формуле (9), не фундаментален, и его введение бессмысленно с точки зрения сравнения результатов, полученных различными исследователями.

По моему мнению, плотность концентрации электронно-дырочных пар в треке, введенная в работе [9], не является хорошей переменной для описания процессов, происходящих в сцинтил-

ляторе. Наиболее адекватным для описания процессов, происходящих в сцинтилляторе, является использование фазового пространства вторичных частиц. Только при таком подходе, полная энергия, поглощенная в сцинтилляторе, всегда равна энергии регистрируемой частицы, в то время как полное число электронно-дырочных пар в сцинтилляторе меняется от регистрации к регистрации.

Главный вывод микроскопической теории состоит также в том, что невозможно разделить вклады от ионизационных потерь и от дельта-электронов, так как они входят в дисперсию выходного сигнала детектора, обусловленную ковариациями вторичных частиц в фазовом пространстве (59). Объяснить ошибочный подход в работах [7, 8], в которых авторы разделили вклады от ионизационных потерь и от дельта-электронов, а затем суммировали их флуктуации, поможет простой пример. Если полная энергия, поглощенная сцинтиллятором, равна энергии регистрируемой частицы, то

$$E_0 = \sum_{\alpha ijk} W^c_{\alpha ijk}, \tag{91}$$

где $W^c_{\alpha ijk}$ – энергия, поглощенная в элементе объема ΔV_i для определенной конфигурации c вторичных частиц $N^c_{\alpha ijk}$ типа α в элементах фазового пространства $\Delta\Gamma_{ijk} = \Delta V_i \Delta E_j \Delta\Omega_k$.

Усреднение по всевозможным комбинациям вторичных частиц в элементах фазового пространства дает соотношения

$$E_0 = \langle E_0 \rangle_c = \sum_{\alpha ijk} \left\langle W^c_{\alpha ijk} \right\rangle_c, \tag{92}$$

$$E_0^2 = \left\langle E_0^2 \right\rangle_c = \sum_{\alpha ijk} \sum_{\alpha' i' j' k'} \left\langle W^c_{\alpha ijk} W^c_{\alpha' i' j' k'} \right\rangle_c. \tag{93}$$

В результате дисперсия поглощенной энергии равна нулю

$$\begin{aligned} \sigma^2_{E_0} &= \left\langle E_0^2 \right\rangle_c - \langle E_0 \rangle_c^2 = \sum_{\alpha ijk} \sum_{\alpha' i' j' k'} \left(\left\langle W^c_{\alpha ijk} W^c_{\alpha' i' j' k'} \right\rangle_c - \left\langle W^c_{\alpha ijk} \right\rangle_c \left\langle W^c_{\alpha' i' j' k'} \right\rangle_c \right) = \\ &= \sum_{\alpha ijk} \sigma^2_{W_{\alpha ijk}} + \sum_{\alpha ijk} \sum_{\alpha' i' j' k' \neq \alpha ijk} \left(\left\langle W^c_{\alpha ijk} W^c_{\alpha' i' j' k'} \right\rangle_c - \left\langle W^c_{\alpha ijk} \right\rangle_c \left\langle W^c_{\alpha' i' j' k'} \right\rangle_c \right) = 0. \end{aligned} \tag{94}$$

Последняя формула убедительно демонстрирует важность ковариаций между вторичными частицами в различных элементах фазового пространства. Суммирование дисперсий, без учета ковариаций между вторичными частицами в различных элементах фазового пространства, как это сделано в [7, 8], не дает правильный результат. Поэтому, любая подгонка свободных параметров теории с экспериментальными данными сомнительна.

8. ЗАЧЕМ НУЖНА СТАНДАРТНАЯ ТЕОРИЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ?

Цель стандартной теории сцинтилляционных спектрометров состоит в том, чтобы обеспечить единый подход к определению характеристик процессов, происходящих в сцинтилляционных спектрометрах, из экспериментальных данных, и сформулировать условия достижения необходимой точности. Необходимо подчеркнуть, что стандартная теория сцинтилляционных спектрометров не заменяет физику и оптику сцинтилляторов, физику фотодетекторов и методы ядерной электроники. Общие формулы стандартной теории сцинтилляционных спектрометров, должны помочь теоретикам в физике сцинтилляторов понять какие вероятности они должны вычислять, в соответствии с их моделями, и какие требования должны быть предъявлены эксперименту, чтобы сравнить их вычисления с экспериментальными данными. В частности, теория может значительно сократить время вычислений, если для определения влияния непропорциональности световыхода, вместо непосредственного моделирования процесса регистрации частицы методом Монте-Карло вычислить ковариационную матрицу поглощенной энергии, коэффициенты светосбора, и затем, изменением параметров модели для дифференциального световыхода, достичь согласия с экспериментальными данными. Общие формулы стандартной теории сцинтилляционных спектрометров, должны помочь экспериментаторам выяснить, при каких условиях они могут сравнить свои экспериментальные результаты с теорией, и с результатами других экспериментальных групп.

Таким образом, главная цель стандартной теории сцинтилляционных спектрометров состоит не в том, чтобы заменить обширные исследование в областях, связанных с физикой сцинтилляторов, а в том, чтобы создать надежные основания для связи теоретических и экспериментальных исследований в этой области.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе показано, что существующие макроскопические теории сцинтилляционных спектрометров содержат много фундаментальных недостатков. В работе сформулирована микроскопическая математическая модель, которая служит основанием для стандартной теории сцинтилляционных спектрометров с несколькими фотодетекторами. Стандартная теория позволяет получать формулы для произвольных моментов функции распределения сигнала на выходах фотодетекторов сцинтилляционного спектрометра. Показано, что в разработанной стандартной теории сцинтилляционных спектрометров отсутствуют недостатки существующих в настоящее время теорий сцинтилляционных спектрометров, и она может служить надежным основанием для связи теоретических и экспериментальных исследований исследование в областях, связанных с физикой сцинтилляторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Breitenberger E.* // Progr. Nucl. Phys. 1995. V. 4. P. 56.
2. *Birks J.B.* The Theory and Practice of Scintillation Counting. 1967. London: Pergamon.
3. *Moszyński M. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2016. V. 805. P. 25.
4. *Lecoq P. et al.* Inorganic Scintillators for Detector Systems. 2006. Berlin: Springer.
5. *Knoll G.F.* Radiation Detection and Measurement. 2000. New York: Wiley.
6. *Grupen C., Shwartz B.* Particle Detectors. 2008. New York: Cambridge Univ. Press.
7. *Payne S.A. et al.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2009. V. 56. P. 2506.
8. *Payne S.A.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2015. V. 62. P. 372.
9. *Gektin A., Vasil'ev A.* // Radiat. Meas. 2019. V. 122. P. 108.
10. *Samedov V.V.* // Phys. At. Nucl. 2021. V. 84. P. 1555. https://doi.org/10.1134/S1063778821100331
11. *Bousselham A. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2010. V. 620. P. 359.
12. *Bora V. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2016. V. 805. P. 72.
13. *Samedov V.V.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2012. V. 691. P. 168.
14. *Samedov V.V.* // X-Ray Spectrom. 2019. V. 48. P. 597.
15. *Samedov V.V.* Accounting for Fluctuations in Electron-Photon Showers in the Theory of Shower Spectrometers. Ph.D Thesis. 1972. MEPhI (in Russian).
16. *Samedov V.V.* // Instrum. Exp. Tech. 1985. V. 28. P. 580.
17. *Samedov V.V.* // Meas. Tech. 1985. V. 28. P. 265.
18. *Samedov V.V.* // EPJ Web Conf. 2020. V. 225. P. 01007.
19. *Samedov V.V.* // J. Low Temp. Phys. 2008. V. 151. P. 333.
20. *Samedov V.V.* // AIP Conf. Proc. 2009. V. 1185. P. 397.
21. *Samedov V.V.* // AIP Conf. Proc. 2009. V. 1185. P. 462.
22. *Samedov V.V.* // Phys. At. Nucl. 2019. V. 82. P. 1647. 2011. https://doi.org/10.1134/S1063778819120263
23. *Samedov V.V.* // Proc. 2nd Int. Conf. Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications. Ghent, Belgium. 2011. https://doi.org/10.1109/ANIMMA.2011.6172832.
24. *Devanathan R. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2006. V. 565. P. 637.
25. *Loudon R.* The Quantum Theory of Light. 2000. New York: Oxford Univ. Press.

Why Do We Need a Standard Theory of Scintillation Spectrometers with Several Photodetectors?

V. V. Samedov*

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

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

Received July 26, 2021; revised August 13, 2021; accepted August 16,2021

Abstract—At present, scientists propose different formulas for the energy resolution of scintillation spectrometers, which sometimes contradict each other. The terms included in the formulas for the energy resolution differ not only in their names but also in the physical meaning. The main drawback of all of these theories of scintillation spectrometers is the unjustified introduction of different terms into the formula for the energy resolution without considering their connection with the specific characteristics of the scintillation detector. This approach is not only wrong but also counterproductive, since it does not allow comparison of the results obtained by different scientific groups. In this work, the drawbacks of the theories are analyzed on the basis of the standard theory of scintillation spectrometers with several photodetectors. It is shown that only the formulas of the standard theory for arbitrary moments of the output signal distribution function of the photodetectors of a scintillation spectrometer serve as a reliable basis for linking theoretical and experimental researches in the field of scintillator physics.

Keywords: scintillation detector, photodetector, energy resolution, light yield, light yield nonlinearity, light collection, Fano factor, covariance between signals

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2022, том 13, № 3, с. 265–271

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 530.145,539.1.05,539.12

МЕТОДИКА ПОЛУЧЕНИЯ ПРЕДЕЛОВ НА КОНСТАНТЫ СВЯЗИ ЭФФЕКТИВНОЙ ТЕОРИИ ИЗ ПРОЦЕССА ЭЛЕКТРОСЛАБОГО РОЖДЕНИЯ Z-БОЗОНА С ФОТОНОМ ДЛЯ ДАННЫХ ВТОРОГО СЕАНСА РАБОТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА ATLAS

© 2022 г. А. Е. Семушин[a], *, Е. Ю. Солдатов[a]

[a] *Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, 115409 Россия*

**E-mail: artur.semushin@cern.ch*

Поступила в редакцию 11.08.2021 г.
После доработки 26.08.2021 г.
Принята к публикации 28.08.2021 г.

Поиски отклонений от Стандартной Модели (СМ) мотивированы ее очевидной неполнотой и стремлением к созданию более общей теории физики элементарных частиц. В данной работе поиск проявлений новой физики ведется косвенным способом на основе изменения взаимодействий уже известных частиц из-за влияния физики за рамками СМ. Отличные от СМ взаимодействия называются аномальными (или аномальными вершинами взаимодействия). Изучаемый в данной работе процесс электрослабого рождения Z-бозона с фотоном является чувствительным к аномальным четверным бозонным вершинам. Используемая феноменология, эффективная теория поля, позволяет модельно-независимым образом представить искомые проявления новой физики в виде параметризации лагранжиана СМ операторами высших размерностей. Перед каждым таким оператором стоят некоторые коэффициенты, являющиеся по смыслу константами связи теории. В работе излагается методика, разработанная для получения одномерных пределов на значения коэффициентов при операторах. В результате для некоторых операторов становится возможным получение ожидаемых пределов, более жестких, чем существующие на данный момент.

Ключевые слова: эксперимент atlas, стандартная модель, эффективная теория поля, электрослабые взаимодействия, четверные бозонные вершины, монте-карло генераторы событий, метод максимального правдоподобия, пределы на константы связи

DOI: 10.56304/S2079562922010377

ВВЕДЕНИЕ

МОТИВАЦИЯ

В 2012 г. коллаборациями ATLAS и CMS было объявлено об обнаружении на Большом адронном коллайдере бозона Хиггса с массой около 125 ГэВ/c^2 [1, 2]. Это открытие позволило завершить построение Стандартной Модели (СМ) [3] – современной модели элементарных частиц. Однако СМ не описывает все наблюдаемые явления. Поэтому важнейшей задачей физики частиц в настоящее время является расширение СМ до некоторой более общей теории. Проверка новых теорий и поиск отклонений от СМ с помощью экспериментальных данных позволят отыскать правильное направление для такого расширения.

Одним из возможных инструментов поиска отклонений от СМ и проявлений новой физики за рамками СМ могут являться аномальные вершины – вершины взаимодействий, не предсказываемые СМ. В данной работе рассматриваются четверные аномальные вершины векторных (электрослабых) бозонов (aQGC) [4] на примере перспективного для изучения и чувствительного к четверным аномальным бозонным вершинам процесса электрослабого рождения Z-бозона с фотоном. Новые взаимодействия (аномальные вершины) добавляются к лагранжиану СМ эффективно с помощью эффективной теории поля (ЭТП). Излагаемая методика применяется в анализе полного набора данных второго сеанса работы детектора ATLAS [5] для процесса электрослабого рождения Z-бозона с фотоном. В данном исследовании излагается методика и вычисляются ожидаемые пределы на аномальные четверные вершины на основе МК моделирования, соответствующего условиям второго сеанса набора данных детектором ATLAS. В исследовании для идентификации Z-бозона используется его нейтринный канал распада, так как он имеет лучшую эффективность идентификации по сравнению с адронным каналом и большую вероятность по сравнению с леп-

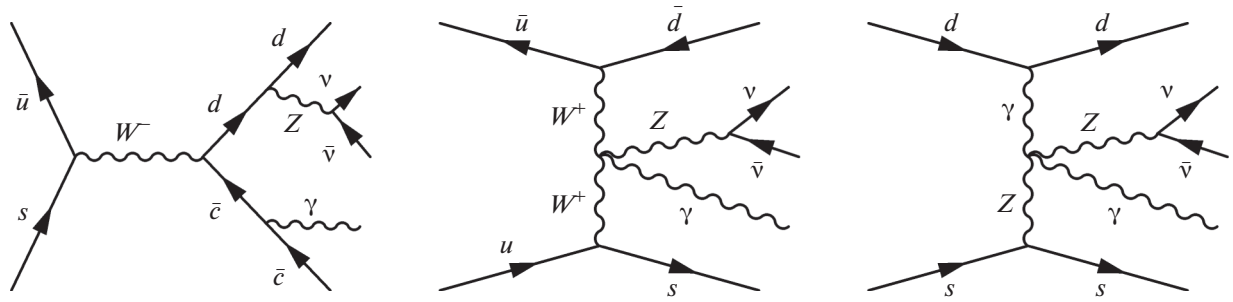

Рис. 1. Примеры возможных диаграмм Фейнмана процесса электрослабого рождения Z-бозона с фотоном. Диаграмма слева не сопровождается рассеянием векторных бозонов (т.е. не включает в себя четверную бозонную вершину). Диаграмма по центру включает в себя четверную бозонную вершину, предсказываемую СМ. Диаграмма справа включает в себя аномальную четверную бозонную вершину.

тонным [6]. Примеры возможных диаграмм рассматриваемого процесса представлены на рис. 1.

ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ

Эффективная теория поля [7] является инструментом для модельно-независимого косвенного поиска новой физики. Основная идея данного подхода — параметризация лагранжиана операторами высших размерностей:

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \mathcal{L}_{\mathrm{SM}} + \sum_i\sum_n \frac{F_{i,n}}{\Lambda^n}\mathbb{O}_i^{n+4} = \\ &= \mathcal{L}_{\mathrm{SM}} + \sum_i\sum_n f_{i,n}\mathbb{O}_i^{n+4}.\end{aligned} \tag{1}$$

Здесь $\mathcal{L}_{\mathrm{SM}}$ – лагранжиан СМ, Λ – характерный энергетический масштаб новой физики (величина порядка тераэлектронвольт или выше). Индекс i нумерует все возможные операторы для фиксированного n, а $n+4$ – размерность оператора. Безразмерные константы $F_{i,n}$ являются константами связи теории, однако экспериментально наблюдаться не могут из-за неизвестности параметра Λ. Поэтому далее константами связи эффективной теории поля будем называть размерные наблюдаемые величины $f_{i,n} = \dfrac{F_{i,n}}{\Lambda^n}$.

Операторы высших размерностей строятся из полевых функций частиц СМ и к ним предъявляются некоторые требования. В частности, они должны быть скалярами как в пространстве-времени, так и во внутренних пространствах, т.е. операторы высших размерностей не должны нарушать симметрии СМ. Для бозонных операторов это требование запрещает добавление в лагранжиан СМ операторов нечетных размерностей.

Наибольший вклад в изучаемые в данной работе четверные аномальные вершины векторных бозонов дают операторы размерности 8 [8]. Их разделяют на три семейства: скалярные (S) – составленные из хиггсовских дублетов, тензорные (T) – составленные из тензоров калибровочных полей и смешанные (M) – смешивающие хиггсовский дублет и калибровочные поля. Для примера ниже приведены по одному оператору из каждого семейства.

$$\mathbb{O}_{\mathrm{S0}} = \left[\left(D_\mu\Phi\right)^+ D_\nu\Phi\right]\left[\left(D^\mu\Phi\right)^+ D^\nu\Phi\right], \tag{2}$$

$$\mathbb{O}_{\mathrm{T0}} = \mathrm{Tr}\left[\hat{W}_{\mu\nu}\hat{W}^{\mu\nu}\right]\mathrm{Tr}\left[\hat{W}_{\alpha\beta}\hat{W}^{\alpha\beta}\right], \tag{3}$$

$$\mathbb{O}_{\mathrm{M0}} = \mathrm{Tr}\left[\hat{W}_{\mu\nu}\hat{W}^{\mu\nu}\right]\left[\left(D_\beta\Phi\right)^+ D^\beta\Phi\right], \tag{4}$$

где обозначения наследуются из СМ:

$$\begin{aligned}\hat{W}_{\mu\nu} &= ig\frac{\sigma^i}{2}W^i_{\mu\nu} = \\ &= ig\frac{\sigma^i}{2}\left(\partial_\mu W^i_\nu - \partial_\nu W^i_\mu + g\epsilon^{ijk}W^j_\mu W^k_\nu\right),\end{aligned} \tag{5}$$

$$D_\beta = \partial_\beta - ig\frac{\sigma^i}{2}W^i_\beta - ig'\frac{Y}{2}B_\beta, \tag{6}$$

$$\Phi = \frac{v+H}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}. \tag{7}$$

Скалярные операторы не оказывают влияния на рассматриваемый процесс. Поэтому далее вся методика излагается на примере одного тензорного оператора $\mathbb{O}_{\mathrm{T0}}$ и одного смешанного оператора $\mathbb{O}_{\mathrm{M0}}$, оказывающих влияние на данный процесс. Для Монте-Карло моделирования используются два генератора событий: VBFNLO [9] и MadGraph [10]. В данных генераторах применяются разные формализмы ЭТП, в связи с чем коэффициенты при операторах $\mathbb{O}_{\mathrm{T0}}$ и $\mathbb{O}_{\mathrm{M0}}$ в этих генераторах связаны соотношениями $f_{\mathrm{T0}}^{\mathrm{MadGraph}} = g^4 f_{\mathrm{T0}}^{\mathrm{VBFNLO}}$ и $f_{\mathrm{M0}}^{\mathrm{MadGraph}} = -g^2 f_{\mathrm{M0}}^{\mathrm{VBFNLO}}$.

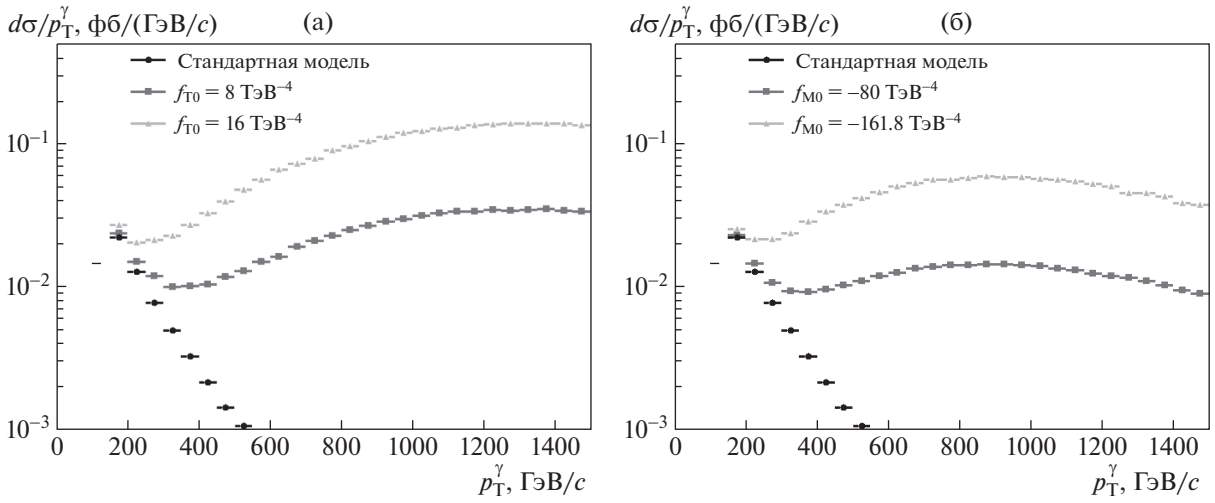

Рис. 2. Распределения по p_T^γ для процесса $pp \to Z\gamma jj$, $Z \to \nu_e\bar{\nu}_e$ для трех разных значений коэффициента f_{T0} (а) и f_{M0} (б), включая СМ.

1. МЕТОДИКА ПОЛУЧЕНИЯ ПРЕДЕЛОВ

1.1. Перевзвешивание распределений

Наличие новой физики увеличивает сечение процесса, особенно в области высоких энергий. На рис. 2 представлены распределения по поперечному импульсу фотона p_T^γ для процесса $pp \to Z\gamma jj$, $Z \to \nu_e\bar{\nu}_e$, сгенерированного с помощью Монте-Карло генератора событий VBFNLO. Основные примененные отборы: $p_T^\gamma > 150$ ГэВ/c, $p_T^{\text{miss}} > 120$ ГэВ/c.

С помощью Монте-Карло генераторов событий можно сгенерировать конечное число наборов событий, т.е. наборы событий для дискретного набора значений коэффициентов при операторах. Реальное же значение коэффициента, которое необходимо получить из экспериментальных данных, лежит в непрерывном спектре. Поэтому необходима методика перевзвешивания распределений, т.е. получения распределения для любого значения коэффициента из некоторого количества имеющихся распределений.

В основе методов перевзвешивания лежит разложение амплитуды процесса на несколько составляющих. Пусть лагранжиан параметризуется одним оператором (именно такая параметризация рассматривается везде далее: один коэффициент не равен нулю, а остальные равны нулю, тогда пределы на значения коэффициентов получаются для каждого коэффициента по отдельности – т.н. одномерные или 1D-пределы):

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + f\mathbb{O}. \tag{8}$$

Так как аномальные четверные вершины до сих пор не были обнаружены, константы связи новой физики малы. Следовательно, применима теория возмущений: будем рассматривать лишь первый порядок теории возмущений по вершинам новой физики. Тогда амплитуда процесса и квадрат ее модуля:

$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_{\text{SM}} + f\mathcal{A}_{\text{NP}}, \tag{9}$$

$$\begin{aligned} |\mathcal{A}|^2 = |\mathcal{A}_{\text{SM}} + f\mathcal{A}_{\text{NP}}|^2 = |\mathcal{A}_{\text{SM}}|^2 + \\ + f2\text{Re}\left(\mathcal{A}_{\text{SM}}\mathcal{A}_{\text{NP}}^*\right) + f^2|\mathcal{A}_{\text{NP}}|^2. \end{aligned} \tag{10}$$

Здесь $\mathcal{A}_{\text{SM}}$ – амплитуда процесса в случае СМ (без новой физики), а $f\mathcal{A}_{\text{NP}}$ – дополнительное слагаемое, отвечающее за вклад новой физики за рамками СМ.

Из такого разложения амплитуды следует разложение распределения (по произвольной кинематической переменной x) на три составляющие: член СМ, не зависящий от коэффициента, интерференционный член, зависящий от коэффициента линейно и квадратичный член, квадратично зависящий от коэффициента:

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{d\sigma_{\text{SM}}}{dx} + \frac{d\sigma_{\text{interference}}}{dx} + \frac{d\sigma_{\text{quadratic}}}{dx}. \tag{11}$$

Здесь и далее предполагается, что вклад от операторов высших размерностей является малым. При разработке методики были рассмотрены два способа перезвешивания распределений, основанных на разложении (11). Наиболее простым и понятным является способ, реализуемый с помощью метода декомпозиции в Монте-Карло генераторе событий MadGraph.

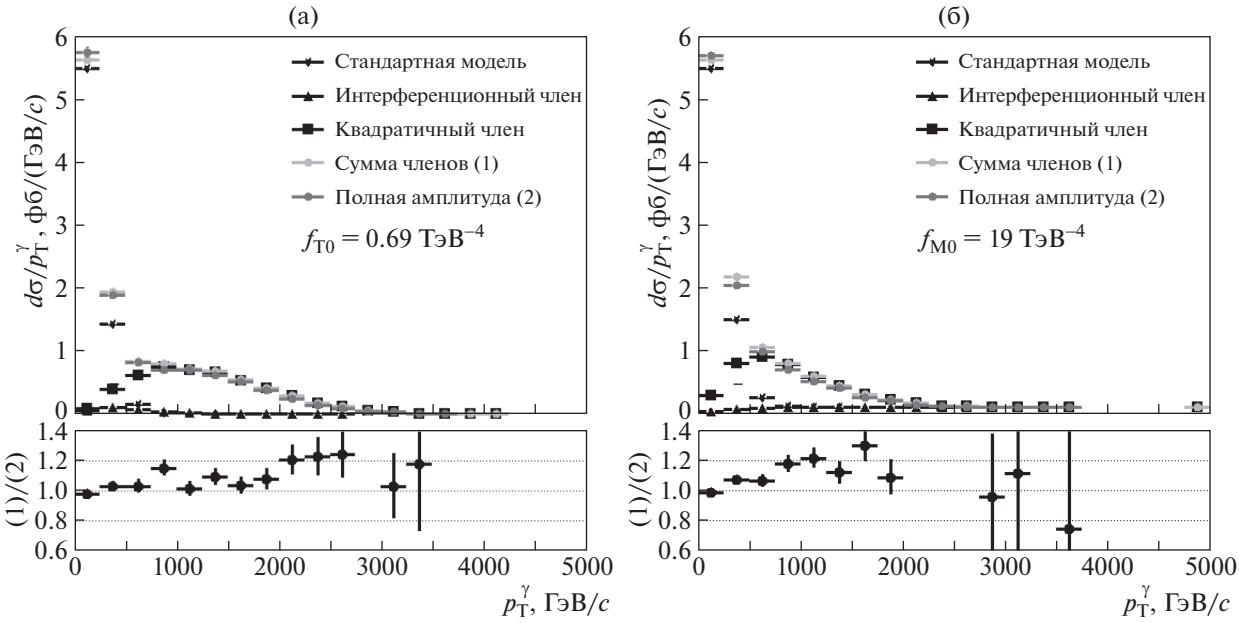

Рис. 3. Распределения по p_T^γ для процесса $pp \to \nu\bar{\nu}\gamma jj$ для отдельных членов, их суммы и полного процесса с незануленными коэффициентами f_{T0} (а) и f_{M0} (б). На нижнем распределении показано отличие суммы трех членов от полного процесса.

