

УДК 537.9, 548.734, 54-165.2

КОМПАКТНЫЕ ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ФИЗИКИ КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ В РОССИИ И МИРЕ: СОСТОЯНИЕ ДЕЛ И ПЕРСПЕКТИВЫ

© 2022 г. К. А. Павлов^{1,2,*}, П. И. Коник¹, Н. А. Коваленко¹, Т. В. Кулевой³,
Д. А. Серебренников⁴, В. В. Субботина^{1,2}, А. Е. Павлова^{1,2}, С. В. Григорьев^{1,2}

¹ *Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова
НИЦ “Курчатовский институт”, Гатчина, Россия*

² *Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*

³ *Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Аликханова
НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия*

⁴ *Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград, Россия*

**E-mail: fairy.neutrons@yandex.ru*

Поступила в редакцию 08.10.2020 г.

После доработки 30.11.2020 г.

Принята к публикации 30.11.2020 г.

Представлена концепция проекта компактного источника нейтронов (КИН), предназначенного для научных исследований и промышленного применения (Dedicated for Academical Research and Industrial Application – DARIA). Рассмотрены варианты оптимизации источника нейтронов для увеличения потока нейтронов и светосилы на образце. Сформирован новый подход к проектированию компактного источника нейтронов DARIA, который начинается с образца и заканчивается источником протонов. Таким образом, с учетом реальных физико-технических ограничений оптимизированы все элементы КИН (ускоритель протонов, мишенная сборка, замедлители и нейтронные станции) в целом и каждый канал, ведущий к установке рассеяния нейтронов, в отдельности. Комплекс нейтронных установок включает в себя спектрометр обратной геометрии, эпитепловой дифрактометр, установку малоуглового рассеяния нейтронов и мультиспектральный дифрактометр. Представлены результаты расчетов мишенной сборки. Установлены опорные точки для последующей оптимизации. Описаны преимущества и недостатки импульсного и непрерывного линейного ускорителя и выбраны параметры ускорителя протонов для КИН DARIA.

DOI: 10.31857/S002347612201009X

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	
1. Оптимизация компактного источника нейтронов	
2. Инструментальный парк КИН	
2.1. Спектрометр INDIGO	
2.1.1. Численное моделирование спектрометра INDIGO	
2.2. Эпитепловой дифрактометр epiD	
2.3. Малоугловой инструмент LASSO	
2.3.1. Расчет импульсной структуры пучка для классической геометрии	
2.3.2. Моделирование Монте-Карло	
2.4. Мультиспектральный дифрактометр MONOPOLY	
3. Мишенная сборка	
4. Источник протонов и ускоритель	

4.1. Импульсный линейный ускоритель	
4.2. Линейный ускоритель с непрерывным режимом работы	
Заключение	

ВВЕДЕНИЕ

Традиционно источниками частиц для нейтронных инструментов служат либо ядерные реакторы [1, 2], либо ускорители протонов, оборудованные соответствующей мишенью. Нейтроны выделяются во множестве различных ядерных реакций, но лишь две из них — деление тяжелых ядер и каскадно-испарительные реакции — обладают удачным сочетанием выхода нейтронов и низкого энерговыделения на одну реакцию.

Исторически технология создания ядерных реакторов была освоена первой, что предопределило их активное использование для нужд иссле-

дования вещества с помощью нейтронного рассеяния. Особенности таких реакторов являются компактная активная зона, относительно небольшая тепловая мощность, специальные замедлитель и отражатель. В связи с технологическими ограничениями теплосъема с активной зоны этот тип источников, по-видимому, достиг максимума своих возможностей.

Более перспективными являются источники на основе протонных ускорителей. Протонами высоких энергий порядка гигаэлектронвольт бомбардируют мишень из вольфрама или ртути. В сравнении с реакцией деления в данном процессе на 1 Дж тепловыделения получают в несколько раз больше свободных нейтронов