1.2. Метод декомпозиции в MadGraph

Одной из отличительных способностей Монте-Карло генератора событий MadGraph является возможность генерировать процесс в необходимом порядке по вершинам того или иного взаимодействия. Это касается и аномальных вершин новой физики. Под методом декомпозиции понимается генерация отдельных членов процесса: СМ, интерференционного и квадратичного. При генерации интерференционного и квадратичного членов задается некоторое значение коэффициента, обозначим его $f = a$. Таким образом, сгенерировав все три члена, можно произвести перевзвешивание, т.е. получить распределение, соответствующее любому другому значению коэффициента f:

$$\frac{d\sigma}{dx}(f) = \frac{d\sigma_{\mathrm{SM}}}{dx} + \frac{f}{a}\frac{d\sigma_{\mathrm{interference}}}{dx}(f = a) + \\ + \frac{f^2}{a^2}\frac{d\sigma_{\mathrm{quadratic}}}{dx}(f = a). \quad (12)$$

Метод декомпозиции для эффективной теории поля в MadGraph является новым и находится в состоянии отладки. Поэтому для отслеживания и учета генераторных ошибок авторами рекомендуется проводить сверку генерации полной амплитуды и суммы ее частей, получаемых методом декомпозиции. Учет этих ошибок достигается с помощью введения распределенной систематической ошибки — погрешности перевзвешивания $\delta(x)$:

$$\delta(x) = \frac{\frac{d\sigma_{\mathrm{sum}}}{dx} - \frac{d\sigma_{\mathrm{full}}}{dx}}{\frac{d\sigma_{\mathrm{full}}}{dx}}, \quad (13)$$

где $\frac{d\sigma_{\mathrm{sum}}}{dx}$ – сумма трех сгенерированных членов, а $\frac{d\sigma_{\mathrm{full}}}{dx}$ – сгенерованный полный процесс (с тем же значением коэффициента, что и отдельные члены). На рис. 3 представлены распределения по p_T^γ для отдельных членов процесса, их суммы и полного процесса, сгенерированных в MadGraph.

2. ФИТИРОВАНИЕ

2.1. Область поиска аномальных вершин и параметры θ

Для получения численных ограничений на значения коэффициентов при операторах высших размерностей необходимо произвести фитирование наблюдаемых данных с помощью результатов Монте-Карло моделирования.

На рис. 2 видно, что наибольший вклад новая физика дает в области высоких энергий. Отсюда следует, что область фазового пространства для наиболее эффективного поиска аномальных вершин необходимо ограничивать снизу, например, по поперечному импульсу фотона p_T^γ, инвариант-

ной массе лидирующих струй m_{jj} и прочим энергетическим кинематическим переменным. Назовем эту область фазового пространства областью поиска аномальных вершин. Для фитирования область поиска аномальных вершин можно нужным образом разбить на m непересекающихся областей (бинов), которые далее будем нумеровать индексом i. Частный случай $m = 1$ соответствует одному бину, включающему в себя всю данную область.

Для фитирования необходимо знать ожидаемые числа фоновых N^i_{bkg} и сигнальных N^i_{sig} событий в каждом бине. Ввиду того, что эти величины не определены точно, т.е. имеют статистические и систематические погрешности, вводятся параметры θ: в каждом бине по одному параметру для фона и для сигнала. Итого получаем $2m$ параметров θ^j (или просто вектор параметров $\boldsymbol{\theta}$, где первые m параметров соответствуют сигналу, а вторые m – фону. Этот вектор параметров $\boldsymbol{\theta}$ распределен по многомерному нормальному распределению. Ковариационную матрицу параметров обозначим C. Она заполняется с помощью оцененных статистических и систематических ошибок сигнала и фонов. При этом необходимо учитывать корреляцию систематических ошибок. Таким образом, истинное ожидаемое количество событий в i-м бине:

$$N^i(f,\boldsymbol{\theta}) = N^i_{\text{sig}}(f)\left(1+\theta^i\right) + N^i_{\text{bkg}}\left(1+\theta^{i+m}\right). \quad (14)$$

2.2. Разложение N^i_{sig}, функция правдоподобия и оценка пределов

Пусть σ^i_0, σ^i_1, σ^i_2 – сечения членов СМ, квадратичного и интерференционного (соответственно) рассматриваемого процесса в i-м бине, сгенерированных при $f = a$. Интегрируя формулу (12) по фазовому пространству, соответствующему i-му бину, получаем сечение всего процесса для произвольного значения коэффициента f в i-м бине:

$$\sigma^i(f) = \sigma^i_0 + \frac{f^2}{a^2}\sigma^i_1 + \frac{f}{a}\sigma^i_2. \quad (15)$$

Затем, умножая эту формулу на интегральную светимость анализируемого набора данных L_{int}, получаем ожидаемое в i-м бине число сигнальных событий:

$$N^i_{\text{sig}}(f) = w^i_0 + f^2 w^i_1 + 2f w^i_2. \quad (16)$$

Введенные величины $w^i_0 = L_{\text{int}}\sigma^i_0$, $w^i_1 = \frac{1}{a^2}L_{\text{int}}\sigma^i_0$ и $w^i_2 = \frac{1}{2a}L_{\text{int}}\sigma^i_0$ называются сигнальными весами в i-ом бине.

Функция правдоподобия $L\left(f,\boldsymbol{\theta},N^i_{\text{data}},\boldsymbol{\theta}_0\right)$ неизвестных при фитировании параметров $(f, \boldsymbol{\theta})$ относительно данных N^i_{data} включает в себя пуассоновское распределение количеств событий в каждом бине и гауссовское распределение параметров θ:

$$L\left(f,\boldsymbol{\theta},N^i_{\text{data}},\boldsymbol{\theta}_0\right) = \\ = \text{Poisson}\left(N^i_{\text{data}},N^i(f,\boldsymbol{\theta})\right)\text{Gauss}\left(\boldsymbol{\theta},\boldsymbol{\theta}_0,C\right), \quad (17)$$

где

$$\text{Poisson}\left(N^i_{\text{data}},N^i(f,\boldsymbol{\theta})\right) = \\ = \frac{\left(N^i(f,\boldsymbol{\theta})\right)^{N^i_{\text{data}}}}{N^i_{\text{data}}!}\exp\left(-N^i(f,\boldsymbol{\theta})\right); \quad (18)$$

$$\text{Gauss}\left(\boldsymbol{\theta},\boldsymbol{\theta}_0,C\right) = \frac{1}{(2\pi)^m\sqrt{\det C}}\times \\ \times\exp\left(-\frac{1}{2}\sum_{j,k=1}^{2m}C_{jk}\left(\theta^j-\theta^j_0\right)\left(\theta^k-\theta^k_0\right)\right). \quad (19)$$

Для наблюдаемых данных ($N^i_{\text{data}} = N^i_{\text{obs}}$) все компоненты $\boldsymbol{\theta}_0$ равны нулю.

Пусть параметры $\hat{f}$, $\hat{\boldsymbol{\theta}}$ максимизируют функцию правдоподобия, а параметр $\hat{\hat{\boldsymbol{\theta}}}(f)$ максимизирует функцию правдоподобия для фиксированного значения f. Коэффициентом правдоподобия назовем

$$\lambda\left(f,N^i_{\text{data}},\boldsymbol{\theta}_0\right) = -2\ln\frac{L\left(f,\hat{\hat{\boldsymbol{\theta}}}(f),N^i_{\text{data}},\boldsymbol{\theta}_0\right)}{L\left(\hat{f},\hat{\boldsymbol{\theta}},N^i_{\text{data}},\boldsymbol{\theta}_0\right)}. \quad (20)$$

Согласно теореме Уилкса [11], распределение (20) асимптотически сходится к распределению χ^2 с одной степенью свободы (т.к. оценивается один параметр f). Таким образом, используя квантили распределения χ^2, можно приближенно оценить пределы на f. Например, для доверительной вероятности 95% пределы (т.е. границы соответствующего доверительного интервала) можно оценить по формуле

$$\lambda\left(f,N^i_{\text{obs}},0\right) = 3.84. \quad (21)$$

2.3. Получение пределов с помощью псевдоэкспериментов

Для большей точности пределы необходимо получать с помощью метода псевдоэкспериментов [12]. Данный метод является симуляцией выполнения одного и того же анализа разными научными группами независимо. При этом разные группы получили бы разные ожидаемые количества событий и их погрешности, т.е. параметры θ.

Таблица 1. Оцененные ожидаемые пределы для f_{T0} и f_{M0} и аналогичные результаты второго сеанса набора данных эксперимента CMS [13]

Коэффициент	f_{T0}, ТэВ$^{-4}$	f_{M0}, ТэВ$^{-4}$
Случай $N_{bkg} = 2w_0$	(–0.245, 0.240)	(–7.23, 7.25)
Случай $N_{bkg} = 6w_0$	(–0.315, 0.275)	(–9.43, 9.72)
Результаты CMS	(–0.56, 0.51)	(–15.0, 15.0)

Обозначим за $\boldsymbol{\theta}_{best}(f)$ вектор параметров, максимизирующий при заданном f функцию правдоподобия для наблюдаемых данных $L\left(f, \boldsymbol{\theta}, N^i_{obs}, 0\right)$. Псевдоэксперименты – это генерация некоторого количества N_{ps} (например, 10000) пар ($N^i_{ps}(f)$, $\boldsymbol{\theta}_{ps}$), где первая величина имеет пуассоновское распределение с параметром $N^i(f, \boldsymbol{\theta}_{best}(f))$, а вторая – многомерное нормальное с параметрами $\boldsymbol{\theta}_{best}(f)$ и C. Для каждого псевдоэксперимента необходимо рассчитать коэффициент правдоподобия $\lambda\left(f, N^i_{ps}, \boldsymbol{\theta}_{ps}\right)$. Тогда задача поиска пределов сводится к поиску области значений f (доверительного интервала), в котором доля псевдоэкспериментов с $\lambda\left(f, N^i_{ps}, \boldsymbol{\theta}_{ps}\right) < \lambda\left(f, N^i_{obs}, \boldsymbol{\theta}_{ps}\right)$ меньше требуемой доверительной вероятности. Например, для доверительной вероятности 95% соответствующий доверительный интервал задается условием

$$\frac{N\left(\lambda\left(f, N^i_{ps}, \boldsymbol{\theta}_{ps}\right) < \lambda\left(f, N^i_{obs}, 0\right)\right)}{N_{ps}} < 0.95, \qquad (22)$$

что эквивалентно

$$\frac{N\left(\lambda\left(f, N^i_{ps}, \boldsymbol{\theta}_{ps}\right) > \lambda\left(f, N^i_{obs}, 0\right)\right)}{N_{ps}} > 0.05. \qquad (23)$$

2.4. Оценка ожидаемых пределов

В качестве примера работы методики были оценены ожидаемые пределы на коэффициенты f_{T0} и f_{M0} из рассматриваемого процесса для полного набора данных второго сеанса работы эксперимента ATLAS. При получении ожидаемых пределов наблюдаемые данные N^i_{obs} заменяются на ожидаемые из СМ данные $N^i_{exp} = w^i_0 + N^i_{bkg}$. Оценка опирается на результаты изучения рассматриваемого процесса в эксперименте ATLAS, на базе первого сеанса набора данных, опубликованные в статье [6]. Область поиска аномальных вершин была выбрана также, как и в этой статье, с дополнительным энергетическим условием $p^\gamma_T > 500$ ГэВ/c для большей точности получаемых пределов. Разбиение на бины для простоты не производилось.

С помощью Монте-Карло генератора событий MadGraph было сгенерировано 10000 событий как для каждого члена амплитуды, так и для полной амплитуды процесса, из которых затем были отобраны события, попадающие в область поиска аномальных вершин. Тем самым были получены сигнальные веса w_0, w_1, w_2 и погрешность перевзвешивания δ.

Неизвестное количество фоновых событий было оценено с помощью приведенных в статье [6] распределений, была взяты следующая оценка их количества: $2w_0 < N_{bkg} < 6w_0$. Из той же статьи были оценены статистические (~10%) и систематические (~20%) ошибки. Ввиду того, что для количества фоновых событий удалось лишь оценить верхнюю и нижнюю границы, пределы были получены для обеих границ. Полученные с помощью метода псевдоэкспериментов результаты, а так же наилучшие существующие на данный момент пределы (ожидаемые), полученные и опубликованные коллаборацией CMS в 2020 году [13], приведены в табл. 1.

Таким образом, ожидаемые пределы оцениваются как более точные, чем у коллаборации CMS. Это объясняется тем, что анализ CMS базировался на неполном наборе данных второго сеанса работы эксперимента, а текущий анализ полагается на данные полного второго сеанса набора данных (т.е. на данные, соответствующие большей интегральной светимости).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе изложена методика получения пределов на коэффициенты при операторах высшей размерности эффективной теории поля, разрабатывающаяся и применяющаяся в рамках анализа данных полного второго сеанса набора данных эксперимента ATLAS для процесса электрослабого рождения Z-бозона с фотоном. Рассмотрено решение задачи перевзвешивания распределений с помощью Монте-Карло генератора событий MadGraph, основанное на разложении амплитуды процесса на части Стандартной Модели и новой физики. Для получения численных значений пределов применяется фитирование наблюдаемых данных, основанное на методе максимального правдоподобия, с применением метода псевдоэкспериментов.

По приведенным в табл. 1 результатам оценки ожидаемых пределов можно сказать, что в рамках данного анализа возможно получение точнейших в мире пределов для некоторых операторов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа была поддержана Министерством науки и высшего образования РФ, проект “Фундаментальные свойства элементарных частиц и космология” № 0723-2020-0041.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Aad G. et al.* // Phys. Lett. B. 2012. V. 716. No. 1. P. 1–29.
2. *Chatrchyan S. et al.* // Phys. Lett. B. 2012. V. 716. No. 1. P. 30–61.
3. *Емельянов В.М.* Стандартная модель и ее расширения. 2007. Москва: Физматлит.
4. *Kurova A.S., Soldatov E.Yu.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 798. P. 012097.
5. *Aad G. et al.* // J. Instrum. 2008. V. 3. P. S08003.
6. *Aaboud M. et al.* // J. High Energy Phys. 2017. V. 2017. No. 7. P. 107.
7. *Degrande C. et al.* // Ann. Phys. 2013. V. 335. P. 21–32.
8. *Eboli O.J.P., Gonzales-Garcia M.C.* // Phys. Rev. D. 2016. V. 93. No. 9. P. 093013.
9. *Baglio J. et al.* // arXiv:1404.3940 [hep-ph]. 2014.
10. *Alwall J. et al.* // J. High Energy Phys. 2014. V. 2014. No. 07. P. 079.
11. *Wilks S.S.* // Ann. Math. Stat. 1938. V. 9. No. 1. P. 60–62.
12. *Karbach T.M.* // arXiv: 1109.0714. 2011.
13. *Sirunyan A.M. et al.* // J. High Energy Phys. 2020. V. 2020. No. 06. P. 076.

Method for Setting Limits on Effective Theory Coupling Constants Using Electroweak Zγ Production for Data From Run-2 of ATLAS Experiment

A. E. Semushin[1], * and E. Yu. Soldatov[1]

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

**e-mail: artur.semushin@cern.ch*

Received August 11, 2021; revised August 26, 2021; accepted August 28,2021

Abstract—Motivation of the search for deviation from Standard Model (SM) comes from its obvious incompleteness and desire to build more general theory of particle physics. In this paper search for new physics is realized using the indirect method based on changes in the known particles interactions due to the impact of physics beyond the SM. These deviations from SM interactions are called anomalous couplings. In this paper process of electroweak $Z\gamma$ production is studied. This process is extremely sensitive to anomalous quartic gauge couplings. The model-independent phenomenological model effective field theory is used to parameterize the anomalous couplings in the Lagrangian as higher dimensional operators. The resulting Lagrangian contains each of these operators with some coefficients which are the coupling constants of the effective theory. The method developed for setting of the 1-dimensional limits on these coefficients is described in the paper. As a result, it becomes possible to obtain expected limits on some coupling constants, which are more precise than currently existing.

Keywords: atlas experiment, standard model, effective field theory, electroweak interaction, quartic gauge couplings, monte-carlo events generators, maximum likelihood method, limits on coupling constants

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2022, том 13, № 3, с. 272–279

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 681.2.08;53.086

РЕКОНСТРУКЦИЯ ТРЕХМЕРНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ АТОМОВ В МЕТОДЕ АТОМНО-ЗОНДОВОЙ ТОМОГРАФИИ С УЧЕТОМ ПЛОТНОСТИ МАТЕРИАЛА

© 2022 г.
А. А. Лукьянчук[a, b], А. А. Алеев[a], А. С. Шутов[a, b], О. А. Разницын[a, b], С. Е. Кириллов[a], С. В. Рогожкин[a, b, *]

[a] *Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, 123182 Россия*

[b] *Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, 115409 Россия*

**E-mail: rogozhkin@itep.ru*

Поступила в редакцию 05.10.2021 г.
После доработки 05.10.2021 г.
Принята к публикации 05.10.2021 г.

Данные, собранные с помощью атомно-зондового томографа, позволяют с высокой точностью восстанавливать трехмерные атомные карты химических элементов. В связи с постоянным совершенствованием установок атомно-зондовой томографии требуются новые процедуры восстановления трехмерных распределений атомов. В этой работе предлагается улучшенный подход к реконструкции данных томографического атомного зонда, который использует динамические параметры и калибровку на основе плотности материала.

Ключевые слова: атомно-зондовая томография, восстановление 3D распределений, атомные карты

DOI: 10.56304/S2079562922010250

ВВЕДЕНИЕ

Атомно-зондовая томография (АЗТ) считается одним из самых точных инструментов для анализа материалов на атомном масштабе [1–3]. В АЗТ атомы испаряются с поверхности игольчатого образца с радиусом вершины ~10–100 нм за счет сильного электрического поля (~10 В/нм). Образец помещается в камеру сверхвысокого вакуума (~<10^{-9} торр) и охлаждается до криогенных температур (20–70 K). На образец подается подпороговое напряжение, а испарение атома с вершины образца инициируется лазерным или электрическим импульсом. Для поддержания скорости испарения атомов, приложенное к образцу напряжение увеличивается с ~1 до 15–30 кВ во время анализа АЗТ из-за увеличения кривизны вершины образца. После испарения ионизированные атомы движутся на позиционно-чувствительный детектор на основе линий задержки. Отношение массы к заряду детектированного иона определяется по времени его полета. Затем выполняется трехмерная реконструкция распределения атомов в исследуемом объеме с использованием известных алгоритмов [4, 5]. Точность восстановления данных существенно зависит от параметров калибровки АЗТ и типа алгоритма восстановления. Трехмерные координаты вычисляются по проекционному принципу. В АЗТ используются несколько алгоритмов восстановления координат. Основное различие между ними заключается в том, как учитываются особенности изменения радиуса кончика образца или Z координаты во время АЗТ исследования [3].

В наиболее распространенном алгоритме, предложенном Басом и др. [4], предполагается, что радиус острия образца пропорционален напряжению. Этот алгоритм удобен для учета изменения формы образца и его радиуса. Однако он может быть неточен при анализе многофазного материала. Другой алгоритм, предложенный в [6, 7], подходит для постоянного изменения угла детектирования во время АЗТ исследования. Этот алгоритм хорошо подходит для восстановления распределения атомов в материалах с разными фазами. Однако он не работает, когда атомы фаз имеют значительно разные скорости испарения и скорости изменения радиуса сильно различаются в разных фазах. Другой алгоритм использует то, что изменение радиуса может быть учтено с помощью его прямых измерений на изображении образца, полученного с помощью просвечивающей электронной микроскопии [8]. Основными параметрами восстановления являются коэффициент сжатия изображения (ICF или ξ), длина пролета иона, поле испарения для конкретного материала, коэффициент поля (k_f), атомный объ-

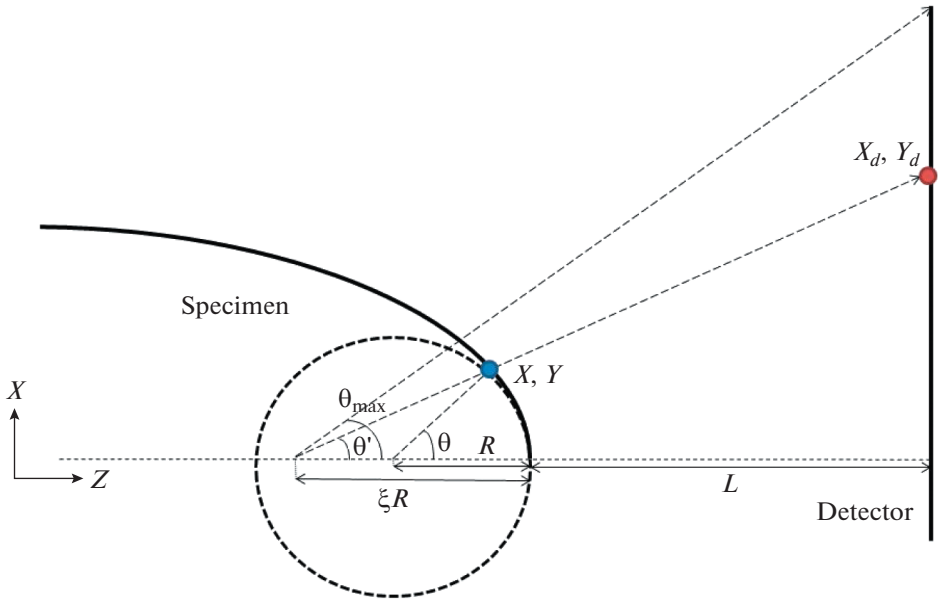

Рис. 1. Схематическое изображение соответствия точки на кончике образца (X, Y) и ее стереографической проекции на детекторе (X_d, Y_d). Представлено определения углов в модели стереографической проекции.

ем (Ω), эффективность детектирования и область зрения (детектируемая область образца) прибора. Некоторые параметры, такие как эффективность детектирования или область зрения прибора, являются характеристиками АЗТ установки и не изменяются вовремя АЗТ исследования. Однако другие параметры не постоянны, что не учитывает стандартный алгоритм. Например, ICF зависит от формы образца или электростатической системы установки [9, 10]. Для определения характера изменения этих параметров были проведены калибровочные исследования для различных типов АЗТ: ECOTAP [10], LAWATAP [11], LEAP 3000 [12]. Также было проведено моделирование полевого испарения для определения зависимости параметров реконструкции от различных условий испарения [7, 13, 14]. Таким образом, назрела необходимость модификации стандартного алгоритма трехмерной реконструкции, предложенного Басом и др [4] для установок типа ПАЗЛ-3D.

1. ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ

В методе восстановления АЗТ данных [4] радиус кривизны острия образца R определяется напряжением U, приложенным к образцу. Для восстановления поперечных координат (X, Y) атомов используется стереографическая проекция (см. рис. 1):

$$X = R\sin(\varphi)\sin(\theta), \quad (1)$$

$$Y = R\cos(\varphi)\sin(\theta), \quad (2)$$

где θ – полярный угол, φ – азимутальный угол. Согласно алгоритму [4] радиус R пропорционален напряжению U:

$$R = \frac{U}{Ek_f}. \quad (3)$$

Следует отметить, что в стандартном алгоритме реконструкции полевой фактор k_f и поле испарения E остаются постоянными на протяжении всего АЗТ исследования. В тоже время в [15] было показано, что постоянство k_f приводит к неточной реконструкции морфологии фазовых включений и размеров всего исследуемого объема. Для решения этой проблемы были разработаны различные подходы.

В работе [16] было смоделировано влияние параметров реконструкции на восстановление АЗТ данных с помощью программного пакета LORENTZ 2D v9.0 [17]. Для испаряющей системы с локальным электродом была обнаружена прямая связь между параметрами реконструкции и геометрией образца вблизи вершины.

В работах [14, 15] были предложены различные подходы для определения параметров реконструкции: эмпирические измерения и сравнение реконструкций с использованием смоделированных и реальных данных.

В [14] моделирование полевого испарения в рамках модели, предложенной в [18], было использовано для получения зависимостей полевого фактора k_f и коэффициента сжатия изображения ICF от напряжения U, приложенного к АЗТ образцу для испарения атомов. Зависимость k_f

носила экспоненциальный характер ($k_f \sim \exp(U)$), а ICF была пропорциональна кубическому корню из k_f. Результаты моделирования показали хорошее согласие с экспериментальными данными. Исходными параметрами были начальный радиус кривизны и угол раствора образца. Отметим, что эти результаты не применимы к АЗТ установкам, разработанным в ИТЭФ, из-за отсутствия локального электрода и другой электростатической системы.

В настоящей работе предлагается подход к трехмерной реконструкции координат атомов, основанный на алгоритме Баса и функциях напряжения k_f и ICF, откалиброванных с учетом соответствия восстановленной и реальной плотностей материала образца.

Координаты X и Y положения испаренного иона восстанавливаются с помощью стереографической проекции (рис. 1). Прямая связь между двумя углами θ и θ' и координатой Z может быть получена как:

$$\theta = \theta' + \arcsin(\xi - 1)\sin(\theta'), \quad (4)$$

$$z_i = \frac{\Omega N_i}{QR^2\pi 2\sin^2(\theta_{\max})} + R(1 - \cos(\theta)), \quad (5)$$

где θ – исходный угол вылета иона с поверхности образца (направление, перпендикулярное к поверхности образца), θ' – угол проекции с учетом отклонения траектории иона от направления вылета (сжатия траектории иона), Q – эффективность детектирующей системы, N_i – номер детектированного атома. Угол $\theta_{\max}$ – это максимальный угол детектирования испаренных атомов для используемой геометрии АЗТ установки (или угол детектирования). Уравнение (3) позволяет восстановить радиус в рамках алгоритма Баса. Впоследствии значение радиуса используется для восстановления координат. Важно отметить, что изменения k_f играют важную роль в вычислении координаты Z, поскольку они влияют на значения обеих частей в сумме (5). Первая часть в (5) оказывает прямое влияние на координату Z. Вторая часть (с ICF, входящей в θ) – поправка на кривизну поверхности. Таким образом, ICF влияет только на координаты X и Y. Чтобы продемонстрировать роль параметров реконструкции, одна и та же часть исследуемого образца была реконструирована с различными значениями k_f и IFC (см. рис. 2). Видно значительное влияние на геометрические размеры восстановленного объема. Как будет показано ниже, оптимальные значения k_f и IFC могут быть подобраны, если реконструированная плотность материала образца приведена в соответствие с реальной.

Следует отметить, что размер объема по оси Z не изменяется при изменении ICF при фиксированном значении k_f, изменяются только радиус R и угол θ. Как объяснялось выше, это является следствием выбранного алгоритма реконструкции. Как показано на рис. 2 (внизу справа), атомная плотность не меняется с изменением k_f. Это связано с тем, что координаты X и Y пропорциональны радиусу, а Z обратно пропорциональна квадрату радиуса (см. уравнения (1), (2) и (5)). Таким образом, можно сделать вывод, что в алгоритме реконструкции k_f и ICF можно откалибровать отдельно.

Принимая во внимание все перечисленные детали, предлагается следующий алгоритм реконструкции. Первым шагом реконструкции является поиск динамического значения k_f, которое напрямую влияет на все три координаты. Поэтому на данном этапе целесообразно использовать эмпирическую калибровку, восстанавливающую кристаллические плоскости. Второй шаг – выбор динамического значения ICF, которое практически не меняет расстояния в направлении Z. На этом этапе можно использовать плотность материала для определения правильной зависимости ICF. Мы предлагаем определить параметры восстановления путем верификации восстанавливаемой плотности материала всему объему образца по ее реальному значению для материала.

Таким образом, при определении значений ICF и k_f будут использоваться известные значения межплоскостных расстояний в кристаллической решетке и атомная плотность материала. Согласно работам [14–16], можно предположить, что зависимости ICF (U) и k_f (U), найденные для чистых материалов, будут одинаковыми и для сплавов на основе этих металлов. В данной статье эффективность предложенного алгоритма проверяется с применением обоих зависимостей.

2. МАТЕРИАЛЫ И ОБОРУДОВАНИЕ

Представленный в статье АЗТ анализ проводился на установке ПАЗЛ-3D в НИЦ Курчатовский институт – ИТЭФ [19]. На установке ПАЗЛ-3D используется лазерное полевое испарение, прямопролетная геометрия и программное обеспечение, разработанное в ИТЭФ. АЗТ образцы получали электрохимическим методом с использованием стандартных электролитов. Форма кончика образцов контролировалась с помощью просвечивающего электронного микроскопа JEOL 1200 EX. В процессе сбора данных температура образца составляла 21 K, скорость сбора данных составляла от 2 до 6 атомов на 1000 лазерных импульсов, энергия лазера составляла от 5 до 10 мВт, а частота 25 кГц. Для сплавов оптимальные условия испарения выбирались по методике, описанной в работе [20]. Для расчета масс-спектров с помощью этого программного обеспечения использовались процедуры автоматической калибровки и оптимизации [21].

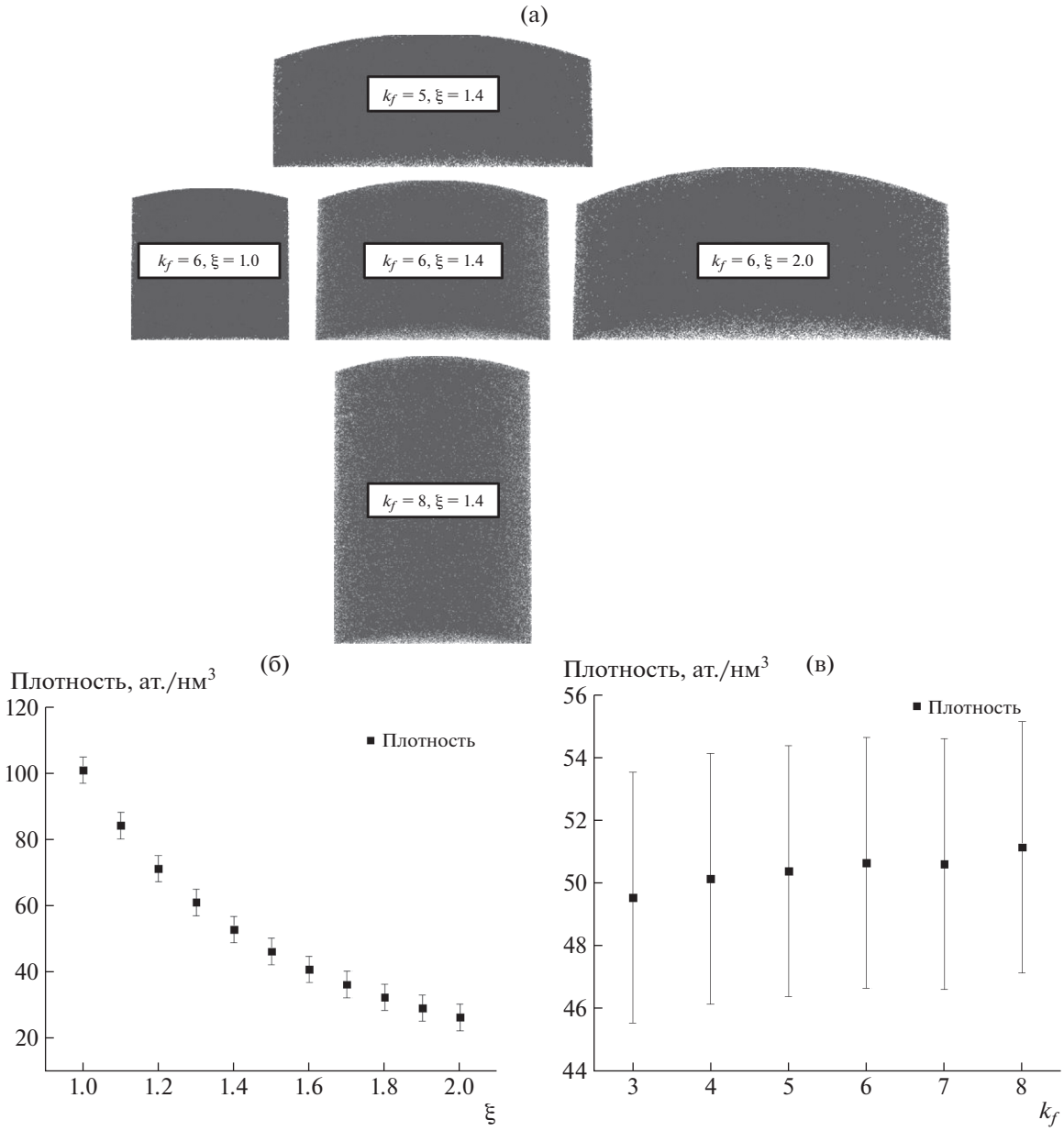

Рис. 2. (а) Карты атомов, построенные из одной и той же части исследуемого образца с различными параметрами k_f и ξ. (б) График атомной плотности как функции ξ. (в) График атомной плотности как функции фактора поля k_f.

Для восстановления массы и координат каждого атома использовалась программа КВАНТМ-3D [22]. Это программное обеспечение разработано в НИЦ "Курчатовский институт" – ИТЭФ и позволяет оперировать рядом функций, методов и алгоритмов.

Для поиска зависимостей $k_f(U)$ и ICF(U) были выбраны алюминий и вольфрам с гранецентрированной и объемно-центрированной кубической кристаллической структурой, соответственно. Далее будут подробно описаны первый и второй этапы поиска зависимостей $k_f(U)$ и ICF (U).

3. КАЛИБРОВКА МНОЖИТЕЛЯ ПОЛЯ

Как было написано выше, первым этапом алгоритма является поиск зависимости k_f от напряжения на образце U. Объем образца разбивается на мелкие части по оси Z. Для каждой детали подбирается оптимальное расстояние между кристаллографическими плоскостями. Теоретические расстояния между атомными плоскостями соответствующих кристаллографических направлений взяты из [5]. Кристаллографические направления определялись по картам полевой десорбции. На рис. 3 пред-

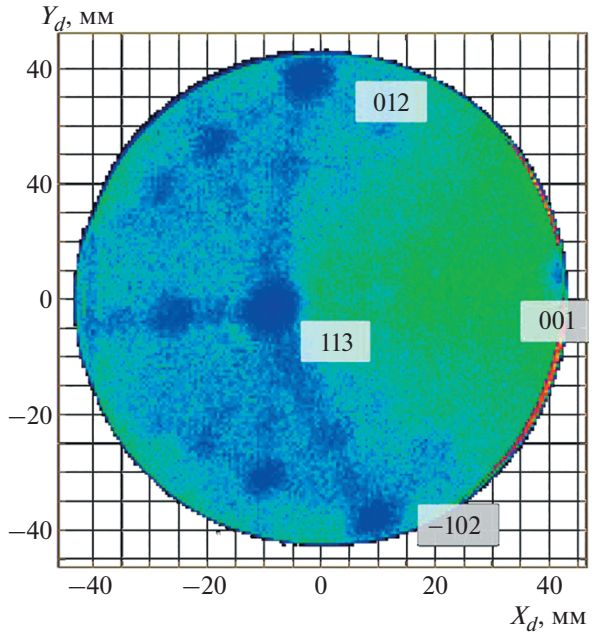

Рис. 3. Карты полевой десорбции алюминиевого образца. Указаны кристаллографические направления.

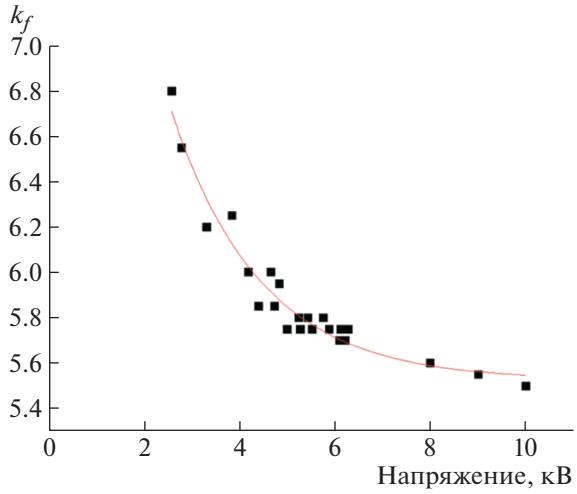

Рис. 4. Экспериментальные данные k_f и наилучшая аппроксимирующая кривая (6).

ставлен пример карты полевой десорбции образца алюминия, полученной на АЗТ детекторе.

Для калибровки было выбрано ближайшее к центру детектора направление. Для большинства образцов этими направлениями были {111}, {001} и {113}. Информацию о межплоскостных расстояниях, соответствующих выбранному направлению, можно взять из [5]. На рис. 3 наиболее удобным направлением является {113} с расстоянием между атомными плоскостями около 1.2 Å. Далее объем образца разбивался на мелкие части по оси Z. Каждая часть содержала 10–30 атомных плоскостей. Таким образом, стало возможным найти значение k_f для каждого небольшого кусочка образца. Напряжение на образце в этих частях принималось постоянным для каждой из них. Полученные пары значений k_f и напряжения U аппроксимировались функциональной зависимостью [14]. Пример аппроксимации данных показан на рис. 4.

Описанная выше процедура была проведена для образцов из алюминия и вольфрама. k_f как функция напряжения U была получена для образцов с различными окончаниями. Из полученных данных была найдена общая зависимость $k_f(U)$:

$$k_f = (10 - C) + Ce^{-5.3e-4U}, \qquad (6)$$

где C – подгоночная константа. Значение постоянной C зависит от состава материала. Например, для алюминия она равна 5.5, а для вольфрама – 4.5. Возможно, значение постоянной C зависит от поля испарения материала. Явной разницы между коэффициентами (6) и углом раствора образца или начальным радиусом его вершины не обнаружено. Полученная зависимость k_f (U) является экспоненциальной. Подобный характер зависимости был получен в работах [14, 16].

4. КАЛИБРОВКА КОЭФФИЦИЕНТА СЖАТИЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Следующим шагом после восстановления значения k_f является корректировка значений ICF. Точность трехмерной реконструкции положения атомов в латеральном направлении недостаточна для идентификации кристаллической решетки. Согласно результатам, представленным на рис. 2, для получения значений ξ, обеспечивающих точность координат “сжатия” в плоскости XY, в качестве критерия может быть использована плотность. Такой же подход, с разделением большого объема на мелкие части, был использован для определения калибровочной кривой. Для каждой части были найдены значение k_f с использованием кристаллографических плоскостей и значение ξ с использованием плотности материала. Получена линейная зависимость ξ от напряжения на образце U, которая отличается от полученных зависимостей в аналогичных исследованиях [14, 15]. Это различие может быть связано с использованием режима лазерного испарения в ПАЗЛ-3D, тогда как в других установках [14, 15] для испарения также используется локальный электрод.

В программе анализа данных “КВАНТМ-3D” реализован инструмент “Линейная плотность” для построения графика атомной плотности вдоль выбранного направления. Атомная плотность рассчитывалась вдоль оси образца. Для наглядности

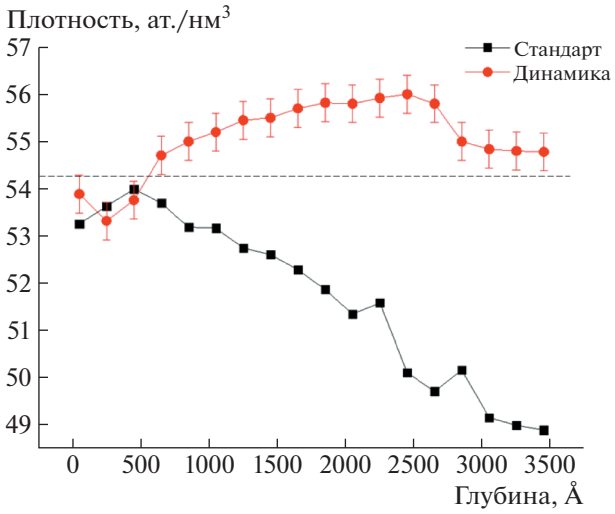

Рис. 5. Линейная атомная плотность для образца алюминия, полученная по стандартному протоколу и протоколу динамической реконструкции. Пунктирная линия показывает реальную плотность алюминия.

построен график с некоторым шагом. Примеры рассчитанных графиков плотности вдоль оси образца показаны на рис. 5 для алюминиевого образца с оптимизацией или без нее.

Необходимо учитывать коррекцию ожидаемой плотности с учетом эффективности детектирующей системы конкретного АЗТ прибора, чтобы сравнить полученные значения с теоретическими. На использованной установке ПАЗЛ-3D установлена система детектирования с микроканальными пластинами с эффективностью детектирования ~90%. В результате двух этапов калибровки были найдены динамические k_f и ξ. Далее необходимо проверить эти зависимости на чистых материалах.

5. АПРОБАЦИЯ МЕТОДИКИ НА ОБРАЗЦАХ АЛЮМИНИЯ И ВОЛЬФРАМА

Предлагаемый протокол был протестирован на чистых материалах Al и W. Вольфрам имеет объемно-центрированную кубическую кристаллическую структуру с постоянной решетки около 3.16 Å и 60.2 ат./нм^3. Алюминий имеет гранецентрированную кубическую кристаллическую структуру с постоянной решетки около 4.05 Å и 63.6 ат./нм^3. Всего было исследовано 12 образцов алюминия и вольфрама. Для проверки точности реконструкции использовался специальный инструмент для оценки расстояний между атомными плоскостями. Принцип этого инструмента основан на алгоритме распределения ближайших соседей k-го порядка [5]. В программе КВАНТМ-3D этот инструмент называется “KNN-krist”. Поиск соседей проводился только для атомов в выбранном направлении. Далее была построена гистограмма распределения расстояний между ближайшими соседними атомами (см. рис. 6б). Расстояния между атомными плоскостями на разной глубине по оси Z были рассчитаны для всех образцов в рамках стандартного и нового алгоритмов калибровки. Разница между этими алгоритмами показана на рис. 6.

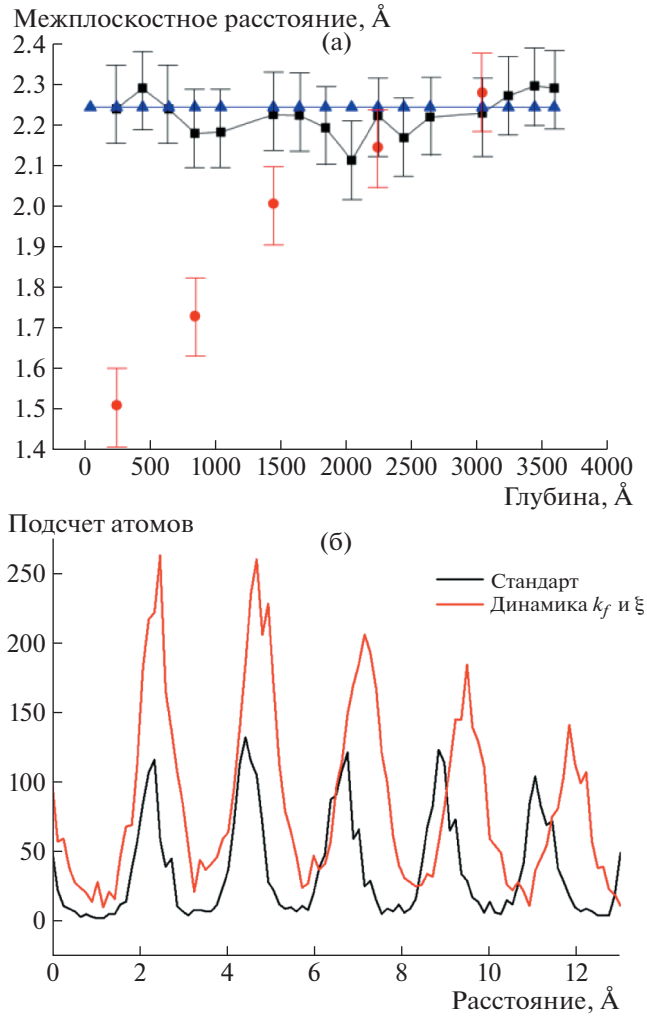

Рис. 6. (а) Расстояние между атомными плоскостями как функция глубины по оси Z образца, полученное в рамках стандартного протокола реконструкции (красный), динамического протокола определения k_f и ξ (черный) и теоретическим значением (синий). (б) Результат применения процедуры “KNN-krist” для стандартного и динамического алгоритмов восстановления.

На рис. 6а видно, что ошибка в межплоскостных расстояниях, полученных в начале и в конце сбора АЗТ данных, может достигать 50%. Важно отметить, что предлагаемые поправки могут значительно улучшить оценку размеров кластеров/фаз.

Кроме того, учет этой поправки повлияет на точность расчета размеров переходных слоев, фаз и зерен.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой статье был предложен алгоритм трехмерной реконструкции АЗТ данных с использованием контроля плотности материала в восстановленных атомных распределениях. Этот протокол основан на алгоритме восстановления Баса. Отличительной особенностью предложенного протокола является учет плотности материала вдоль выбранного направления для повышения точности восстановления данных. Динамические значения множителя поля k_f и коэффициента сжатия изображения ξ были определены экспериментально с использованием значений межплоскостных кристаллографических расстояний и значений плотности материалов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование методом атомно-зондовой томографии проводилось в Центре коллективного пользования КАМИКС (http://kamiks.itep.ru/) Института теоретической и экспериментальной физики НИЦ “Курчатовский институт”.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Giddings A.D., Ramvall P., Vasen T., Afzalian A., Hwang R.* // ASC Appl. Nano Mater. 2019. V. 2 (3). P. 1253–1258.
2. *Rogozhkin S.V., Nikitin A.A., Khomich A.A., Lukyanchuk A.A., Raznitsyn O.A., Shutov A.S., Fedin P.A., Kulevoy T.V., Vasiliev A.L., Presniakov M.Yu., Möeslang A., Lindau R., P. Vladimirov* // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 086018. https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab1e18
3. *Lefebvre-Ulrikson W., Vurpillot F., Sauvage X.* Atom Probe Tomography Put Theory into Practice. 2016. Amsterdam: Elsevier. P. 183–249. https://doi.org/10.1016/B978-0-12-804647-0.00007-3
4. *Bas P., Bostel A., Deconihout B., Blavette D.* // Appl. Surf. Sci. 1995. V. 87. P. 298–304. https://doi.org/10.1016/0169-4332(94)00561-3
5. *Gault B., Moody M.P., Cairney J.M., Ringer S.* Atom Probe Microscopy. 2012. London: Springer. https://doi.org/10.1007/978-1-4614-3436-8
6. *Gault B., Haley D., de Geuser F., Larson D.J., Marquis E.A., Geiser B.P.* // Ultramicroscopy. 2011. V. 111 (6). P. 448–457. https://doi.org/10.1016/j.ultramic.2010.11.016
7. *Vurpillot F., Gruber M., Da Costa G., Martin I., Renaud L., Bostel A.* // Ultramicroscopy. 2011. V. 111 (8). P. 1286–1294. https://doi.org/10.1016/j.ultramic.2011.04.001
8. *Larson D., Geiser B., Prosa T., Ulfig R., Kelly T.* // Microsc. Microanal. 2011. V. 17 (S2). P. 740–741. https://doi.org/10.1017/S1431927611004570
9. *Gipson G.S.* // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. P. 3884. https://doi.org/10.1063/1.328134.
10. *Geiser B.P., Larson D.J., Oltman E., Gerstl S., Reinhard D., Kelly T.F., Prosa T.J.* // Microsc. Microanal. 2009. V. 15 (S2). P. 292–293. https://doi.org/10.1017/S1431927609098249
11. *Renaud L.* // Microsc. Microanal. 2003. V. 9 (S02). P. 566–567. https://doi.org/10.1017/S1431927603442839
12. *Renaud L., Monsallut P., Benard P., Saliot P., Costa G.D., Vurpillot F., Deconihout B.* // Microsc. Microanal. 2006. V. 12. P. 1726–1727. https://doi.org/10.1017/S1431927606063410
13. *Miller M.K., Forbes R.G.* Atom Probe Tomography: The Local Electrode Atom Probe. 2014. New York: Springer. https://doi.org/10.1007/978-1-4899-7430-3
14. *Hatzoglou C., Da Costa G., Vurpillot F.* // Ultramicroscopy. 2019. V. 197. P. 72–82. https://doi.org/10.1016/j.ultramic.2018.11.010
15. *Gault B., Loi S.T., Araullo-Peters V.J., Stephenson L.T., Moody M.P., Shrestha S.L., Marceau R.K.W., Yao L., Cairney J.M., Ringer S.P.* // Ultramicroscopy. 2011. V. 111. P. 1619–1624. https://doi.org/10.1016/j.ultramic.2011.08.005
16. *Loi S.T., Gault B., Ringer S.P., Larson D.J., Geiser B.P.* // Ultramicroscopy. 2013. V. 132. P. 107–113. https://doi.org/10.1016/j.ultramic.2012.12.012
17. *Asi A.* // Rev. Sci. Instrum. 2002. V. 73. P. 780. https://doi.org/10.1063/1.1430867
18. *Vurpillot F., Gaillard A., Da Costa G., Deconihout B.* // Ultramicroscopy. 2013. V. 132. P. 152–157. https://doi.org/10.1016/j.ultramic.2012.12.007
19. *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. https://doi.org/10.7868/S0032816217020227
20. *Raznitsyn O.A., Lukyanchuk A.A., Shutov A.S., et al.* // J. Anal. Chem. 2017. V. 72. No. 14. P. 1404. https://doi.org/10.1134/S1061934817140118
21. *Shutov A.S., Lukyanchuk A.A., Rogozhkin S.V., Raznitsyn O.A., Nikitin A.A., Aleev A.A., Kirillov S.E.* // Phys. At. Nucl. 2019. V. 82. P. 1292–1301. https://doi.org/10.1134/S1063778819090096
22. Software Certificate No. RU2018661876. http://www1.fips.ru/.

Atom Probe Tomography Data Reconstruction with the Correction on Material Density

A. A. Lukyanchuk[1, 2], A. A. Aleev[1], A. S. Shutov[1, 2], O. A. Raznitsyn[1, 2], C. E. Kirillov[1], and S. V. Rogozhkin[1, 2, *]

[1]*National Research Centre "Kurchatov Institute", Moscow, 123182 Russia*

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

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

Received October 5, 2021; revised October 5, 2021; accepted October 5,2021

Abstract—Data collected with an atom probe tomograph allow to reconstruct 3D atom maps of chemical element atoms with high accuracy. Due to the permanent improvement of AP installations, new 3D reconstruction procedures are required. This work proposes an improved approach for atom probe data reconstruction which uses dynamic parameters and a calibration based on the material density.

Keywords: atom probe tomography, 3D reconstruction, atomic distribution

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2022, том 13, № 3, с. 280–289

ИНЖЕНЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

УДК 538.955

МАГНИТО-ЛЕВИТАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СИСТЕМЫ ПОСТОЯННЫЙ МАГНИТ–СТОПКИ ВТСП-ЛЕНТ С РАЗЛИЧНОЙ КОНФИГУРАЦИЕЙ

© 2022 г.
И. В. Анищенко[a], *, М. А. Осипов[a], С. В. Покровский[a], Д. А. Абин[a], А. С. Стариковский[a], И. А. Руднев[a]

[a] *Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409 Россия*

**E-mail: mephizic@gmail.com*

Поступила в редакцию 10.12.2020 г.
После доработки 13.01.2021 г.
Принята к публикации 03.08.2021 г.

Сложенные в стопки композитные высокотемпературные сверхпроводящие ленты (ВТСП-ленты) являются перспективным материалом для разработки систем магнитной левитации, таких как левитационный транспорт, подшипники, кинетические накопители энергии. При использовании сверхпроводника в переменных полях неизбежны энергетические потери вследствие в сверхпроводнике тепла, приводящего к уменьшению критического тока и, как следствие, силы левитации. Одним из ключевых преимуществ стопок ВТСП-лент над традиционными объемными ВТСП является наличие металлических металлической подложки и слоев серебра и меди, что приводит не только к высокой прочности, но и хорошей теплопроводности стопок, что позволяет эффективно отводить выделяемое тепло. Актуальной задачей является исследование механизмов управления тепловыми характеристиками систем, а также разработка эффективных методов контроля параметров теплопередачи системы при различных скоростях ввода внешнего магнитного поля. В данной работе приведены результаты расчета поведения стопки ВТСП-лент во внешнем магнитном поле методом конечных элементов, реализованного с использованием пакета программного обеспечения Comsol Multiphysics. Проведены исследования управления тепловыми характеристиками левитационной системы, а также разработаны эффективные методы контроля параметров теплопередачи системы при различных скоростях ввода внешнего магнитного поля. Показано, что улучшения тепловых, и как следствие, левитационных свойств системы можно достичь за счет как изменения архитектуры самих стопок, так использования различных конфигураций криогенной системы охлаждения. Рассмотрены различные варианты реализации криокулерной системы охлаждения, а также различные конфигурации стопок при охлаждении жидким азотом. Показано, что охлаждение жидким азотом является эффективным до тех пор, пока изменение температуры в системе не превышает 3K. В случае безжидкостного охлаждения стопки оптимальной является конфигурация с боковым охлаждением. Наличие механического канала охлаждения в виде отверстия в случае низких скоростей ввода магнитного поля приводит либо к ухудшению характеристик системы, либо не влияет на ее свойства. При увеличении скорости ввода внешнего магнитного поля наличие механического канала охлаждения приводит к увеличению максимальной силы левитации.

Ключевые слова: ВТСП, ленточные композиты, стопки, магнитная левитация, метод конечных элементов

DOI: 10.56304/S2079562922010031

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время все более широкое распространение получают разработки в области создания систем на основе магнитной левитации, таких как левитационный транспорт, сверхпроводящие подшипники, кинетические накопители энергии, моторы и генераторы [1–5]. Основным элементом таких систем являются высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) на основе соединения $REBa_2Cu_3O_{7-x}$ или REBCO (RE – редкоземельный элемент). Наиболее распространено использование REBCO ВТСП в левитационных системах в виде объемных керамических моно- или поликристаллов, именуемых объемными ВТСП (от англ. bulk). Однако такие материалы обладают рядом недостатков, одним из которых является низкая теплопроводность REBCO ВСТП. Данная проблема может быть решена использованием альтернативных материалов на основе REBCO ВТСП. Развитие технологии создания высокотемпературных сверхпроводящих лент – (ВТСП-лент) в по-

следние годы позволяет использовать их как альтернативу объемным сверхпроводникам [6]. Данные ленты представляют собой слоистую структуру, содержащую прочную металлическую подложку, слой сверхпроводника, а также слои меди и серебра с хорошей теплопроводностью. ВТСП-ленты могут быть сложены с стопки, имеющие высокую термическую и механическую стабильность, а левитационные характеристики стопки лент сопоставимы с объемными ВТСП [6–8]. Физические и механические свойства, а также высокая коммерческая доступность ВТСП-лент делают стопки ВТСП-лент привлекательной альтернативой объемным ВТСП в сверхпроводящих левитационных системах.

При использовании стопок ВТСП-лент в переменных полях неизбежны энергетические потери вследствие перемагничивания и возникающего внутри лент тепла, приводящего к уменьшению критического тока и, как следствие, силы левитации. Использование различных стабилизирующих слоев может оказывать сильное влияние на левитационные характеристики стопок ВТСП-лент [9]. Однако слоистая структура лент делает весьма сложной задачей анализ теплового поведения стопок ВТСП-лент. Актуальной задачей является исследование механизмов управления тепловыми характеристиками системы, а также разработка эффективных методов контроля параметров теплопередачи системы при различных скоростях ввода внешнего магнитного поля. Улучшения тепловых, и как следствие, левитационных свойств системы можно достичь за счет изменения архитектуры стопок, использования разрезных конфигураций, создания дополнительных механических каналов охлаждения в виде отверстий, применения дополнительных теплопроводящих прослоек и т.д. Данная работа посвящена исследованию влияния архитектуры стопок ВТСП-лент и различных способов охлаждения на их тепловые характеристики и, как следствие, на силу левитации при различных температурах. Приведены результаты расчета поведения стопки ВТСП-лент во внешнем магнитном поле методом конечных элементов, реализованного с использованием пакета программного обеспечения Comsol Multiphysics. Рассмотрены различные варианты реализации криокулерной системы охлаждения, а также различные конфигурации стопок при охлаждении жидким азотом.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Для расчета поведения стопки ВТСП-лент во внешнем магнитном поле применяется метод конечных элементов, реализованный с использованием формы общих дифференциальных уравнений (PDE) пакета программного обеспечения Comsol Multiphysics. Подробное описание методики расчета представлено в работе [10].

Было рассмотрено две системы охлаждения: охлаждение криокулером и охлаждение жидким азотом.

Базовая геометрия моделируемой левитационной системы с криокулерным охлажденим приведена на рис. 1. В качестве образцов ВТСП-лент рассматривались композитные структуры, которые в рамках модели содержат слои подложки, ВТСП, меди и серебра. В общем случае толщина слоя подложки сплава Хастеллой C-276 составляет 0.1 мм, толщина сверхпроводящего слоя REBCO (где RE-редкоземельный элемент) – 1 мкм, толщина слоя серебра – 3 мкм, слоя меди – 30 мкм, высота стопки – 50 лент. Рассмотрены ВТСП-ленты с критическим током 300 и 650 А, лифт-фактор моделируемых ВТСП-лент приведен на рис. 2. Показатель степени вольт-амперной характеристики лент в рамках модели зависит от величины внешнего магнитного поля и варьируется от 27 в слабых магнитных полях до 22 – в более сильных. Намагничивание стопки ВТСП-лент выполнялось при температурах 30, 50, 77.4 K. В качестве источника внешнего магнитного поля выступает постоянный Nb–Fe–B магнит диаметра 30 мм, высоты 10 мм с остаточной индукцией магнитного поля на поверхности – 0.38 Тл. При намагничивании магнит приближается к стопке ВТСП-лент с расстояния 30 см до высоты 7 мм над поверхностью стопки, а затем вновь отдаляется от нее на то же расстояние. Таким образом имитируется режим охлаждения в нулевом поле (zero field cooling – ZFC). Скорость ввода магнитного поля при намагничивании варьировалась от 0.05 до 20 Тл/с. В рамках модели криокулерная система охлаждения представляет собой массивную медную головку, мощность теплоотвода которой соответствует мощности реальной криокулерной системы охлаждения

Изменение параметров теплопередачи достигалось как за счет влияния на свойства самой стопки ВТСП-лент, так и за счет изменения характеристик криогенной системы. Для левитационной системы, представленной на рис. 1 были рассмотрены шесть способов реализации системы охлаждения стопки, которые представлены на рис. 3.

В случае охлаждения жидким азотом управление тепловыми характеристиками системы осуществлялось посредством изменения геометрии стопки. Рассматривались две геометрии – целая стопка и стопка с отверстием. Стопка с отверстием аналогична конфигурации 5 криокулерного охлаждения, но охлаждение жидким хладагентом происходит по всему периметру стопки и внутри полого отверстия, диаметр и высота которого ва-

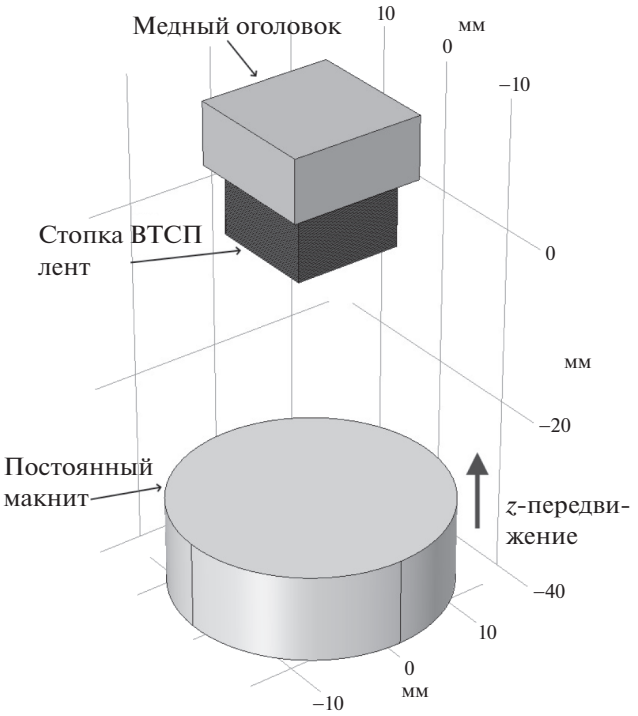

Рис. 1. Конфигурация левитационной системы.

рьируется. Тепловой анализ сводится к определению эффективного коэффициента теплоотдачи в хладагент, при этом численная модель учитывает гистерезисный характер кривой кипения жидкого азота, возможность многократной смены режимов кипения, наличие тепловой задержки начала пузырькового кипения.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Перейдем к рассмотрению влияния конфигурации системы охлаждения на левитационные свойства стопок ВТСП-лент. Наименее удачной из конфигураций, рассмотренных на рис. 3, является первая конфигурация. При увеличении высоты стопки ВТСП-лент расчет показал снижение захваченного потока и, как следствие, силы левитации, обусловленное нагревом слоев, наиболее приближенных к магниту и одновременно наиболее отдаленных от теплоотводящей медной головки (рис. 4). Поскольку магнит приближается к стопке снизу, нижние слои стопки первыми оказываются во внешнем магнитном поле, поэтому именно в них в первую очередь начинается тепловыделение. Далее магнитное поле начинает проникать в ленты с краев, поэтому на краях стопки зарождается “тепловое пятно”, которое при дальнейшем увеличении внешнего поля продолжает проникать внутрь стопки с двух сторон. При этом в момент максимального приложенного поля наиболее нагретым оказывается самый центр стопки, поскольку по периметру стопки тепловыделение в значительной мере компенсируется системой охлаждения. Наличие этого “теплового пятна” сказывается на значении захваченного магнитного потока. Чем больше высота стопки, тем существеннее оказывается это влияние, поскольку, чем больше суммарная толщина стопки, тем тяжелее охладить ее равномерно. Конфигурации 2–

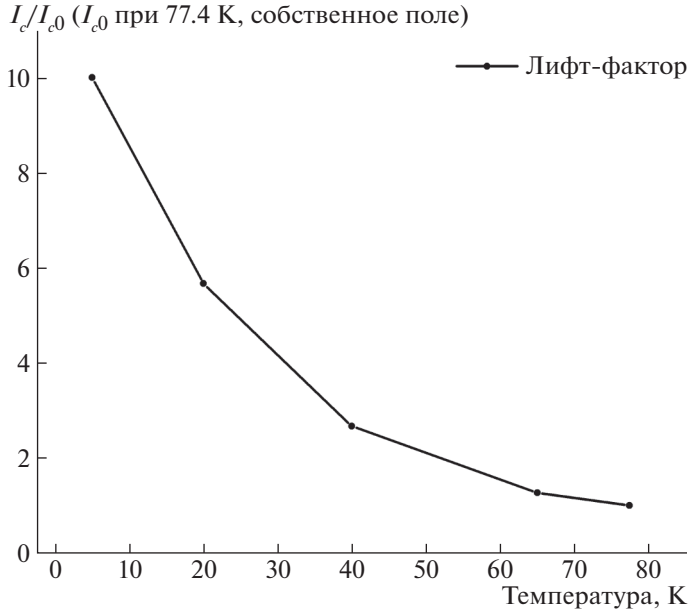

Рис. 2. Лифт-фактор моделируемых ВТСП-лент.

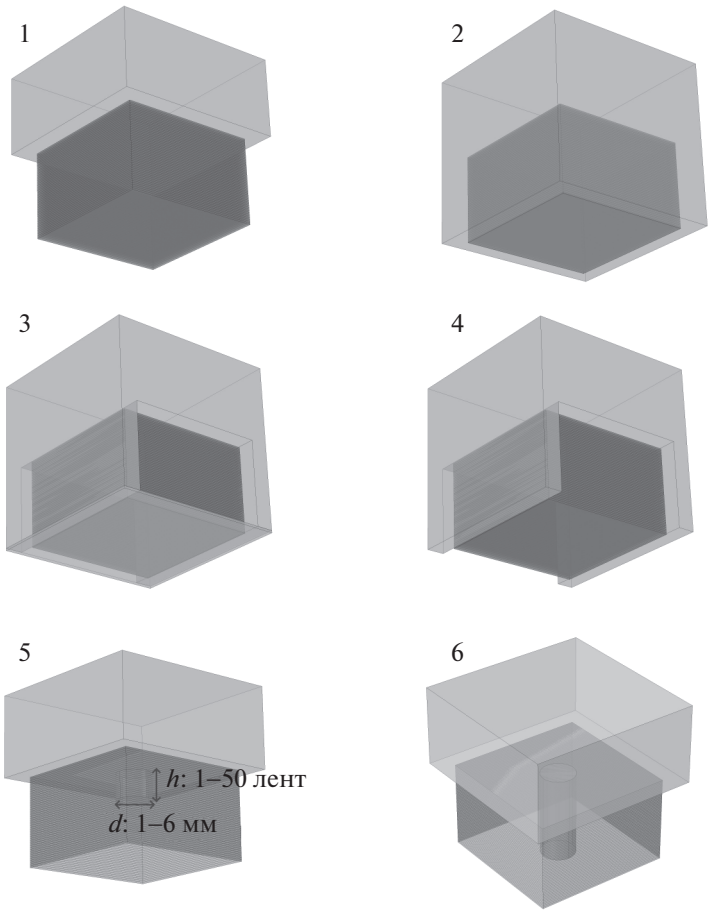

Рис. 3. Конфигурации систем для безжидкостного охлаждения стопки ВТСП-лент.

4 приводят к одинаковым значениям левитационной силы во всем интервале температур. В качестве примера на рис. 5 приводятся распределения температур в стопке 50 ВТСП-лент для конфигураций криокулерной системы 1 и 4 при начальной температуре 77.4 K и скорости ввода магнитного поля 0.05 Тл/с. Конфигурация 4 обладает ярко выраженным градиентом в распределении температуры, однако величина изменения температуры составляет сотые доли кельвина, тогда как изменение температуры для первой конфигурации составляет ~1.5 K. При увеличении скорости ввода внешнего поля вид распределений качественно не изменится. Однако уже при скорости ввода поля 30 Тл/с максимальное изменение температуры для 4 конфигурации составит 6 K, а для 1 конфигурации – 22 K.

Перейдем к сравнению криокулерного охлаждения с различными конфигурациями охлаждения жидким азотом. При низких скоростях ввода магнитного поля силы левитации при охлаждении азотом и криокулером до температуры 77.4 K в конфигурациях 2–4 полностью совпадают. Охлаждение жидким азотом является эффективным вплоть до того момента, пока изменение температуры в системе не превышает 3 K. Как только температуры в системе начинают изменяться сильнее, процессы интенсивного кипения хладагента и многократной смены режимов его кипения приводят к снижению эффективности теплопередачи в окружающий тепловой резервуар. Таким образом, конфигурация криокулерной системы 4 является наиболее универсальной при различных скоростях ввода магнитного поля. Данная конфигурация может быть дополнительно усовершенствована путем создания в центре стопки механического канала охлаждения аналогично конфигурациям 5 и 6.

Было проведено исследование влияния размера центрового отверстия на левитационные свойства системы в широком интервале температур при различных скоростях ввода поля. На рис. 6 представлено распределение захваченного магнитного потока целой стопкой ВТСП-лент при охлаждении криокулером до температур 30, 50 и 77.4 K (скорость ввода магнитного поля 0.05 Тл/с). При низких скоростях изменения магнитного поля тепловые процессы не оказывают влияния на

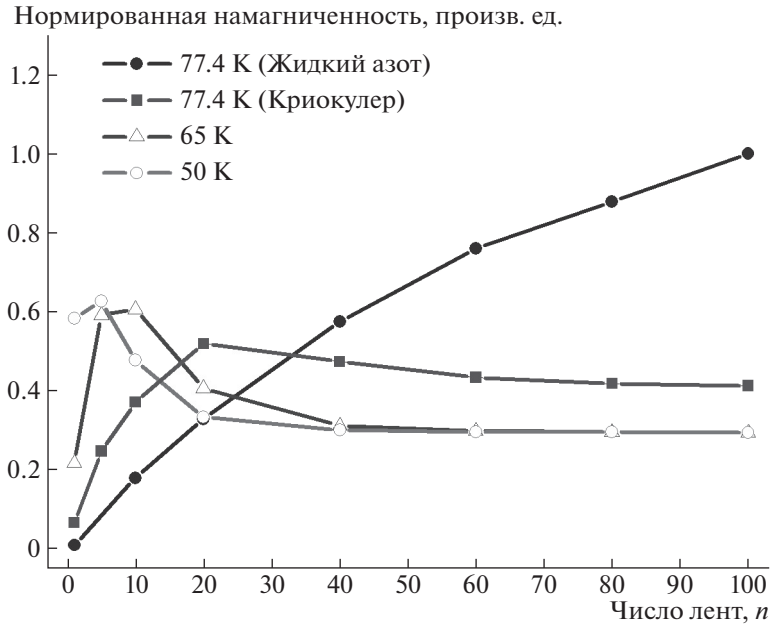

Рис. 4. Нормированные зависимости намагниченности от числа лент в стопке для стопок с параметрами ВТСП-лент фирмы SuperOx. Охлаждение криокулером в конфигурации 1 и жидким азотом.

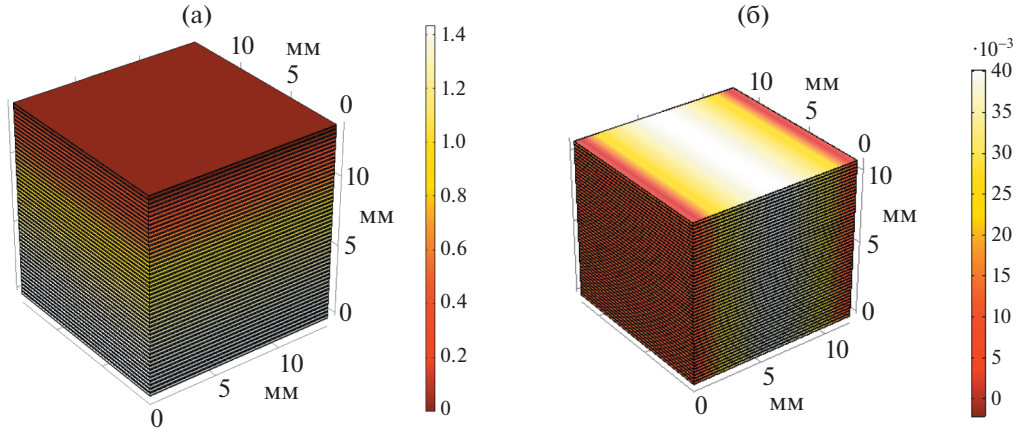

Рис. 5. Конечное распределение температуры $T - T_0$ для конфигураций 1 (а) и 4 (б) криокулерной системы с рис. 3. T – текущая температура, T_0 – начальная температура образца (77.4 K). Скорость ввода поля 0.05 Тл/с.

захваченный магнитный поток и силу левитации. Поэтому при скорости ввода магнитного поля 0.05 Тл/с распределения захваченного магнитного потока при охлаждении с помощью любой из конфигураций безжидкостного охлаждения (см. рис. 3) имеют такой же вид. В этом случае наличие механического канала охлаждения ни в каком случае не приводит к улучшению левитационной способности системы, а лишь уменьшает силу левитации, либо не влияет на нее. Стоит отметить, что для ВТСП-лент с более высокой плотностью критического тока при низких температурах захваченный магнитный поток в центре стопки отсутствует (см. рис. 3). Ввиду этого факта при более быстром вводе магнитного поля наличие механического канала в виде отверстия при охлаждении криокулером приводит к росту силы левитации, при этом чем больше скорость ввода магнитного поля, тем сильнее прирост левитационной силы по сравнению с неповрежденной стопкой лент. Наличие механического канала охлаждения в случае более равномерно намагниченной стопки приводит к снижению силы левитации при любых скоростях ввода магнитного поля. На рис. 7 в качестве примера приведены зависимости силы левитации от диаметра для различных глубин центрового от-

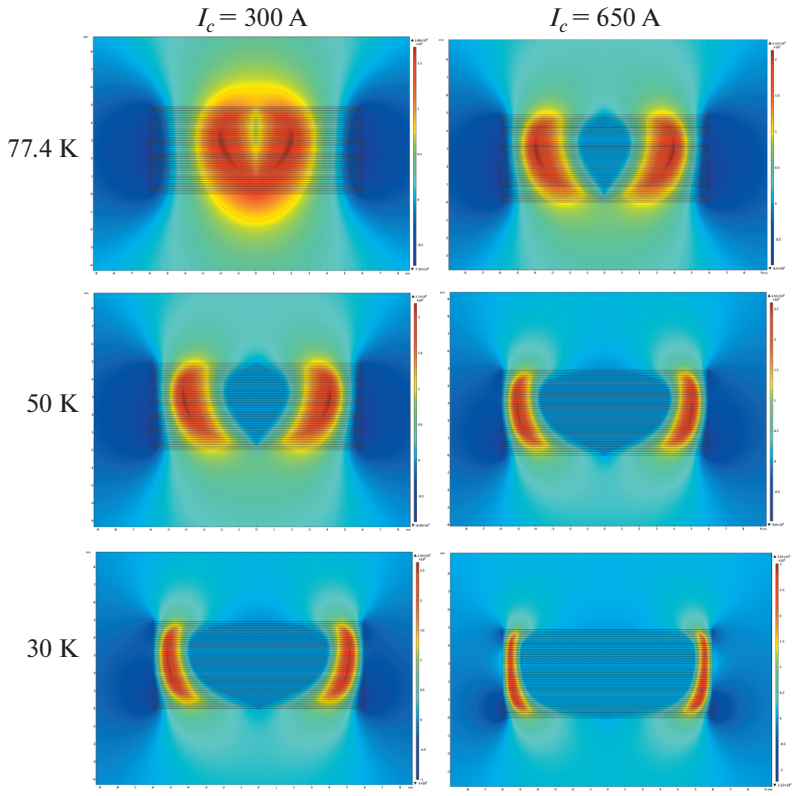

Рис. 6. Распределение захваченного магнитного потока стопками 50 ВТСП-лент с различным криттоком при различных температурах. Скорость намагничивания 0.05 Тл/с. Охлаждение криокулером, конфигурация 4.

верстия при охлаждении стопки 50 лент с критическим током 300 А криокулером до температуры 77.4 К. Скорость ввода магнитного поля при этом составляла 10 Тл/с. Появление дополнительного канала охлаждения в данном случае приводит к снижению силы левитации при любой конфигурации системы (для всех d и h). Однако для аналогичной скорости изменения внешнего поля при охлаждении стопки 50 лент с криттоком 650 А до той же температуры 77.4 К наличие вырезного отверстия приводит к росту силы левитации для глубины дефекта в 10 и 20 лент при диаметрах отверстия 4 и 3 мм соответственно (рис. 8). Это связано с тем, что при таких скоростях изменения поля тепловыделение в системе велико, однако центральная часть стопки ввиду высокого криттока лент не намагничивается. Удаление центральной части стопки, не принимающей участие в захвате магнитного потока, и использование свободного пространства в качестве канала охлаждения приводит к более эффективному теплоотводу в системе.

При понижении температуры захваченный магнитный поток, а значит, и максимальное тепловыделение, сосредотачиваются ближе к краю стопки, поэтому максимум силы левитации при использовании механического канала охлаждения смещается в сторону роста диаметра и глубины отверстия. Так, при охлаждении стопки ВТСП-лент с криттоком 650 А до температуры 30 К при скорости ввода магнитного поля 10 Тл/с максимальная сила левитации достигается при глубине отверстия 40 лент, диаметре 6 мм (рис. 9). Оптимальные размеры механических каналов охлаждения были рассчитаны для скоростей ввода поля от 0.05 до 30 Тл/с при температурах от 30 до 77.4 К для стопок ВТСП-лент с криттоком 300 и 650 А. Результаты расчетов максимально возможной силы левитации в сравнении с максимальной силой для целых стопок лент приведены на рис. 10. Спад силы левитации при увеличении скорости ввода поля для высоких температур более резок как для лент с критическим током 300 А, так и для лент с криттоком 650 А. При пониженных температурах ленты в обоих случаях ведут себя более стабильно. Кроме того, рост силы левитации при использовании методов управления тепловыми характеристиками системы при высоких скоростях изменения поля выше, чем при низких. Так, для ВТСП-лент с криттоком 650 А при скорости ввода магнитного поля 30 Тл/с при температуре 30 К максимальный прирост в силе левитации составил

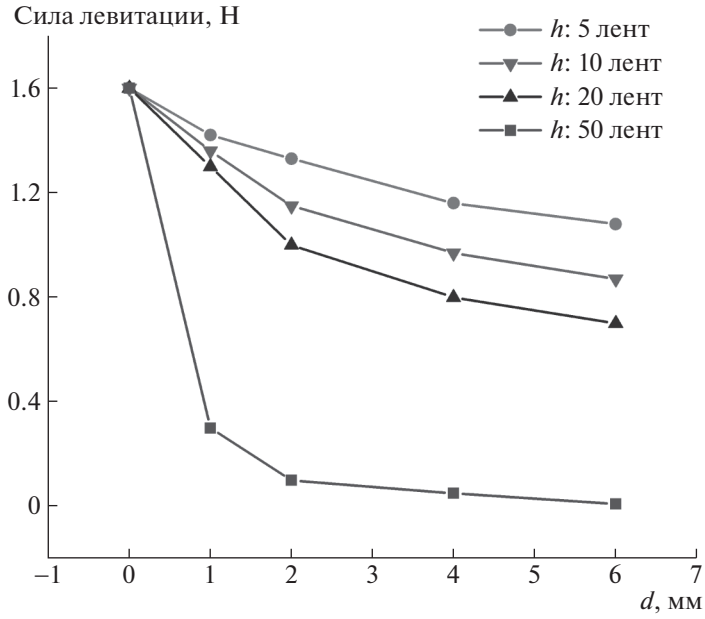

Рис. 7. Зависимости силы левитации от диаметра при различной глубине центрового отверстия для стопки 50 ВТСП-лент (критический ток 300 А). Температура 77.4 K, скорость намагничивания 10 Тл/с. Охлаждение криокулером, конфигурация 4 с добавленным механическим каналом охлаждения.

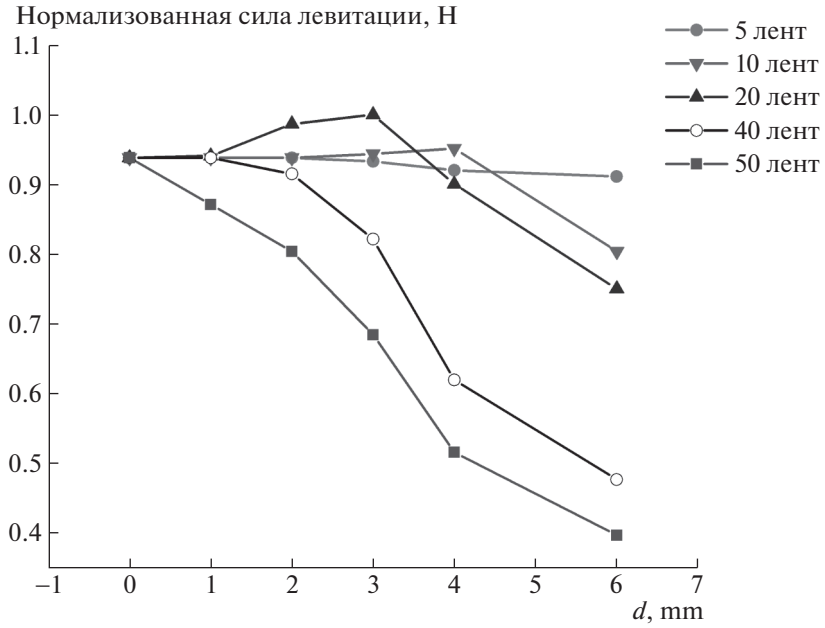

Рис. 8. Зависимости силы левитации от диаметра при различной глубине центрового отверстия для стопки 50 ВТСП-лент (критический ток 650 А). Температура 77.4 K, скорость намагничивания 10 Тл/с. Охлаждение криокулером, конфигурация 4 с добавленным механическим каналом охлаждения.

14%, тогда как при скорости ввода поля 5 Тл/с сила левитации увеличилась всего на 4.5% (рис. 11). Такое поведение системы обусловлено тем, что при низких температурах плотность тока в лентах высока, и чем она выше, тем более существеннее влияние на левитационные свойства оказывают параметры теплоотвода. При высоких скоростях ввода поля генерация тепла в ленте происходит гораздо быстрее, и если мощности криогенного оборудования достаточно для эффективного теплоотвода, то наблюдается существенный прирост в силе левитации.

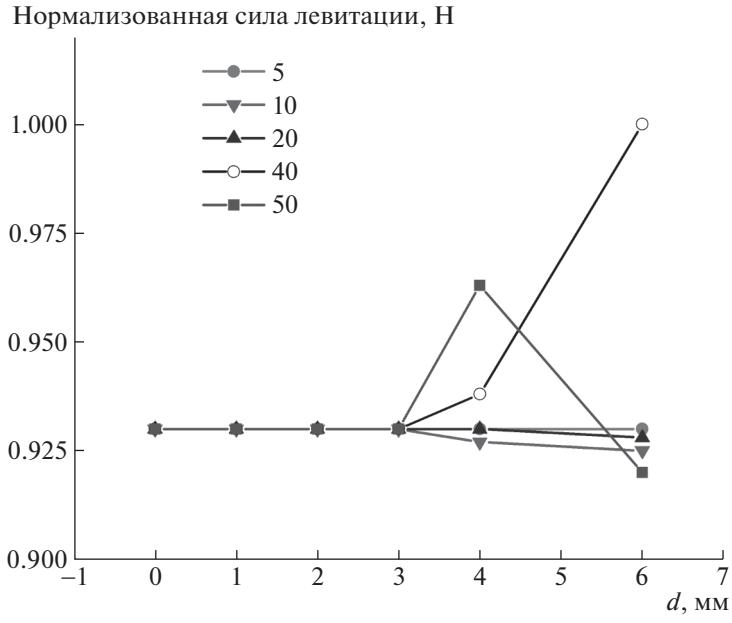

Рис. 9. Зависимости силы левитации от диаметра при различной глубине центрового отверстия для стопки 50 ВТСП-лент (критический ток 650 А). Температура 30 К, скорость намагничивания 10 Тл/с. Охлаждение криокулером, конфигунация 4 с добавленным механическим каналом охлаждения

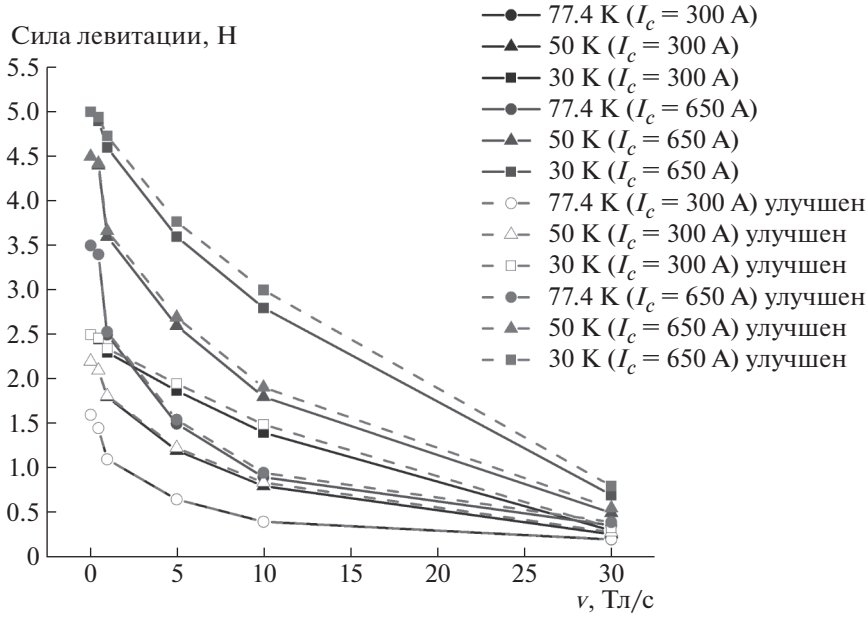

Рис. 10. Зависимости максимальной силы левитации от скорости ввода внешнего магнитного поля при различных температурах для ВТСП-лент с криттоком 300 и 650 А. Сравнение конфигурации 1 и конфигурации 4 с добавленным каналом при оптимальных размерах механических каналов охлаждения (улучшен на легенде).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были проведены исследования управления тепловыми характеристиками левитационной системы, а также разработаны эффективные методы контроля параметров теплопередачи системы при различных скоростях ввода внешнего магнитного поля. Исследования проводились путем численного моделирования левитационной системы на основе стопок ВТСП-лент методом конечных элементов с использованием пакета программного обеспечения Comsol Multiphysics. Рассмотрены различные варианты реализации крио-

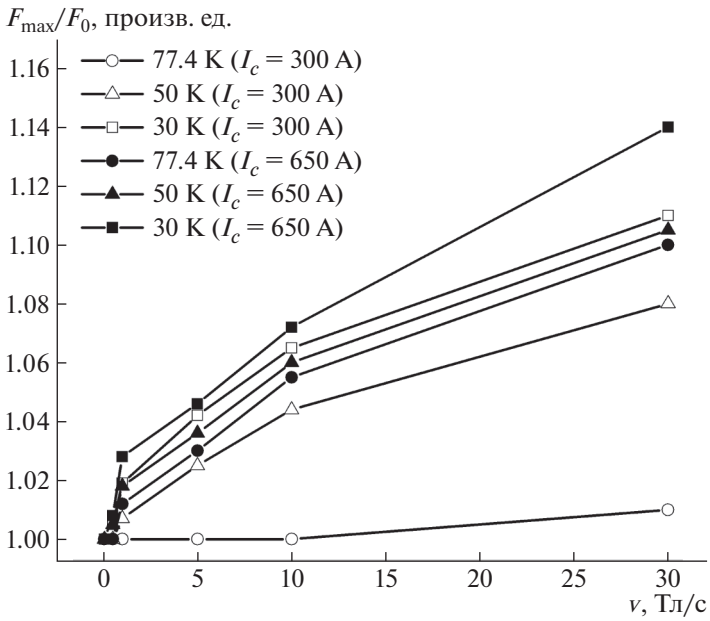

Рис. 11. Относительный прирост силы левитации при различных скоростях ввода внешнего магнитного поля. Охлаждение криокулером, конфигунация 4 с добавленным механическим каналом охлаждения.

кулерной системы охлаждения, а также различные конфигурации стопок при охлаждении жидким азотом. Показано, что улучшения тепловых, и как следствие, левитационных свойств системы можно достичь за счет как изменения архитектуры самих стопок, так использования различных конфигураций криогенной системы охлаждения. На основании полученных результатов численного моделирования можно заключить, что:

1) Охлаждение жидким азотом является эффективным до тех пор, пока изменение температуры в системе не превышает 3K. При превышении этого значения эффективность теплоотдачи в окружающий тепловой резервуар снижается ввиду ухудшения характеристик хладагента при смене режимов кипения.

2) В случае охлаждения стопки ВТСП-лент при помощи криокуллера оптимальной является конфигурация с боковым охлаждением.

3) Наличие механического канала охлаждения в виде отверстия в случае низких скоростей ввода магнитного поля приводит либо к ухудшению характеристик системы, либо не влияет на ее свойства.

4) Для случаев более равномерно намагниченной стопки ВТСП-лент наличие дополнительного теплового канала приводит к снижению силы левитации. Это связано с тем, что удаление центральной части стопки в случае, когда в центре стопки имеется захваченный магнитный поток неизбежно приводит к потере объема стопки, принимающей участие в захвате потока и вносящей существенный вклад в левитационную силу.

5) При низких температурах центральная часть стопки ввиду высокого криттока лент не намагничивается. В таком случае удаление этой части и использование свободного пространства в качестве канала охлаждения приводит к более эффективному теплоотводу в системе и росту силы левитации.

6) При увеличении скорости ввода внешнего магнитного поля наличие механического канала охлаждения приводит к увеличению максимальной силы левитации, притом для ВТСП-лент с более высоким криттоком степень роста силы левитации тем выше, чем быстрее скорость изменения внешнего поля и чем ниже температура.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 17-19-01527).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Bernstein P., Noudem J.* // Supercond. Sci. Technol. 2020. V. 33. P. 033001.
2. *Hull J.R.* // Supercond. Sci. Technol. 2000. V. 13. No. 2. P. R1.
3. *Werfel F.N. et al.* // Supercond. Sci. Technol. 2012. V. 25. No. 1. P. 014007.
4. *Miyazaki Y. et al.* // Cryogenics (Guildf). 2016. V. 80. P. 234–237.

5. *Webster J.G. et al.* // Wiley Encycl. Electr. Electron. Eng. 2017. P. 1–18.
6. *Liu K. et al.* // Supercond. Sci. Technol. 2018. V. 31. No. 1. P. 015013.
7. *Osipov M. et al.* // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2016. V. 26. No. 4. P. 3601704.
8. *Rudnev I. et al.* // Mater. Res. Express. 2019. V. 6. No. 3. P. 036001.
9. *Pokrovskii S.V., Bura A.A., Anischenko I.V., Rudnev I.A.* // Phys. At. Nucl. 2019. V. 82. P. 1503–1507.
10. *Anischenko I., Pokrovskii S, Rudnev I., Osipov M.* // Supercond. Sci. Technol. 2019. V. 32. P. 105001.

Magnetic Levitation Characteristics of the System of Permanent Magnet Stacks of HTS Tapes of Various Architectures

I. V. Anischenko[1], *, M. A. Osipov[1], S. V. Pokrovskii[1], D. A. Abin[1], A. S. Starikovskii[1], and I. A. Rudnev[1]

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

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

Received December 10, 2020; revised January 13, 2021; accepted August 3,2021

Abstract—Stacked composite high-temperature superconducting tapes (HTS tapes) are advanced material for development of magnetic levitation systems such as levitation transport, bearings, and kinetic energy storage. At use of superconductor in variable fields, energy losses owing to existence of heat in superconductor leading to decrease in critical current and, as a consequence, in the levitation force are inescapable. One of the key advantages of stacks of HTS tapes over traditional bulk HTS is the presence of a metal substrate and layers of silver and copper, which leads not only to high strength but also to suitable thermal conductivity of the stacks, which makes it possible to remove released heat efficiently. Investigation of mechanisms of control of thermal properties of the systems, as well as development of efficient methods of checkout of heat transfer parameters of the system at various rates of insertion of an external magnetic field, is a relevant objective. The results of calculation of the behavior of the stack of HTS tapes in an external magnetic field by the finite element method accomplished with use of the Comsol Multiphysics software package are presented in this work. Investigations of control of thermal properties of a levitation system are carried out, and also efficient methods of checkout of the parameters of heat transfer of the system at various rates of insertion of external magnetic field are developed. It is demonstrated that improvement of thermal and, as a consequence, levitation properties of the system can be achieved by the effect of both change in architecture of the stacks themselves and use of various configurations of the cryogenic cooling system. Various alternatives of implementation of the cryocooler cooling system and also various configurations of the stacks at liquid-nitrogen cooling are discussed. It is demonstrated that liquid nitrogen cooling is efficient so far as the change in temperature in the system is less than 3 K. In the case of liquidless cooling of the stack, the configuration with lateral cooling is optimal. The presence of a mechanical cooling passage in the form of a hole in the case of low rates of insertion of the magnetic field either leads to degradation of the system or does not have an effect on its properties. At increase in the rate of insertion of the external magnetic field, the presence of the mechanical cooling passage leads to increase in the maximum levitation force.

Keywords: HTS, layered composites, stacks, magnetic levitation, finite element method

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2022, том 13, № 3, с. 290–294

ИНЖЕНЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

УДК 621.384.64

О СТАТИСТИЧЕСКОМ АНАЛИЗЕ ФОРМИРОВАНИЯ ВТОРИЧНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ В УСТРОЙСТВАХ ДИСТАНЦИОННОГО КОНТРОЛЯ НА БАЗЕ ИМПУЛЬСНЫХ НЕЙТРОННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

© 2022 г. М. А. Горбунов[a], *, А. В. Ильинский[b], Р. П. Плешакова[b], В. Г. Цейтлин[b], А. Е. Шиканов[a], Э. Я. Школьников[a], О. В. Яковлев[a]

[a] *Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409 Россия*

[b] *Институт экологических, геофизических и радиационных технологий, Москва, 127434 Россия*

**E-mail: MAGorbunov@mephi.ru*

Поступила в редакцию 19.07.2021 г.
После доработки 09.08.2021 г.
Принята к публикации 16.08.2021 г.

Работа посвящена исследованию влияния импульсной неустойчивости нейтронных генераторов на эффективность малогабаритных передвижных аппаратурно-методических комплексов (АМК). Проанализированы экспериментальные диаграммы разброса нейтронного выхода на один триггерный импульс для импульсных нейтронных генераторов (ИНГ) на основе вакуумных ускорительных трубок (УТ) с вакуумно-дуговыми и лазерными источниками дейтронов. Установлена возможность аппроксимации плотности распределения вероятности с точностью до единиц процента. Методами математической статистики получены функции, позволяющие корректировать показания АМК с учетом влияния “мертвого времени” систем регистрации и дисперсии нейтронного выхода ИНГ.

Ключевые слова: генератор нейтронов, ускорительная трубка, лазер, нестабильность генерации нейтронов, исправление ошибок в расчетах, ядерный контроль, мертвое время

DOI: 10.56304/S2079562922010146

Импульсные нейтронные генераторы (ИНГ) на базе ускорительных трубок (УТ) нашли широкое применение при дистанционном ядерном анализе различных объектов. Такой анализ может проводиться по результатам осуществления ядерных реакций (n,γ), $(n,n'\gamma)$, (n,p), $(n,2n)$, (n,α), реакций деления (n,f), регистрации альбедных нейтронных полей, а также полей нейтронов, прошедших через облучаемый объект.

Общая принципиальная схема такого анализа и соответствующего ей аппаратурно-методического комплекса (АМК) представлена на рис. 1 [1–3].

Согласно этой схеме ускоренные дейтроны бомбардируют мишень УТ, в результате чего в пространстве формируется первичное нейтронное поле. При взаимодействии нейтронов с анализируемым объектом, в импульсно-периодическом режиме образуются потоки вторичных или рассеянных нейтронов, или γ-квантов, несущие информацию об объекте. Эта информация может искажаться в процессе формирования сигнала на выходе АМК за счет проявления эффекта “мертвого времени”, характерного для систем регистрации на базе газоразрядных или твердотельных детекторов [3, 4].

Этот эффект проявляется в АМК на базе ИНГ, использующих вакуумные УТ, когда мгновенная интенсивность событий (загрузка) на входе тракта регистрации

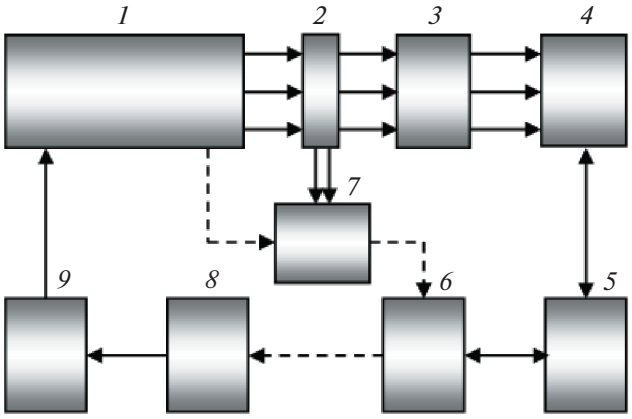

Рис. 1. Схема АМК на базе ИНГ: *1* – УТ; *2* – нейтронообразующая мишень; *3* – объект контроля; *4* – система детектирования; *5* – система телеметрии; *6* – компьютер; *7* – система мониторирования параметров УТ; *8* – исполнительный блок управления; *9* – блоки питания.

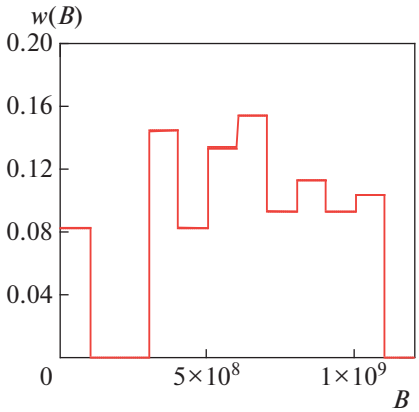

Рис. 2. Пример диаграммы относительного распределения нейтронных вспышек по нейтронному выходу B для ИНГ на базе УТ с вакуумно – дуговым источником дейтронов. На вертикальной оси откладывается процент нейтронных вспышек, соответствующий фиксированному интервалу значений нейтронного выхода за вспышку шириной $\Delta = 10^8$.

$$n = \chi B > 0.1/T,$$

где T – его “мертвое время”, χ – коэффициент связывающий интенсивность ядерных событий в объеме детектора с нейтронным выходом ИНГ-B за один импульс срабатываний УТ [5]. Справедливость такой связи является следствием линейности уравнений переноса нейтронов, на участках (мишень УТ-объект контроля- детектор). Параметр χ несет в процессе работы АМК основную информацию об объекте контроля. Его значение, как правило, лежит в диапазоне (10^{-4}–10^{-2}), в зависимости от типа АМК.

Если “мертвое время” системы регистрации АМК, имеет непродлевающийся характер, то, согласно [4, 6], имеет место следующее выражение для потока импульсов на выходе системы регистрации и телеметрии АМК

$$m(\chi B, T) = n(1 + nT)^{-1} = \chi B(1 + \chi BT)^{-1}, \qquad (1)$$

а при его продлевающемся характере эта зависимость имеет вид:

$$m(\chi B, T) = n\exp(-nT) = \chi B\exp(-\chi BT). \qquad (2)$$

В обоих случаях для получения информации об объекте исследования необходимо восстанавливать параметр χ по значениям величины m, определяемой на выходе АМК. Однако эти формулы в силу своей детерминированности не учитывают статистический характер формирования нейтронного поля, создаваемого ИНГ в области объекта контроля. Он особенно проявляется при использовании в АМК ИНГ на базе вакуумных УТ, особенностью которых является нестабильность генерации нейтронов от импульса к импульсу. Это не позволяют корректно определять параметр χ в процессе обработки данных, получаемых в результате работы АМК на базе подобных ИНГ и потребовало разработки алгоритмов статистической обработки данных измерений.

Для этого рассмотрим массив случайных чисел:

$$G = \{B_j\}, j = \{1, 2, 3 \ldots J\},$$

каждое из которых означает количество нейтронов, образуемых при j-м срабатывании ИНГ, измеренное детектором нейтронов. За размерность массива J будем в дальнейшем принимать количество включений ИНГ в процессе одного измерения с АМК.

В проводимых экспериментах использовались ИНГ на базе вакуумных УТ [7–10]. Нейтронные измерения осуществлялись методом Хансена и Мак Киббена [11] с применение гелиевых детекторов, а также методом “протонов отдачи”.

На рис. 2 приведена типичная диаграмма распределения числа нейтронных вспышек УТ по количеству зарегистрированных нейтронов в отдельной вспышке (случайное число в массиве G) для ИНГ на базе УТ с вакуумно- дуговым источником дейтронов [3, 7, 8], полученная с применением амплитудного анализатора.

В процессе измерений ИНГ работал с частотой 20 Гц. При этом был зафиксирован значительный процент несрабатываний УТ- $q \sim 0.1$ и сравнительно большой уровень нестабильности воспроизведения нейтронных вспышек от импульса к импульсу, что отражает диаграмма. Указанные недостатки связаны с особенностями конструкции рассматриваемой УТ и ее источника дейтронов (см. рис. 3).

Аналогичные эксперименты были проделаны с вакуумной УТ на базе лазерного источника ионов (ЛНТ) [3, 9, 10] (см. рис. 4).

Эти эксперименты показали отсутствие несрабатываний у ИНГ, использующего ЛНТ ($q = 0$) и меньший уровень импульсной нестабильности (см. рис. 5).

Эти положительные факторы обеспечиваются физическими особенностями лазерного источника дейтронов.

Для каждого из рассматриваемых ИНГ введем вероятность регистрации монитором числа излучаемых им нейтронных вспышек с выходом, лежащем в диапазоне: $(B, B + dB)$ –

$$dW = p(B)dB,$$

где

$$p(B) = \frac{w(B)}{\int\limits_{B_{\min}}^{\infty} dBw(B)}\Phi(B - B_{\min}) + \delta(B)q \qquad (2)$$

– плотность вероятности (см. [12]) распределения нейтронных вспышек по нейтронному выходу,

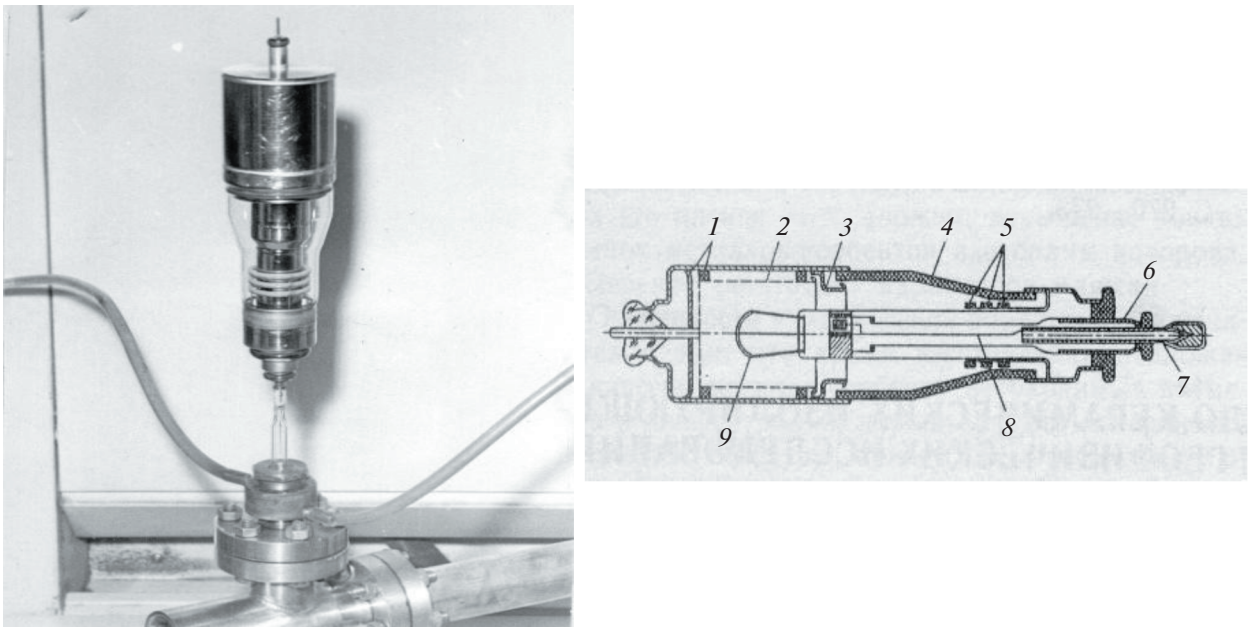

Рис. 3. Общий вид и схематический разрез вакуумной УТ ДИН-1: *1* – мишень; *2* – электрод подавления электронного тока; *3* – экранирующий электрод; *4* – изолятор; *5* – геттеры; *6* – электрический ввод; *7* – штенгель для отпайки УТ; *8* – электрод поджига ионного источника; *9* – анод.

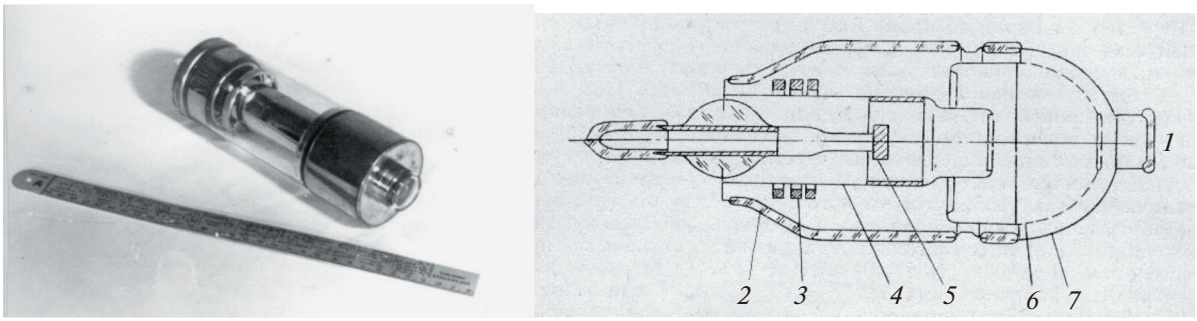

Рис. 4. Общий вид и схематический разрез изделия ЛНТ: *1* – оптическое окно; *2* – изолятор; *3* – геттеры; *4* – анод; *5* – лазерная мишень; *6* – катод с сетчатым электродом подавления электронного тока; *7* – нейтронообразующая мишень.

$B_{\min}$ – нижняя границы множества $\tilde{G} = \{B_i > 0\}$, $\Phi(z)$ – функция Хевисайда, q – процент несрабатываний УТ, $\delta(B)$ – функция Дирака.

Наличие функции $p(B)$ позволяет оценивать импульсную нестабильность показаний монитора, измеряющего нейтронный выход ИНГ за импульс через ее второй центральный момент:

$$g = \frac{1}{\langle B \rangle}\left[\int_0^\infty dB(B - \langle B \rangle)^2 p(B)\right]^{\frac{1}{2}},$$

где

$$\langle B \rangle = \int_0^\infty dBBp(B)$$

– усредненный по массиву G нейтронный выход за один импульс срабатывания ИНГ. Эти параметры являются рабочими характеристиками конкретного ИНГ, используемого в рассматриваемом АМК.

Величина g определяет разброс показаний нейтронного монитора, на который влияет, как нестабильность генерации нейтронов, так и погрешность измерения нейтронного выхода. Ее относительное значение σ определялось в процессе калибровки систем регистрации с использованием стандартного ампульного полоний–бериллиевого источника нейтронов. В обсуждаемых экспериментах этот параметр составлял величину $\sigma \approx 0.1$ при доверительной вероятности 0.095. Тогда, следуя законам математической статистики [12], можно, исключая влияние погрешности из-

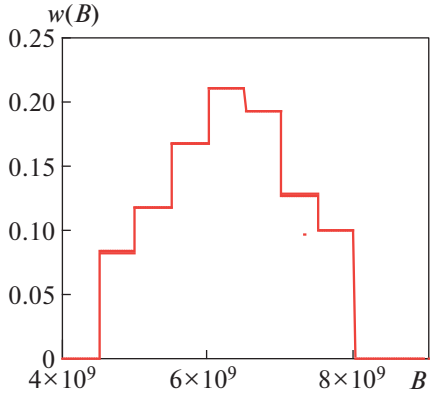

Рис. 5. Пример диаграммы относительного распределения нейтронных вспышек по нейтронному выходу B для ИНГ на базе УТ с лазерным источником дейтронов. На вертикальной оси откладывается процент нейтронных вспышек, соответствующий фиксированному интервалу значений нейтронного выхода за вспышку шириной $\Delta = 5 \times 10^8$.

мерений, для оценки нестабильности ИНГ использовать формулу:

$$s = (g^2 - \sigma^2)^{\frac{1}{2}}.$$

Конкретно, в соответствии с формулами, приведенными выше, для ИНГ с УТ на базе вакуумно-дугового источника дейтронов (рис. 2, 3) было получено значение $s \approx 0.4$. Для ИНГ с УТ на базе лазерного источника дейтронов (рис. 4, 5) $s \approx 0.1$.

Компьютерный анализ показал, что, зависимость $p(B)$ можно аппроксимировать с точностью до единиц процентов равномерным распределением вида:

$$\tilde{p}(B) = \delta(B)q + \\ + \frac{[B - \langle B\rangle(1 - s\sqrt{3})]\Phi[\langle B\rangle(1 + s\sqrt{3}) - B](1 - q)}{2\sqrt{3}\langle B\rangle s}.$$

Вернемся к вопросу восстановления параметра χ при анализе потока импульсов m на выходе системы телеметрии АМК после J нейтронных вспышек, соответствующих массиву G, по которому проведем усреднение величины m:

$$\langle m\rangle \approx \chi\int_0^\infty dB\frac{B}{1+\chi BT}\tilde{p}(B) = \\ = \frac{1-q}{T}\left[1 - \frac{1}{2\sqrt{3}s\chi\langle B\rangle T}\ln\frac{1+\chi\langle B\rangle(1+s\sqrt{3})T}{1+\chi\langle B\rangle(1-s\sqrt{3})T}\right].$$

Полученное выражение в неявном виде задает зависимость параметра χ от $\langle m\rangle$ и может служить аппаратом для его нахождения.

По аналогии можно рассмотреть случай, когда АМК содержит систему регистрации с “мертвым временем” продлевающегося типа. При этом усреднение величины m, с учетом (2), приводит к следующему результату:

$$\langle m\rangle \approx \chi\int_0^\infty dBB\exp(-\chi BT)\tilde{p}(B) = \\ = (1-q)\frac{\exp(-\chi\langle B\rangle T)}{\sqrt{3}s\chi\langle B\rangle T^2}[(\chi\langle B\rangle T - 1)\mathrm{sh}(\sqrt{3}s\chi\langle B\rangle T) - \\ - \sqrt{3}s\chi\langle B\rangle T\mathrm{ch}(\sqrt{3}s\chi\langle B\rangle T).$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В результате проведенных исследований проанализирован характер импульсной нестабильности нейтронных характеристик двух типов вакуумных УТ.

2. Получены формулы для корректирования показаний АМК на базе ИНГ с учетом влияния “мертвого времени” регистрирующей аппаратуры и элементов случайности, проявляемых при генерации нейтронов в вакуумных УТ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Тустановский В.Т.* Генераторы нейтронов и контроль технологических процессов. 1980. Москва: Атомиздат.
2. *Жуйков Ю.Ф., Пряхин В.Н., Шиканов А.Е., Шиканов Е.А.* // Атомная энергия. 2004. Т. 97. № 3. С. 222–224.
3. *Богданович Б.Ю., Нестерович А.В., Шиканов А.Е. и др.* Дистанционный радиационный контроль с линейными ускорителями. Т. 1. 2009. Москва: Энергоатомиздат. Т. 2. 2012. Москва: Машиностроение.
4. *Ляпидевский В.К.* Методы детектирования излучений. 1987. Москва: Энергоатомиздат.
5. *Ильинский А.В., Кедров А.И., Михайлов В.А., Шиканов А.Е.* // Атомная энергия. 2004. Т. 97. № 5. С. 355–361.

6. *Ватутин В.А., Телевинова Т.М., Чистяков В.П.* Вероятностные методы в физических исследованиях. 1985. Москва: Наука.
7. *Плешакова Р.П., Бессарабский Ю.Г., Пресняков Ю.К. и др.* // Материалы конференции "Вакуумная наука и техника". 2003. Т. 2. С. 333–335.
8. *Бессарабский Ю.Г., Боголюбов Е.П., Курдюмов И.Г. и др.* // Атомная энергия. 1994. Т. 77. № 3. С. 226–228.
9. *Shikanov A.E.* // Sov. At. Energy. 1987. V. 63 (1). P. 532–539.
10. *Anan'in O.B., Kozlovsky K.I., Tsybin A.S., Shikanov A.E.* // At. Energy. 2013. V. 115 (2). P. 137–141.
11. *Власов Н.А.* Нейтроны. 1971. Москва: Наука.
12. *Худсон Д.* Статистика для физиков. 1970. Москва: Мир. С. 27–89.

On the Statistical Analysis of the Formation of Secondary Radiation Fields in Remote Control Devices Based on Pulsed Neutron Generators

M. A. Gorbunov[1], *, A. V. Ilinskiy[2], R. P. Pleshakova[2], V. G. Tseitlin[2], A. E. Shikanov[1], E. Ya. Shkolnikov[1], and O. V. Yakovlev[1]

[1]*National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*
[2]*Institute of Environmental, Geophysical and Radiation Technologies, Moscow, 127434 Russia*
**e-mail: MAGorbunov@mephi.ru*

Abstract—The paper is devoted to the study of the influence of pulsed instability of neutron generation on the efficiency of small-sized transportable HMCs. Experimental diagrams of the spread of the neutron output per trigger pulse for PNG based on vacuum ATs with vacuum - arc and laser sources of deuterons are analyzed. The possibility of approximating the probability density of the distribution with an accuracy of units of percent is established. Mathematical statistics methods have been used to obtain functions that allow correcting the HMC readings, taking into account the influence of the dead time of detection systems and the dispersion of the neutron output of PNG.

Keywords: neutron generator, accelerator tube, laser, instability of neutron generation, correction of miscalculations, nuclear control, dead time

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2022, том 13, № 3, с. 295–298

ИНЖЕНЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

УДК 539.1.074.55

ПРОТОТИП СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДЕТЕКТОРА BEAM–BEAM COUNTER ДЛЯ NICA SPD

© 2022 г.
А. В. Тишевский[a], *, И. Г. Алексеев[b], И. С. Волков[a], Ю. В. Гурчин[a], А. Ю. Исупов[a], Т. В. Кулевой[b], В. П. Ладыгин[a], П. А. Полозов[b], С. Г. Резников[a], Д. Н. Свирида[b], А. А. Терехин[a], А. Н. Хренов[a]

[a]*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл., 141980 Россия*

[b]*Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, 123182 Россия*

**E-mail: tishevskiy@jinr.ru*

Поступила в редакцию 25.10.2021 г.
После доработки 27.10.2021 г.
Принята к публикации 31.10.2021 г.

Детектор спиновой физики на NICA предполагает подсистему Beam–Beam Counter для локальной поляриметрии и мониторинга светимости. Основной опцией для Beam–Beam Counter служат высокогранулярные сцинтилляционные пластины со считыванием кремниевыми фотоумножителями. В работе представлены результаты исследований прототипа сцинтилляционного детектора с использованием двух типов первичной электроники. Обсуждается оценка временного разрешения с использованием процедуры коррекции эффекта "time-walking".

Ключевые слова: кремневые фотоумножители (SiPM), регистрирующая электроника (FEE), время над порогом (ToT), система сбора данных (DAQ), детектор спиновой физики (SPD)

DOI: 10.56304/S2079562922030538

ВВЕДЕНИЕ

В связи с повышенным интересом к изучению свойств плотной барионной материи, в Объединенном институте ядерных исследований создается коллайдер NICA (Nuclotron based Ion Collider fAcility). Одной из точек взаимодействия коллайдера является детектор спиновой физики (SPD), главная цель которого заключается в изучении спиновой структуры нуклонов при столкновениях продольно и поперечно поляризованных протонов и дейтронов с энергией в системе центра масс до 27 ГэВ и светимостью до 10^{32} см$^{-2}$ с$^{-1}$.

SPD запланирован как универсальный 4π-спектрометр с расширенными возможностями обнаружения и идентификации частиц за счет широкого функционала его подсистем. В качестве инструмента для локальной поляриметрии и контроля светимости создается подсистема Beam–Beam Counter (BBC). Целесообразность подобного типа поляриметрии демонстрирует корреляция между измерениями поляриметра CNI и азимутальной асимметрией инклюзивного выхода заряженных частиц в BBC коллаборации STAR.

Предполагается две части SPD/BBC, которые в зависимости от интенсивности пучка планируются разными. Поскольку концепция внешней части – высокогранулярные сцинтилляционные пластины со считыванием кремниевыми фотоумножителями (SiPM), был разработан прототип сцинтилляционного детектора (рис. 1б) с различными типами первичной электроники (FEE). Оба типа основаны на считывании SiPM фирмы Hamamatsu (S12572-010P) [1].

ОПИСАНИЕ ПРОТОТИПА И ОБОРУДОВАНИЯ ДЛЯ ТЕСТОВ

Регистрирующая электроника с функцией Time-over-Threshold

В качестве одного из кандидатов для прототипа детектора была разработана одноканальная первичная электроника для считывания SiPM. Электроника выполнена на печатной плате размером 4 × 2.5 см^2 (рис. 2а) и основана на методе "время над порогом" (ToT). Сам метод состоит из двух измерений времени - прохождения отрицательного сигнала ниже (leading) и возврата выше (trailing) заданного порога, и позволяет измерять заряд по ширине электрического импульса.

Кроме того, были использованы усилители, не меняющие передний фронт сигнала. Сигнал после усилителя интегрируется и передается на компаратор, откуда по интерфейсу LVDS выводится на считывающую электронику. Таким образом, благодаря разработанной плате электро-

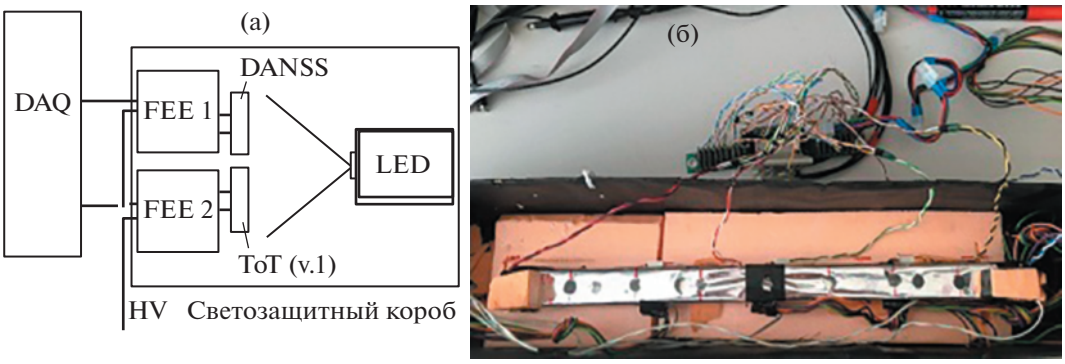

Рис. 1. Схематический вид тестов без сцинтиллятора (а); вид прототипа (б).

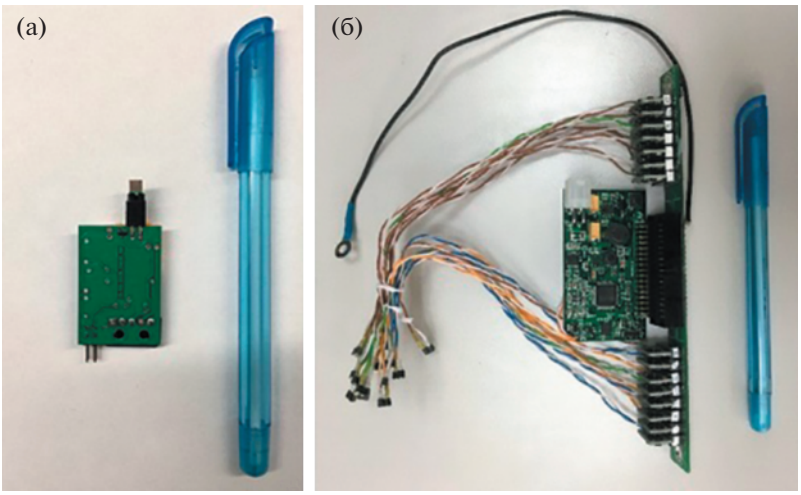

Рис. 2. Схематический вид электроники: с функцией ToT (а); эксперимента DANSS (б).

ники мы имеем возможность получить временную метку события и измерить заряд.

Питание производится источником питания (ИП) с возможностью одновременного подключения до восьми каналов электроники. ИП содержит кнопочный интерфейс, дисплей и встроенный вольтметр. Напряжение смещения состоит из постоянной (38/52/67 В) и подстраиваемой для каждого канала (в диапазоне от 0 В до +10 В) частей.

Регистрирующая электроника эксперимента DANSS

Другим кандидатом для прототипа детектора стала электроника, произведенная группой ИТЭФ (рис. 2б). Эта электроника используется, например, для эксперимента DANSS [2], имеет многоканальную платформу, созданную из нескольких печатных плат. Первая плата осуществляет питание и связь с ПК по RS-232, и подсоединяется через IDC34 к общей плате, на которой установлены 15 плат первичной электроники. Питание производится в более широком диапазоне, и состоит из постоянного (10–65 В) и подстраиваемого для каждого канала (±10 В) напряжения смещения. Каждая плата размером 1.7 × 1.9 см^2 содержит выход напряжения смещения для SiPM и вход для сигнала. Сигнал проходит через усилитель и далее выводится через разъем IDC34 на считывающую электронику.

Прототип сцинтилляционного детектора

Начальная версия прототипа детектора включает 40-сантиметровый пластиковый сцинтиллятор и десять каналов электроники (рис. 1б). С целью увеличения светосбора сцинтиллятор завернут в майларовую пленку. В пленке на верхней грани сцинтиллятора для исследований, связанных с положением источника калиброванных световых импульсов (светодиод), проделаны отверстия: по центру; с шагом 5 см в обе стороны; и несколько дополнительных отверстий с каждой стороны. Вдоль боковой грани расположен однотипный вариант электроники с SiPM в отверстиях: по центру; и с шагом 10 см в обе стороны. На торцах сцинтиллятора располагались по одному каналу каждого варианта электроники. В случае

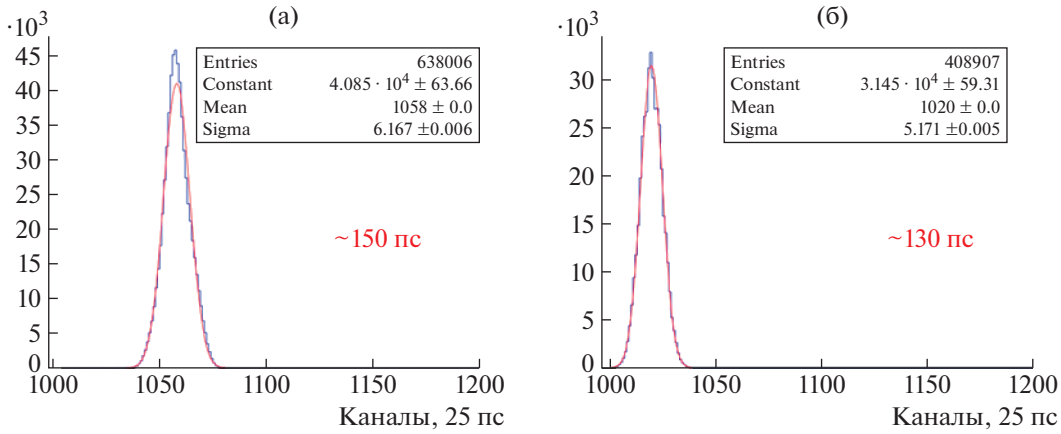

Рис. 3. Гистограмма $T_{SiPM1} - T_{SiPM2}$ после коррекции для тестов электроники с функцией ToT в случае: отсутствия сцинтиллятора (а); наличия сцинтиллятора (б).

электроники с функцией ToT была использована третья версия плат. Данная версия отличается стабильностью компаратора и расширенным рабочим диапазоном.

Оборудование для тестов

Тестирование электроники (рис. 1а) и прототипа детектора проводилось в светоизолирующем боксе, где температура во время измерений составляла 27.1 ± 0.4°C. В качестве источника света использовался светодиод, выполненный в виде отдельной платы с синхроимпульсом с выхода LEMO [3]. Данный синхроимпульс использовался в качестве триггера для системы сбора данных [4] на основе VME. Система включала в себя контроллер FVME – V2.0, оцифровывающие модули TQDC16 и TDC32 и триггерный модуль TMWR [5]. Набранные данные обрабатывались в программном пакете ROOT.

РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ

Был исследован отклик SiPM от источника света с электроникой двух видов при наличии и отсутствии сцинтиллятора. Были получены и проанализированы гистограммы разности времен при различных амплитудах светодиода.

Ранее при тестировании первой версии электроники с функцией ToT [6], было выявлено, что сигнал в области малых амплитуд поступает позже по времени. Это связано с запозданием сигнала, часто называемым эффектом “time-walking”. Этот эффект возникает из-за разницы момента времени, когда фотон или заряженная частица проходит через детектирующий элемент, и моментом времени, когда электроника регистрирует этот сигнал. Это приводит к ухудшению временного разрешения. В связи с этим был предложен метод коррекции временных спектров, описанный в работе [7].

Предложенная коррекция актуальна при сравнении временных спектров при наличии и отсут-

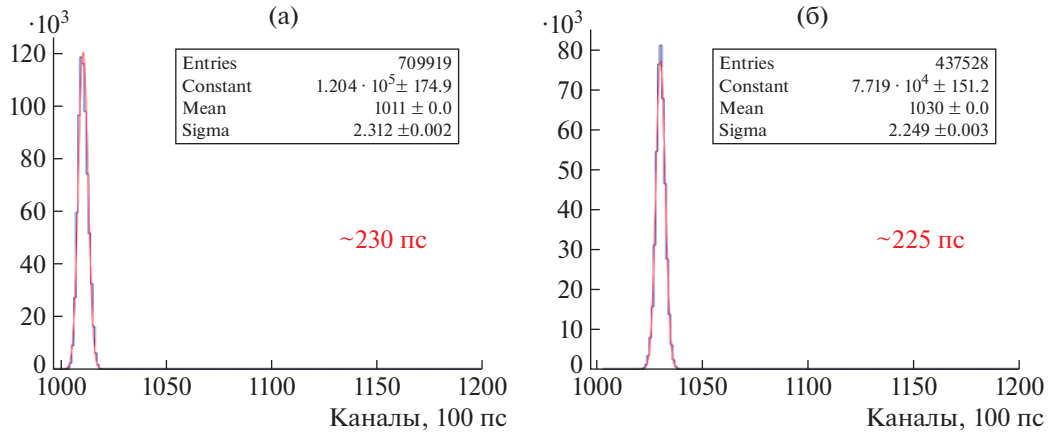

Рис. 4. Гистограмма $T_{SiPM1} - T_{SiPM2}$ после коррекции для тестов электроники эксперимента DANSS в случае: отсутствия сцинтиллятора (а); наличия сцинтиллятора (б).

ствии сцинтиллятора. На рис. 3 и 4 представлены гистограммы разности времен прихода сигналов $T_{SiPM1} - T_{SiPM2}$ для торцевых каналов электроники после применения коррекции. Гистограммы аппроксимировалась функцией Гаусса, и временное разрешение определялось как параметр сигма (σ) гауссовой функции. Из рисунков видно, что при наличии или отсутствии пластика для двух типов электроники временное разрешение практически неизменно.

При сравнении регистрирующей электроники с функцией ToT и эксперимента DANSS временное разрешение составило приблизительно 130 пс и 225 пс, соответственно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Была разработана вторая версия регистрирующей электроники с функцией ToT.

Нами проведено тестирование регистрирующей электроники с функцией ToT и электроники эксперимента DANSS со считыванием SiPM производства Hamamatsu (S12572-010P).

Был испытан прототип сцинтилляционного детектора. Различие временного разрешения составило приблизительно 40%.

Предложенный прототип является важным этапом для разработки подсистемы BBC. С учетом не оптимальности использованных SiPM для точных временных измерений результат является многообещающим.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ гранта 19-02-00079а и в рамках контракта ОИЯИ-ИТЭФ 100-2265.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Hamamatsu S12572-010P Datasheet. http://www.hamamatsu.com/jp/en/S12572-010P.html.
2. *Alekseev I.G. et al.* // J. Instrum. 2016. V. 11. P. 11011.
3. http://hvsys.ru/images/data/news/2_small_1368802824.pdf.
4. *Isupov A.Yu.* // EPJ Web Conf. 2019. V. 204. P. 10003.
5. https://afi.jinr.ru.
6. *SPD Collab.* // arXiv:2102.00442 [hep-ex]. 2022.
7. *Tishevskiy A.V. et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1690. P. 012051.

Scintillation Detector Prototype for Beam–Beam Counter at NICA SPD

A. V. Tishevsky[1, *], I. G. Alekseev[2], I. S. Volkov[1], Yu. V. Gurchin[1], A. Yu. Isupov[1], T. V. Kulevoy[2], V. P. Ladygin[1], P. A. Polozov[2], S. G. Reznikov[1], D. N. Svirida[2], A. A. Terekhin[1], and A. N. Khrenov[1]

[1]*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow obl., 141980 Russia*

[2]*National Research Centre "Kurchatov Institute", Moscow, 123182 Russia*

**e-mail: tishevskiy@jinr.ru*

Received October 25, 2020; revised October 27, 2021; accepted October 31,2021

Abstract—The Beam–Beam Counter of the Spin Physics Detector at NICA is proposed for local polarimetry and luminosity monitoring. The main option of the Beam–Beam Counter is the scintillation tiles with SiPM readout. The work presents the results for studies of scintillation detector prototype using two options of the front-end electronics. The estimation of time resolution using "time-walking" correction procedure is discussed.

Keywords: silicon photomultiplier (SiPM), front-end electronic (FEE), time-over-threshold (ToT), data-acquisition system (DAQ), spin physics detector (SPD)

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2022, том 13, № 3, с. 299–303

ИНЖЕНЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

УДК 612.014.482.4

3D ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ГАММА-ИСТОЧНИКОВ В ОФЭКТ С ПОМОЩЬЮ ДЕТЕКТОРОВ TIMEPIX И КОДИРУЮЩИХ АПЕРТУР

© 2022 г. В. А. Рожков[a], *, А. С. Жемчугов[a], А. Лейва[a, b], П. И. Смолянский[a]

[a]*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл., 141980 Россия*

[b]*Центр прикладных технологий и ядерного развития, Гавана, Куба*

**E-mail: rozhkov@jinr.ru*

Поступила в редакцию 26.10.2020 г.
После доработки 03.11.2021 г.
Принята к публикации 14.11.2021 г.

Представлена система микро-ОФЭКТ с пространственным разрешением 2.5 мм, для поля зрения 57 × 57 мм, продемонстрированы результаты томографической реконструкции калибровочных фантомов с раствором Tc-99m. Приведено описание конструкции фантомов, которые могут быть использованы для проведения оценки качества работоспособности системы ОФЭКТ с малым полем зрения.

Ключевые слова: ОФЭКТ, Tc-99m, Timepix, CdTe, кодирующая апертура, фантомы

DOI: 10.56304/S2079562922030423

ВВЕДЕНИЕ

В доклинических испытаниях лекарственных препаратов часто используется информация о динамике накопления меченых молекул. В таких молекулах некоторые стабильные атомы заменены эквивалентными по химическим свойствам радиоактивными. При связи таких молекул со специфическими белками становится возможно осуществить адресную доставку в любой орган. Одним из наиболее распространенных методов визуализации радиомаркеров в диагностике и доклинических испытаниях лекарственных препаратов является однофотонная эмиссионная компьютерная томография (ОФЭКТ). Проводимые доклинические исследования чаще всего проводят на грызунах, что благодаря их небольшому размеру налагает особые ограничения на систему визуализации радиомаркеров. Одной из особенностей таких систем должно быть высокое пространственное разрешение. Но помимо этой характеристики существуют и другие стандартные для ОФЭКТ-исследований характеристики, такие как, линейность, однородность, контрастность получаемых изображений. Методики измерения этих величин описаны в стандартах NEMA, ГОСТ, МАГАТЭ, IAEA [1–4], однако приведенные в них протоколы применимы для тестирования систем используемых в клинической практике, где пациентом является человек.

Для систем с малым полем зрения, используемых в доклинических исследованиях не существует подобных протоколов, описывающих конструкцию тестовых фантомов и методику измерений.

МЕТОДЫ

Данные были получены используя разработанную нами систему микро-ОФЭКТ с малым полем зрения [5], на основе гибридного пиксельного детектора Timepix [6]. Микросхемы Timepix разработаны коллаборацией Medipix в CERN. Детекторы Timepix помимо регистрации координат способен измерять энергию, выделенную в сенсоре в результате взаимодействия частицы. Площадь детектора составляет 14.08 × 14.08 мм, что существенно меньше по сравнению с другими гамма-камерами. Размер пикселя составляет 55 × 55 мкм, таким образом, каждый детектор содержит 256 × 256 пикселей. Микросхема Timepix может работать в нескольких режимах: режиме счета фотонов (Medipix), режиме счета времени (TOA) и режиме измерения энергии (TOT).

В данной работе применялся режим TOT, основанный на измерении длительности превышения сигналом порога, которая пропорциональна выделившейся энергии. Для перевода значений длительности над порогом в энергию была использована процедура попиксельной энергетической калибровки [7]. Калибровка проводилась при на-

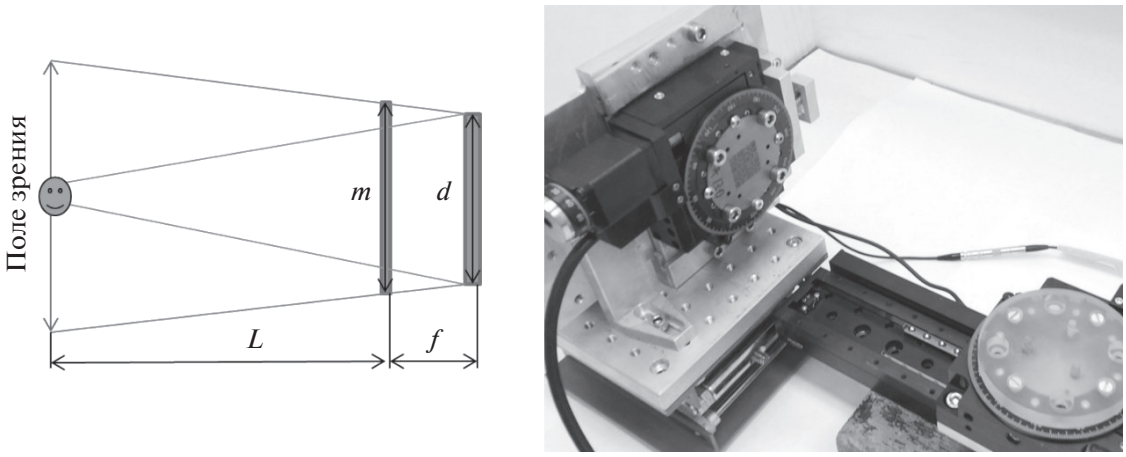

Рис. 1. Схема установки (слева), общий вид установки (справа).

пряжении на сенсоре –450 В и при установленном энергетическим порогом детектора 6 кэВ.

В качестве материала сенсора был выбран CdTe толщиной 2 мм, который по сравнению с Si и GaAs обладает более высоким коэффициентом поглощения фотонов в диапазоне от 30 до 180 кэВ. Основные преимущества и недостатки данного материала описаны в обзоре [8].

Работа системы для малого поля зрения обеспечивается коллиматором (маской) с кодирующей апертурой [9]. Применяемый коллиматор имеет прямоугольную рабочую область и при повороте на 90° сменяет прозрачные элементы на непрозрачные и наоборот. Данная особенность позволяет повысить отношение сигнал/шум, что дает возможность существенно улучшить качество восстановленного изображения [10]. Коллиматор толщиной 1 мм был выполнен из вольфрама, радиус отверстий – 340 мкм.

Детектор и кодирующая апертура были закреплены друг с другом дюралюминиевым креплением, позволяющим в небольших пределах изменять расстояние от детектора до кодирующей апертуры. Крепление включает в себя поворотную платформу, позволяющую быстро изменять положение маски. Изменение расстояний между объектом, детектором и коллиматором влияют на размер области поля зрения, системное пространственное разрешение, системную эффективность регистрации. Помимо изменения расстояний, на приведенные параметры также влияет диаметр отверстий коллиматора, а также ранг используемой матрицы. Схема установки приведена на рис. 1.

В качестве объекта исследования использовались специально разработанные фантомы. В качестве материала фантомов был выбран плексиглас. Выбор этого материала обусловлен тем, что он является водоэквивалентным для энергий гамма-излучения 30–200 кэВ, а также тем, что он легок в механической обработке. В качестве источника излучения использовался раствор изотопа Tc-99m. Фантомы располагались на подвижной моторизованной платформе, что позволило снять серию кадров под различными углами. Томографическая реконструкция была проведена по полученным проекциям, используя программный пакет Astra toolbox [11].

Внешние размеры всех представленных ниже фантомов одинаковы и имеют диаметр 50 мм (средний обхват крысы). Во избежание разлива раствора с радиоактивными препаратом, каждый из фантомов имеет герметичную крышку. На дне расположена система креплений, которая позволяет однозначно позиционировать каждый из фантомов относительно платформы под необходимым углом к детектору.

Внутренняя структура фантомов разрабатывалась таким образом, чтобы все структурные элементы наполнения полностью попадали в расчетное поле зрения, а расстояние между структурными элементами соответствовало ожидаемому пространственному разрешению.

Полученные изображения распределения радиоизотопов при обработке не подвергались дополнительной фильтрации и сглаживанию.

Контрастный фантом

Внутренняя структура контрастного фантома представляет из себя две одинаковых полости диаметром 5 мм, расположенных на равном расстоянии от центра фантома (рис. 2.). Наполняя каждый объем раствором с радиоактивным изотопом в различной концентрации, возможно опреде-

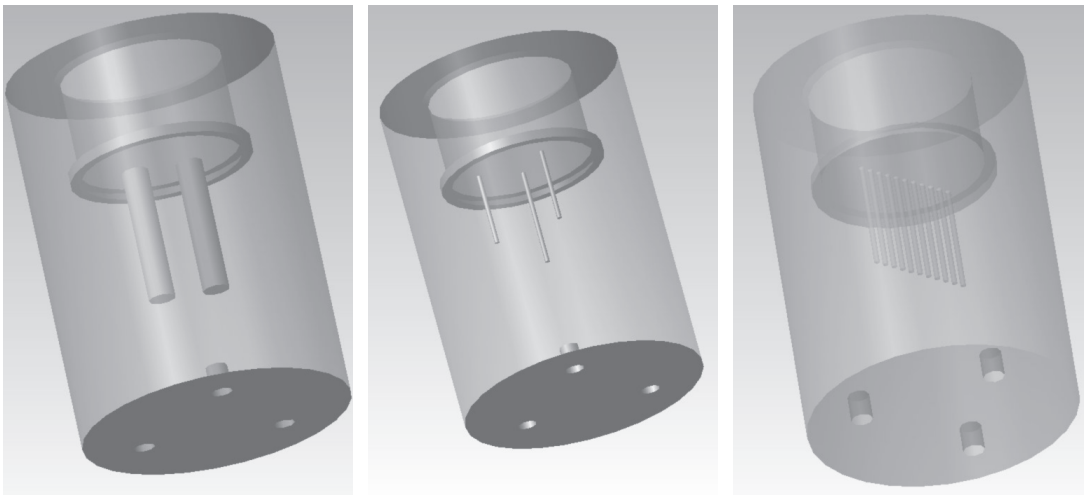

Рис. 2. Общий вид фантомов (слева направо: контрастный фантом, фантом для измерения пространственного разрешения, фантом для измерения линейности).

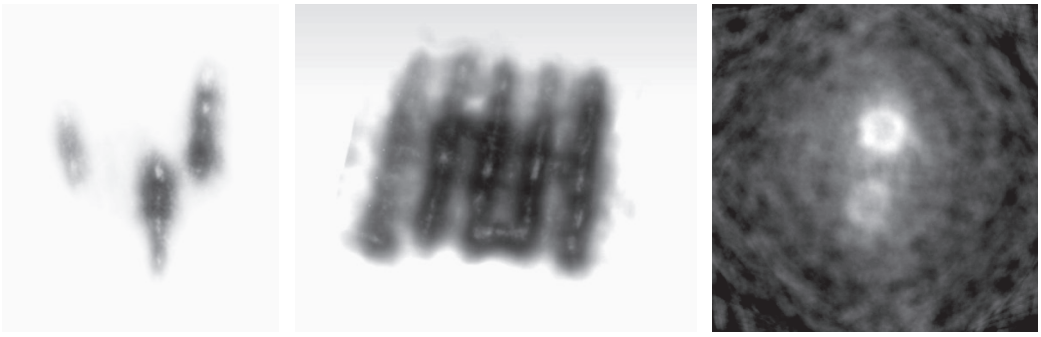

Рис. 3. Результаты томографической реконструкции. Слева – восстановленный объем фантома для измерения пространственного разрешения с раствором Tc-99m. По центру – восстановленный объем фантома для измерения линейности. Справа – томографический срез фантома для измерения контрастности.

лить, насколько система визуализации чувствительна к различию в удельной активности радиоактивного препарата.

Фантом для измерения линейности

Данный фантом представляет из себя ряд одинаковых капилляров, диаметром 1.1 мм, расположенных вдоль одной линии с шагом 1 мм (рис. 2). Фантом предназначен для измерения пространственной линейности. Заполняя определенные капилляры радиоактивным раствором, по полученному изображению возможно определить насколько положение капилляра отклонено от его реального местоположения. Полученная информация может быть использована для учета дисторсий и неоднородностей детектора при дальнейшей обработке реальных изображений.

Фантом для измерения пространственного разрешения

Фантом для измерения пространственного разрешения (рис. 2) представляет три капилляра диаметром 1.1 мм. Центральный капилляр длиннее остальных и расположен строго по центру фантома. Два остальных капилляра расположены на расстоянии 10 мм от центрального и при взгляде сверху образуют вершины прямоугольного треугольника. Фантом является мультизадачным – помимо измерения томографического пространственного разрешения, по отклонению центрального капилляра на полученных изображениях можно судить о нарушении юстировки (наклон детектора, наклон оси вращения, наклон поворотной платформы). Таким образом, информация, полученная при помощи данного фантома способна помочь не только при оценке каче-

ства работоспособности системы, но также может быть использована при калибровке и юстировке системы визуализации.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Для томографической реконструкции каждого из описанных выше фантомов (рис. 3) было получено 120 кадров с шагом 3°, время экспозиции 2 мин/кадр. Полная активность радиофармпрепарата составила 83 Мбк.

Полученные данные позволили определить:

• томографическое пространственное разрешение, которое составило 2.5 мм для поля зрения 57 × 57 мм;

• линейность системы визуализации – 0.1% (отклонение от прямой линии);

• точность определения отношения активностей внутри фантома 98%.

Данные полученные на фантоме для измерения пространственного разрешения также показали, что во время измерений ось вращения фантома была незначительно наклонена и смещена, что впоследствии привело к ухудшению пространственного разрешения. Проведение более точной юстировки сканера (с учетом наклона объекта и детектора, точного позиционирования оси вращения и т.д.) или внесение соответствующих коррекций на этапе обработки позволит добиться более высокого пространственного разрешения. Помимо юстировки, важным фактором влияющим на пространственное разрешение является коллиматор. Изменение типа коллиматора (увеличение ранга матрицы и уменьшение диаметра отверстий) будет способствовать увеличению системного пространственного разрешения. К факторам влияющим на качество полученных изображений стоит также отнести поправку на снижение активности раствора Tc-99m, так как время одного сканирования с учетом поворота коллиматора составляло 9 ч, что составляет 1.5 периода полураспада Tc-99m. Снижению времени сканирования и соответственно увеличению системной эффективности регистрации будет способствовать изменение геометрии установки (уменьшение расстояния от исследуемого объекта, до детектора), что в свою очередь приведет к изменению параметров мультипинхольного коллиматора. Дополнительные фильтрация и сглаживание на этапах декодирования тенеграмм и томографической реконструкции позволит увеличить отношение сигнал/шум, что будет способствовать повышению качества полученных данных.

ВЫВОДЫ

Представленная система микро-ОФЭКТ, благодаря высокому томографическому пространственному разрешению (2.5 мм), широкому полю зрения (57 × 57 мм), может быть использована для доклинических исследований лекарственных препаратов на лабораторных животных. Высокая линейность указывает на однородность детектора и хорошее качество выбранного метода реконструкции. Разработанные фантомы могут использоваться в тестах для оценки качества работоспособности систем ОФЭКТ с малым полем зрения. При проектировании и создании подобных фантомов необходимо учитывать, что элементы используемые в структуре фантома не должны быть меньше системного пространственного разрешения, а сама внутренняя структура не должна быть больше поля зрения.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данное исследование было выполнено при поддержке РФФИ и СИТМА, в рамках проекта № 18-52-34005.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Quality Assurance for SPECT Systems. IAEA Human Health Series. No. 6. 2009. Vienna: IAEA. P. 263.
2. Planning a Clinical PET Centre. IAEA Human Health Series. No. 11. 2010. Vienna: IAEA. P. 160.
3. https://www.techstreet.com/nema/standards/nema-nu-1-2018?product_id=2073744.
4. https://www.techstreet.com/nema/standards/nema-nu-2-2018?product_id=2017225.
5. *Rozhkov V. et al.* // J. Instrum. 2020. V. 15 (6). P. P06028.
6. *Llopart X., Ballabriga R., Campbell M., Tlustos L., Wong W.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2007. V. 581 (1–2). P. 485–494.
7. *Butler A., Butler P., Bell S., Chelkov G.A., et al.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2015. V. 12 (1). P. 59–73.
8. *Abbaspour S. et al.* // World J. Nucl. Mater. 2017. V. 16 (2). P. 101–107.
9. *Cieślak M.J., Gamage K.A.A., Glover R.* // Rad. Meas. 2016. V. 92. P. 59–71.
10. *Gottesman S.R., Fenimore E.E.* // Appl. Opt. 1989. V. 28. P. 4344–4352.
11. *Van Aarle W., Palenstijn W.J., De Beenhouwer J., Altantzis T., Bals S., Batenburg K.J., Sijbers J.* // Ultramicroscopy. 2015. V. 157. P. 35–47.

3D Visualization of Radiotracers for SPECT Imaging using a Timepix Detector with a Coded Aperture

V. A. Rozhkov[1, *], A. S. Zhemchugov[1], A. Leyva[1, 2], and P. I. Smolyanskiy[1]

[1]*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow obl., 141980 Russia*

[2]*Center of Technological Applications and Nuclear Development, Havana, Cuba*

**e-mail: rozhkov@jinr.ru*

Received October 26, 2021; revised November 3, 2021; accepted November 14,2021

Abstract—The micro-SPECT system with 2.5 mm spatial resolution, for a field of view of 57 × 57 mm, is presented, the results of tomographic reconstruction of calibration phantoms with Tc-99m solution are demonstrated. A description of the phantoms design that can be used to assess the quality of the SPECT system with a small field of view is given.

Keywords: SPECT, Tc-99m, Timepix, CdTe, coded aperture, phantoms

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2022, том 13, № 3, с. 304–308

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

УДК 621.384.6

РАЗРАБОТКА УСКОРЯЮЩИХ СТРУКТУР IH–ТИПА

© 2022 г. А. А. Горчаков[a], *, М. А. Гусарова[a], М. В. Лалаян[a], С. Е. Топорков[a]

[a] *Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, 115409 Россия*

**E-mail: aagorchakov@mephi.ru*

Поступила в редакцию 19.07.2021 г.
После доработки 09.09.2021 г.
Принята к публикации 28.09.2021 г.

В работе представлены результаты разработки коротких пятизазорных ускоряющих структур IH-типа с фиксированной длинной ускоряющих зазоров, рассчитанных на частоту 80 МГц и скорости 0.06*c* и 0.1*c*. Рассмотрены вопросы выбора оптимальной длины ускоряющих зазоров, геометрии трубок дрейфа и системы крепления трубок дрейфа с учетом ограничений на величину высокочастотных потерь в стенках резонатора и обеспечения распределения поля на оси, при котором величина поля в крайних ускоряющих зазорах составляет не менее 50% от величины поля в центральных зазорах.

Ключевые слова: ускоряющие структуры, ускоряющие зазоры, стенки резонаторов, резонаторы IH-типа.

DOI: 10.56304/S2079562922010158

ВВЕДЕНИЕ

В линейных ускорителях ионов для ускорения частиц в диапазоне относительных скоростей β от 0.01 до 0.4 используют структуры с трубками дрейфа E- и H-типа [1]. Структуры E-типа с трубками дрейфа типа Альвреца имеют рабочий вид колебаний E_{010} и используются в ускорителях в диапазонах β от 0.04 до 0.43. Однако следует отметить, что максимальная эффективность таких структур приходится на более узкий диапазон β от 0.1 до 0.4. При β от 0.1 до 0.4 наряду со структурами типа Альвареца используют структуры CH-типа (Crossbar H-type) с рабочим видом колебаний H_{210}. Структуры CH-типа по сравнению со структурами типа Альвареца имеют большее значение шунтового сопротивления, а, следовательно, меньшие потери высокочастотной (ВЧ) мощности в стенках резонатора. При β от 0.01 до 0.1 предпочтительнее использование резонаторов IH-типа (Intedigital H-type) с рабочим видом колебаний H_{110}. Резонаторы этого типа имеют высокие значения шунтовых сопротивлений и отличаются высокой емкостной нагрузкой, что позволяет получить более компактные структуры, с аналогичными ускорителю Альвареса электродинамическими характеристиками [2]. В классическом исполнении структуры с трубками дрейфа – это длинные многозазорные резонаторы. Такие структуры используются, например, в UNILAC GSI, CPHS (Compact Pulse Hadron Source at Tsinghua University), XiPAF (Xi`an Proton Application Facility) [3, 4]. Так же следует отметить, что изменение скорости частиц при пролете длинной ускоряющей структуры требует изменения длины ускоряющих зазоров и трубок дрейфа по длине резонатора.

В настоящее время при проектировании линейных ускорителей отдается предпочтение модульному подходу компоновки, который заключается в использовании нескольких групп коротких резонаторов с фиксированной длиной ускоряющих зазоров для каждой группы [5]. Данный подход позволяет обеспечить унификацию блоков, взаимозаменяемость идентичных модулей, а также обеспечивает возможность поэтапного ввода модулей ускорителя в эксплуатацию.

В работе представлены результаты разработки коротких пятизазорных ускоряющих структур IH-типа с фиксированной длиной зазора на частоту 80 МГц и скорости 0.06*c* и 0.1*c*. Геометрия вакуумной области резонаторов и габаритные размеры настроенных структур приведены на рис. 1.

Использование системы крепления трубок дрейфа с общим основанием и пилоном (рис. 1), по сравнению с конструкцией, в которой каждая трубка крепится к внешней поверхности резонатора отдельно, позволяет снизить значение напряженности магнитного поля на поверхности структуры, а следовательно умешнить высокочастотные (ВЧ) потери в стенках [6]. Кроме этого конструкция с попарно установленными трубками дрейфа на одном основании значительно упрощает процесс юстировки при изготовлении.

Ниже рассмотрены вопросы выбора оптимальной длины ускоряющих зазоров геометрии трубок дрейфа с учетом минимизации высокочастотных потерь в стенках резонатора (не более 50 кВт для

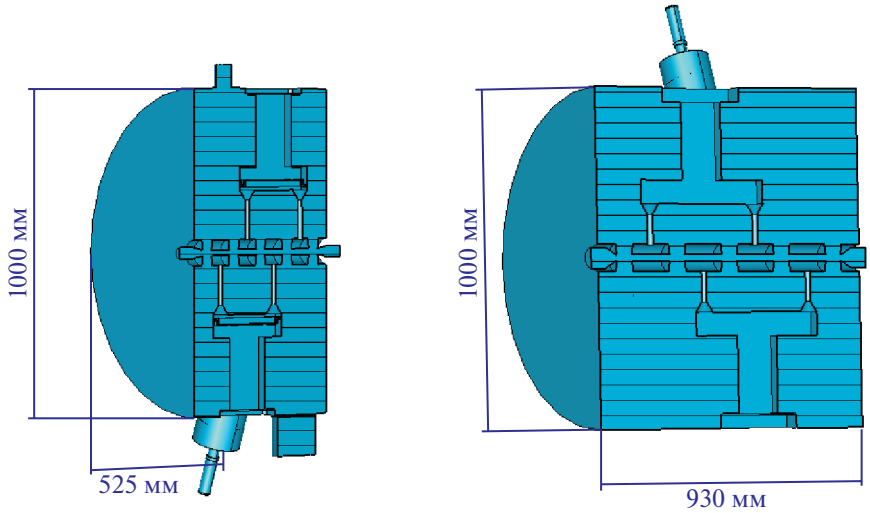

Рис. 1. Вакуумная модель структур на относительную скорость частиц 0.06 (слева), 0.1 (справа).

структуры с $\beta = 0.06$ и не более 150 кВт для структуры с $\beta = 0.1$), а так же обеспечения распределения поля на оси при котором величина поля в крайних ускоряющих зазорах составляет не менее 50% от величины поля в центральных зазорах.

ВЫБОР ДЛИНЫ УСКОРЯЮЩЕГО ЗАЗОРА

Рабочим видом колебаний для резонаторов IH-типа является волна H_{110}, с периодом колебания π, при котором линии напряженности ускоряющего поля в соседних зазорах направлены противоположно, а длина периода структуры составляет половину длины волны. На рис. 2 представлена упрощенная схема с двумя зазорами, где d – период структуры, g – длина ускоряющего зазора.

На виде колебаний π период структуры определяется согласно выражению (1).

$$d = \frac{\beta\lambda}{2}, \tag{1}$$

где β – относительная скорость ускоряемых частиц, λ – длина волны. В табл. 1 приведены результаты расчета периода структуры для структур,

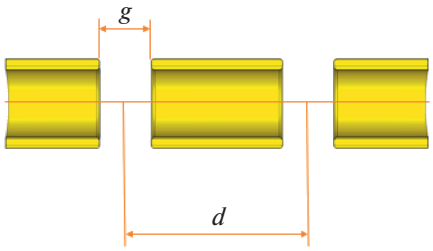

Рис. 2. Упрощенная схема с двумя зазорами.

рассчитанных на скорости 0.06c и 0.1c на частоте 80 МГц.

Для обеспечения максимальной эффективности структуры, т.е., максимального времяпролетного фактора, выгодно уменьшать длину ускоряющего зазора. С другой стороны, уменьшение зазора приводит к увеличению его емкости, а следовательно, к падению шунтового сопротивления структуры. Наличие двух конкурирующих требований приводит к необходимости компромисса. В работах [6, 7] показано, что для двухзазорных структур максимальная эффективность структуры достигается при соотношение длины зазора к межзазорному расстоянию примерно $a = 1/3$. Для многозазорных резонаторов IH-типа в работе [8] показано, что эффективными считаются структуры, у которых отношения длины ускоряющего зазора, к межзазорному расстоянию не превышает $a < 0.6$.

Так же, при выборе длины ускоряющего зазора, необходимо учитывать влияние радиуса апертуры r_a трубок дрейфа на распределение поля. При больших величинах r_a электрическое поле может проникать через апертуру внутрь трубки дрейфа, и благодаря этому ускоряющий зазор как бы удлиняется. В работе [9] приводится выражение (2) для вычисления эффективной длины ускоряющего зазора g_e:

$$g_e = \sqrt{g^2 + 4r_a^2}\ . \tag{2}$$

В табл. 1 представлены результаты расчета диапазона длин ускоряющего зазора для рассматриваемых структур с учетом получения максимальной эффективности структуры при сохранении высокого шунтового сопротивления, а также с учетом влияния радиуса апертуры. Показано, что длина ускоряющего зазора для структуры со скоростью 0.06c лежит в диапазоне от 37 до 67 мм, для струк-

Таблица 1. Результаты расчета диапазона длин ускоряющего зазора с учетом провисания поля

f, МГц	λ, м	β	d, м	g, м ($a = 1/3$)	g_e, м ($a = 1/3$; $r_a = 9.0$ мм)	g, м ($a = 0.6$)
80.0	3.75	0.06	0.112	0.037	0.042	0.067
80.0	3.75	0.1	0.188	0.062	0.065	0.113

туры со скоростью 0.1c в диапазоне от 62 до 113 мм.

ВЫБОР ГЕОМЕТРИИ И ТОЛЩИНЫ ТРУБОК ДРЕЙФА

Геометрия трубки дрейфа определяет такой важный параметр как шунтовое сопротивление (3), которое отвечает за мощность потерь в стенках резонатора, а, следовательно, за эффективность работы ускорителя. А так же влияет на равномерность распределения ускоряющего поля на оси структуры.

$$Z = \frac{\left(\int_0^l |E_{0z}(z)| dz\right)^2}{P}. \quad (3)$$

В ходе разработки структур были рассмотрены три варианта геометрии пролетных трубок (рис. 3): простая цилиндрическая, цилиндрическая с компенсирующими кольцами и цилиндрическая со скосами.

На графике, представленном на рис. 4, приведена полученная зависимость шунтового сопротивления от толщины трубок дрейфа t на примере структуры, рассчитанной на частоту 80 МГц и $\beta = 0.06$. Для этой же структуры получены графики распределения напряженности ускоряющего поля на оси для конструкции с трубками дрейфа толщиной 5, 50 мм и для геометрии с компенсационными кольцами (рис. 5). Длина зазора для структуры с $\beta = 0.06$, обеспечивающая величину напряженности ускоряющего поля в крайних ускоряющих зазорах не менее 50% от величины поля в центральных зазорах, составила $g = 42$ мм, что входит в допустимый диапазон для данного значения β. Аналогичные расчеты были проведены для структуры со скоростью 0.1c. Длина зазора составила 62.0 мм.

Из графика, представленного на рис. 4 видно, что с уменьшением толщины трубок дрейфа шунтовое сопротивление структуры линейно растет, а следовательно потери снижаются. Однако равномерность распределения ускоряющего поля на оси ухудшается (рис. 5). При малой толщине стенок трубок дрейфа наблюдается снижение напряженности электрического поля в центральных ускоряющих зазорах и сильная неравномерность поля в боковых зазорах. Важно так же учитывать, что при использовании плоских трубок дрейфа с увеличением толщины увеличивается вероятность возникновения мультипакторного разряда, который может возникать в зазоре между двумя параллельными поверхностями и приводить к деградации поверхости [10]. Для предотвращения развития мультипакторного разряда возможно использование трубок дрейфа со скосами (рис. 3в), которые обеспечивают спад поля и отсутствие стабильных траекторий движения частиц [8].

Структура с тонкими трубками дрейфа и компенсирующими кольцами по бокам, так же характеризуется равномерным распределением ускоряющего поля (рис. 5) и пониженной верятнстью возникновения мультипакторного разряда за счет смещения параллельных плоскостей относительно друг друга.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ЭДХ

Для определения максимально возможных значений напряжений U на пятизазорных резона-

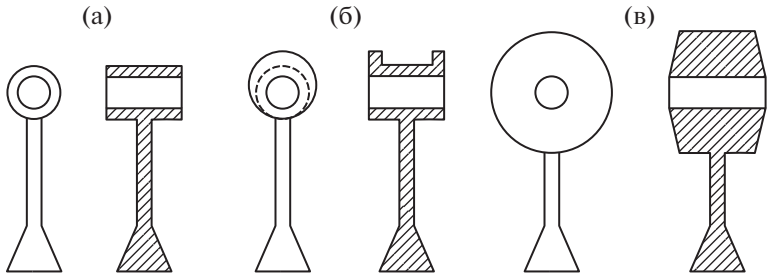

Рис. 3. Изображение различных видов трубок дрейфа: (а) тонкая трубка дрейфа, (б) тонкая трубка дрейфа с компенсационными кольцами, (в) толстая трубка дрейфа со скосом.

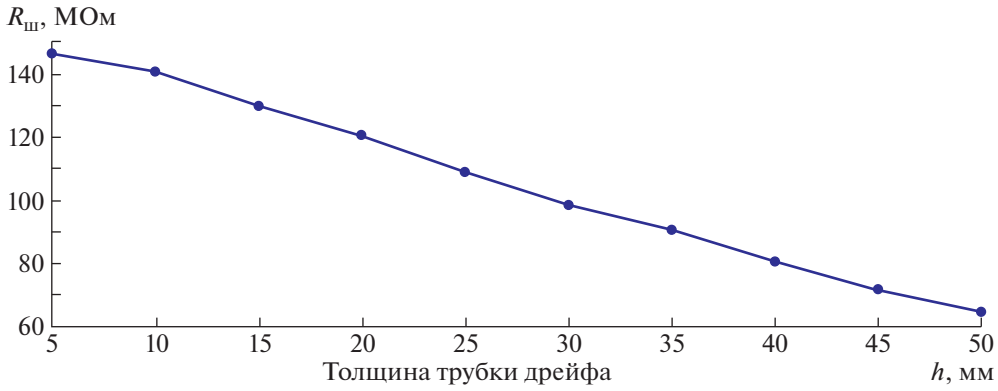

Рис. 4. График зависимости шунтового сопротивления от толщины трубок дрейфа.

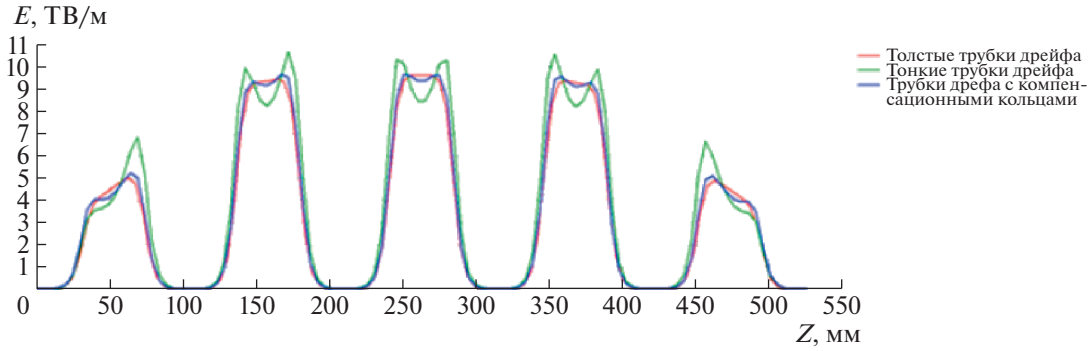

Рис. 5. График распределения ускоряющего поля вдоль оси пролета пучка.

торах IH-типа, рассчитанных на частоту 80.0 МГц, при которых потери в стенках резонатора P не будут превышать 50 кВт для структур со скоростью 0.06c и 150 кВт для структур со скоростью 0.1c рассчитаны значения шунтовых сопротивлений $R_ш$ для трех вариантов геометрии трубок дрейфа (рис. 3). Результаты расчетов представлены в табл. 2.

Показано, что для структуры со скоростью 0.06c напряжение на резонаторе при ограничении мощности потерь в 50 кВт лежит в диапазоне от 2.14 до 2.7 МВ, для структуры со скоростью 0.1c при ограничении мощности потерь в 150 кВт напряжение в диапазоне от 3.5 до 4.8 МВ.

Структуры со скошенными торцами трубок дрейфа для предотвращения мультипаткорного разряда обеспечивают равномерность поля до значений напряжения 2.1 и 3.5 МВ соответственно. Геометрия трубок дрейфа с компенсирующими кольцами позволяет повысить эти значения до 2.4 и 3.8 МВ соответственно. Таким образом показано, что геометрия с использованием тонких трубок

Таблица 2. Значения шунтовых сопротивлений и максимальных значений напряжения на резонаторе с учетом ограничения по мощности потерь в стенках резонатора

Параметр	Структура с трубками дрейфа типа рис. 3а	Структура с трубками дрейфа типа рис. 3б	Структура с трубками дрейфа типа рис. 3в	Структура с трубками дрейфа типа рис. 3а	Структура с трубками дрейфа типа рис. 3б	Структура с трубками дрейфа типа рис. 3в
β	0.06			0.1		
P, кВт	50			150		
t, мм	5	5	50	5	5	50
$R_ш$, МОм	143.4	123.1	89.7	156.2	95.8	80.3
U, МВ	2.7	2.4	2.1	4.8	3.8	3.5

дрейфа с компенсационными кольцами позволяет обеспечить возможность получения большего значения ускоряющего поля (напряжения на резонаторе) по сравнению со структурой со скосами и при этом избежать ухудшения равномерности распределения ускоряющего поля на оси. Однако при принятии решения о выборе геометрии трубок дрейфа так же следует учитывать тот факт, что структура со скосами является на порядок проще и дешевле в изготовлении по сравнению со структурой с компенсационными кольцами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты расчетов показали, что пятизазорные ускоряющие структуры IH-типа на частоте 80 МГц со скоростью 0.06*c* позволяют обеспечить напряжение на резонаторе при ограничении мощности потерь в 50 кВт с сохранением равномерности распределения ускоряющего поля на оси структуры от 2.1 до 2.4 МВ. При этом для обеспечения равномерности распределения ускоряющего поля на оси при напряжениях свыше 2.1 МВ необходимо использовать геометрию пролетных трубок с компенсационными кольцами. Для структуры со скоростью 0.1*c*, при ограничении мощности потерь в 150 кВт, этот диапазон составляет от 3.5 до 3.8 МВ. Геометрия с компенсационными трубками требуется при напряжениях выше 3.5 МВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Kurennoy S., Rybarcyk L. and Wangler T.* // Proc. PAC07, FROBC03. P. 3824–3826. https://doi.org/10.1109/PAC.2007.4439921
2. *Paramonov V.V., Durkin A.P.* // Proc. Conf. LaPlas-2019. 2019. Moscow: NRNU MEPhI. P. 122–123.
3. *Ratzinger U. et al.* // Efficient Heavy Ion Acceleration with IH-Type Cavites for High Current Machines in the Energy Range. Proc. LINAC2016. East Lansing, MI, USA.
4. *Tang R. et al.* // RF and Primary Beam Dynamics Design of a 325 MHz IH-DTL. Proc. IPAC2017. Copenhagen, Denmark.
5. *Henderson, S. et al.*, // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2014. V. 763. P. 610–673. https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.03.067
6. *Delayen J.R.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1987. V. 259. P. 341–357.
7. *Звягинцев В.Л.* Теоретическое и экспериментальное исследование сверхпроводящих коаксиальных четвертьволновых резонаторов для линейных ускорителей ионов / Дисс. к.т.н. 2013. Москва.
8. *Ratzinger U.* // Proc. CAS-CERN Accelerator School: Radio Frequency Engineering. 2015. P. 351. https://doi.org/10.5170/CERN-2005-003.351
9. *Ben-Zvi, Brennan J.M.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1983. V. 212. P. 73–79.
10. *Гусарова М.А.* Мультипакторный разряд в элементах и узлах линейных ускорителей / Дисс. к.т.н. 2009. Москва.

Development OF IH–Type Acceleration Structures

A. A. Gorchakov[1], *, M. A. Gusarova[1], M. V. Lalayan[1], and S. E. Toporkov[1]

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

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

Received July 19, 2021; revised September 9, 2021; accepted September 28,2021

Abstract—The paper presents the results of the development of short five-band accelerating structures of IH-type with a fixed length of accelerating gaps, calculated at a frequency of 80 MHz and velocities of 0.06*c* and 0.1*c*. The issues of choosing the optimal length of accelerating gaps, the geometry of drift tubes and the system of fixing drift tubes, taking into account restrictions on the magnitude of high-frequency losses in the walls of the resonator and ensuring the field distribution on the axis, at which the field value in the extreme accelerating gaps is at least 50% of the field value in the central gaps, are considered.

Keywords: accelerating structures, accelerating gaps, cavity walls, IH-type cavities

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2022, том 13, № 3, с. 309–312

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

УДК 621.384.6

СПИНОВАЯ ХРОМАТИЧНОСТЬ ПУЧКА: УДЛИНЕНИЕ ОРБИТЫ И БЕТАТРОННАЯ ХРОМАТИЧНОСТЬ

© 2022 г. Ю. В. Сеничев[a], *, А. Е. Аксентьев[a], А. А. Мельников[a]

[a] *Институт ядерных исследований РАН, проспект 60-летия Октября 7а, Москва, 117312 Россия*

**E-mail: y.senichev@inr.ru*

Поступила в редакцию 19.07.2021 г.
После доработки 09.08.2021 г.
Принята к публикации 09.08.2021 г.

Основная идея метода измерения электрического дипольного момента основана на измерении усредненной частоты прецессии спина частиц в сгустке. Проблема максимального времени когерентности прецессии спина частиц в сгустке сводится к минимизации разброса длин орбит всех частиц. Это достигается введением секступолей с полями, которые минимизируют хроматичность частоты прецессии спина. Мы экспериментально обнаружили, что минимизация хроматичности бетатронного движения приводит к минимизации хроматичности частоты прецессии спина. В этой статье мы исследуем эту взаимосвязь.

Ключевые слова: удлинение орбиты, бетатронные колебания, хроматичность

DOI: 10.56304/S2079562922010389

ВВЕДЕНИЕ

Основная идея метода измерения электрического дипольного момента основана на измерении усредненной частоты прецессии спина частиц в сгустке; поэтому время, в течение которого колебания спина частиц в сгустке остаются когерентными, играет решающую роль в экспериментах по поиску электрического дипольного момента протона/дейтрона. Это время называется временем когерентных колебаний, и его нужно иметь как можно большим. Эффекты спиновой декогеренции возникают из-за зависимости частоты прецессии спина от траектории частицы в трехмерном пространстве. В связи с тем, что в случае сгруппированного пучка все частицы находятся в сепаратрисе, каждая из них должна совершить один оборот в ускорителе в среднем за один и тот же период независимо от длины их орбиты. Это возможно только в том случае, когда скорости различных частиц сгустка различны. В связи с этим возникает так называемая эффективная энергия частицы, которая определяет частоту прецессии спина в трехмерном пространстве. Таким образом, проблема максимального времени когерентности для прецессии спина частиц в сгустке сводится к минимальному разбросу длин орбит всех частиц. Это достигается путем введения секступолей с полями, минимизирующими хроматичность частоты прецессии спина. Экспериментально было обнаружено, что минимизация бетатронной хроматичности приводит к минимизации спиновой хроматичности.

1. ТРИ ВИДА ОТКЛОНЕНИЯ ТРАЕКТОРИИ ЧАСТИЦ ОТ ОСИ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ УДЛИНЕНИЕ ОРБИТЫ

Запишем уравнение движения в горизонтальной и вертикальной плоскостях $x(s), y(s)$ с продольной координатой s:

$$x'' + K_1(s)x = \frac{1}{\rho(s)}\delta_0 + F^x_{\text{kick}}(s),$$
$$y'' - K_1(s)x = +F^y_{\text{kick}}(s), \tag{1}$$

где $K_1(s) = \dfrac{B'(s)}{\rho B_y}$ – сила квадруполя с градиентом $B'(s) = \dfrac{\partial B_y}{\partial x}(s)$, $\rho(s)$ – кривизна орбиты, $\delta_0 = \dfrac{\Delta p}{p_0}$ разброс по импульсам, $F^x_{\text{kick}}(s)$ and $F^y_{\text{kick}}(s)$ внешние нелинейные силы произвольного порядка. В частности, для секступоля: $F^x_{\text{kick}}(s) = K_2(s)\dfrac{x^2 - y^2}{2}$ и $F^y_{\text{kick}}(s) = -K_2(s)xy$, где $K_2(s) = \dfrac{B''(s)}{\rho B_y}$ с градиентом $B''(s) = \dfrac{\partial^2 B_y(s)}{\partial x^2}$. Здесь мы вводим обозначение “kick” $F^{x,y}_{\text{kick}}$, поскольку в дальнейшем правая часть уравнения (1) будет рассматриваться как слабое возмущение собственного колебания частицы,

сосредоточенное на коротком периоде с фиксированным отклонением от оси.

Общее смещение “нереференсной” частицы относительно референсной определяется тремя составляющими

$$x(s) = \underbrace{x_\beta(s)}_{\substack{\beta\text{-бетатронный}\\ \text{член}}} + \underbrace{\eta(s)\delta}_{\substack{\text{член } x_\eta \text{ благодаря}\\ \text{дисперсии } \eta}} + \underbrace{x_{\text{kick}}(s)}_{\substack{\textit{kick}\text{ член}\\ n\text{-го порядка}}},$$
$$y(s) = \underbrace{y_\beta(s)}_{\substack{\beta\text{-бетатронный}\\ \text{член}}} + \underbrace{y_{\text{kick}}(s)}_{\substack{\textit{kick}\text{ член}\\ n\text{-го порядка}}}. \quad (2)$$

a) “β-бетатронный” член

Мы предполагаем, что дисперсия в вертикальной плоскости отсутствует. Теперь давайте определим каждый член отдельно. Начнем с первого β-осциллирующего члена $x_\beta(s)$. Его можно определить, решив однородное уравнение Хилла, описывающее свободные колебания в оптике с нулевой дисперсией:

$$x'' + K_1(s)x = 0. \quad (2a)$$

Используя теорему Флоке [1]:

$$x_\beta(s) = \sqrt{2J_x\beta_x(s)}\cos[\psi_x(s)], \quad (3)$$

где $\beta_x(s)$ – beta функция, $\psi_x(s) = \int_{s_0}^{s}\frac{1}{\beta_x(t)}dt$ – фаза Флоке, $J_x(s) = \oint x'\mathrm{d}x$ – интеграл действия. Вместо интеграла действия часто используется простое выражение для описания бетатронного движения $x_\beta(s) = \sqrt{\varepsilon_x\beta_x(s)}\cos[\psi_x(s)]$. В вертикальной плоскости – аналогично:

$$y_\beta(s) = \sqrt{2J_y\beta_y(s)}\cos[\psi_y(s)]. \quad (3a)$$

b) “Дисперсионный” член

Определим член, возникающий из-за дисперсии $x_\eta(s) = \delta_0\eta(s)$ в горизонтальной плоскости, где периодическое решение дисперсии $\eta(s)$ определяется из уравнения (без $F_{\text{kick}}^{x,y}(s)$):

$$\eta'' + K_1(s)\eta = \frac{1}{\rho(s)}. \quad (4)$$

Периодическое решение (4) ищем методом вариации постоянных:

$$\eta(s) = \frac{\sqrt{\beta_x(s)}}{2\sin\pi\nu_x}\times \oint\frac{1}{\rho(t)}\sqrt{\beta_x(t)}\cos[\psi(t)-\psi(s)-\pi\nu_x]dt. \quad (4a)$$

Умножая (4a) на разброс по импульсам, мы получаем второй член $x_\eta(s) = \delta_0\eta(s)$ в (2):

$$x_\eta(s) = \frac{\sqrt{\beta_x(s)}}{2\sin\pi\nu_x}\times \oint\frac{\delta_0}{\rho(t)}\sqrt{\beta_x(t)}\cos[\psi(t)-\psi(s)-\pi\nu_x]dt. \quad (5)$$

c) Внешний “kick”

Здесь мы предполагаем, что в произвольной точке орбиты $s = s_i$ воздействует сила $F_{\text{kick}}(s_i)$. Снова воспользуемся методом вариации постоянных. Интегрируя по длине элемента L_i в приближении постоянства силы воздействия и суммируя по всем элементам, мы получаем выражение для $x_{\text{kick}}(s)$:

$$x_{\text{kick}}(s) = \frac{\sqrt{\beta_x(s)}}{2\sin\pi\nu_x}\times \sum_i\sqrt{\beta_x(s_i)}F_{\text{kick}}(s_i)L_i\cos[\psi(s_i)-\psi(s)-\pi\nu_x]. \quad (6)$$

2. УДЛИНЕНИЕ ОРБИТЫ

У нас есть все необходимые выражения для определения удлинения орбиты. В обычном понимании, это

$$\Delta C_\Sigma = \int_0^C\frac{x}{\rho}ds + \int_0^C\left(\frac{x'^2+y'^2}{2}\right)ds, \quad (7)$$

где x, y – совокупное отклонение по обеим координатам.

a) Нелинейный вклад

Начнем с нелинейного вклада x'^2, y'^2 подставляя его во второй интеграл выражения (7).

Используя (3) и соотношение для параметров Твисса $\psi' = 1/\beta$ и $\alpha = -\beta'/2$ мы имеем для однородного уравнения (2a):

$$x'_\beta(s) = -\frac{\sqrt{2J_x}}{\sqrt{\beta_x(s)}}\{\alpha_x\cos[\psi_x(s)] + \sin[\psi_x(s)]\}. \quad (8)$$

Поскольку усредненная по кольцу величина $\beta' = 0$, то $\alpha = 0$ и $\beta\gamma - \alpha^2 = 1$, и (8) принимает вид:

$$x'_\beta(s) = -\frac{\sqrt{2J_x}}{\sqrt{\beta_x(s)}}\sin[\psi_x(s)] = -\sqrt{2J_x\gamma_x(s)}\sin[\psi_x(s)]. \quad (9)$$

Аналогично для вертикальной плоскости:

$$y'_\beta(s) = -\sqrt{2J_y\gamma_y(s)}\sin[\psi_y(s)] \quad (10)$$

Подставляя (9), (10) в (7) мы имеем:

$$\Delta C_{x',y'} = \int_0^C \left(\frac{x'^2 + y'^2}{2} \right) ds = 2J_x \frac{1}{2} \times$$
$$\times \int_0^C \gamma_x \sin^2 [\psi_x(s)] ds + 2J_y \frac{1}{2} \int_0^C \gamma_y \times \tag{11}$$
$$\times \sin^2 [\psi_y(s)] ds = \frac{1}{2} J_x \int_0^C \gamma_x ds + \frac{1}{2} J_y \int_0^C \gamma_y ds.$$

b) Линейный вклад

Вклад бетатронного члена $x_\beta(s)$ первой части (7) будет нулевым; поэтому удлинение орбиты (7) определяется только членом $x_\eta(s)$:

$$\Delta C_{\frac{x}{\rho}} = \int_0^C \frac{x_\beta(s) + x_\eta(s)}{\rho} ds =$$
$$= \underbrace{\int_0^C \frac{\sqrt{\varepsilon_x \beta_x(s)} \cos[\psi_x(s)]}{\rho} ds}_{\Downarrow \atop 0} + \tag{12}$$
$$+ \int_0^C \frac{x_\eta(s)}{\rho} ds = \int_0^C \frac{x_\eta(s)}{\rho} ds,$$

и

$$\Delta C_{\frac{x}{\rho}} = \delta_0 \int_0^C \frac{\eta(s)}{\rho(s)} ds. \tag{13}$$

Поскольку интеграл (13) совпадает с определением коэффициента расширения орбиты, то

$$\Delta C_{\frac{x}{\rho}} = \delta_0 \alpha \left(\delta_0^n \right) = \delta_0 \left(\alpha_0 + \alpha_1 \delta_0 + \alpha_2 \delta_0^2 + \ldots \right) \tag{14}$$

Очевидно, что коэффициент расширения орбиты (13) вносит существенный вклад в удлинение орбиты из-за своего линейного члена α_0 в выражении (14). Для компенсации этого влияния используется ВЧ поле, “перемешивающее” по энергии частицы с различным отклонением от равновесного импульса; таким образом мы получаем $\delta_0 \alpha_0 \approx 0$. Однако это не позволяет получить $\delta_0^2 \approx 0$. Следовательно, в случае значительного вклада нелинейного члена в удлинение орбиты потребуется специальная структура, где с помощью секступолей происходит подстройка $\alpha_1 \approx 0$.

c) Внешний “kick”

Используя выражение (6) и подставляя его в $\Delta C_{\text{kick}} = \int_0^C \frac{x}{\rho} ds$, мы получаем общее выражение для удлинения орбиты за счет нелинейной внешней силы:

$$\Delta C_{\text{kick}} = \sum_i F_{\text{kick}}(s_i) L_i \frac{\sqrt{\beta_x(s_i)}}{2 \sin \pi \nu_x} \times$$
$$\times \int_0^C \frac{1}{\rho(s)} \sqrt{\beta_x(s)} \cos[\psi(s) - \psi(s_i) - \pi \nu_x] ds = \tag{15}$$
$$= \sum_i F_{\text{kick}}(s_i) L_i \eta(s_i).$$

Таким образом, удлинение орбиты, связанное с воздействием внешней силы, равно сумме произведения нормированной силы на дисперсионную функцию в точке воздействия силы. В дальнейшем эта формула будет использоваться для нелинейного воздействия секступолей.

d) Секступольная коррекция

Теперь рассмотрим секступольную коррекцию удлинения орбиты. В этом случае уравнение (1) принимает вид:

$$x'' + K_1(s) x = \frac{1}{\rho(s)} \delta_0 + \frac{1}{2} K_2 \left(x^2 - y^2 \right). \tag{16}$$

Многие авторы упрощают решение уравнения (16), заменяя нелинейный член $\frac{1}{2} K_2 \left(x^2 - y^2 \right)$ на постоянное воздействие вдоль i-го секступоля с силой

$$F_{i\ \text{kick}} L_i = \frac{1}{2} K_2 \left(x_i^2 - y_i^2 \right) L_i. \tag{17}$$

пропорциональной квадрату отклонения частицы от оптической оси, то есть заменой нелинейного члена на постоянный. Подставляя (3) и (3а) в (17), мы имеем:

$$F_{i\ \text{kick}} L_i = K_2 J_x \beta_x L_i \cos^2 [\psi_x(s)] -$$
$$- K_2 J_y \beta_y L_i \cos^2 [\psi_y(s)] = \tag{18}$$
$$= \frac{1}{2} K_2 J_x \beta_x L_i - \frac{1}{2} K_2 J_y \beta_y L_i.$$

Следуя (15), можно записать выражение для удлинения орбиты за счет секступолей:

$$\Delta C_{\text{sext}} = \frac{J_x}{2} \sum_i K_2^i L_i \beta_x(s_i) \eta(s_i) -$$
$$- \frac{J_y}{2} \sum_i K_2^i L_i \beta_y(s_i) \eta(s_i) \tag{19}$$

или, переходя к интегрированию в (19), имеем удлинение орбиты вместе с (11) и (14):

$$\Delta C_\Sigma = \frac{J_x}{2}\int_0^C [\gamma_x + K_2\beta_x(s)\eta(s)]\,ds + \\ + \frac{J_y}{2}\int_0^C [\gamma_y - K_2\beta_y(s)\eta(s)]\,ds + \\ + \delta_0\left(\alpha_0 + \alpha_1\delta_0 + \alpha_2\delta_0^2 + \ldots\right). \quad (20)$$

3. БЕТАТРОННАЯ ХРОМАТИЧНОСТЬ И УДЛИНЕНИЕ ОРБИТЫ

Хроматичность в обеих плоскостях определяется известной формулой [2]:

$$\xi_x = -\frac{1}{4\pi}\int_0^C (K_1\beta_x + K_2\beta_x\eta)\,ds, \\ \xi_y = -\frac{1}{4\pi}\int_0^C (K_1\beta_y - K_2\beta_y\eta)\,ds. \quad (21)$$

Одновременно, из соотношения между параметрами Твисса: $K_1\beta_{x,y} = \gamma_{x,y} + \alpha'_{x,y}$, и поскольку $\int_0^C \alpha'_{x,y}ds = 0$ – получаем:

$$\int_0^C K_1\beta_{x,y}ds = \int_0^C \left(\gamma_{x,y} + \alpha'_{x,y}\right)ds = \int_0^C \gamma_{x,y}ds. \quad (22)$$

Окончательно, можно записать выражение для бетатронной хроматичности

$$\xi_x = -\frac{1}{4\pi}\int_0^C (\gamma_x + K_2\beta_x\eta)\,ds, \\ \xi_y = -\frac{1}{4\pi}\int_0^C (\gamma_y - K_2\beta_y\eta)\,ds. \quad (23)$$

Сравнивая (20) с (23) мы можем представить удлинение орбиты через бетатронную хроматичность:

$$\Delta C_\Sigma = -2\pi\left(J_x\xi_x + J_y\xi_y\right) + \\ + \delta_0\left(\alpha_0 + \alpha_1\delta_0 + \alpha_2\delta_0^2 + \ldots\right). \quad (24)$$

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, можно сказать, что в приближении коротких секступольных элементов бетатронные колебания дают нулевой вклад в удлинение орбиты (а следовательно в спиновую хроматичность), если бетатронная хроматичность равна нулю. Однако следует особо подчеркнуть: продольное движение вносит вклад в спиновую хроматичность независимо от бетатронной хроматичности, и его вклад может быть уменьшен до нуля только лишь при наличии ВЧ поля и нулевого вклада нелинейного члена $\alpha_1 = 0$ в удлинение орбиты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Wilson E.J.N.* // Report CERN 95-06. . 1995. V. I.
2. *Verdier A.* // Report CERN 95-06. 1995. V. I.

Spin Chromaticity of Beam: Orbit Lengthening and Betatron Chromaticity

Y. V. Senichev[1], *, A. E. Aksentyev[1], and A. A. Melnikov[1]

[1]*Institute for Nuclear Research of Russian Academy of Sciences, Moscow 117312 Russia*

**e-mail: y.senichev@inr.ru*

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

Abstract—One possible method of measuring the electric dipole moment of an elementary particle consists in measuring the average spin precession frequency of a polarized beam. The problem of maximizing the spin coherence time of a bunched beam is reduced to the minimization of the particles' orbit length dispersion. This is achieved by introducing sextupoles with fields minimizing the chromaticity of the spin frequency. We have found experimentally that minimizing the chromaticity of betatron motion leads to the minimization of the chromaticity of the spin frequency. In this paper we explore this relationship.

Keywords: orbit lengthening, spin, betatron oscillation, chromaticity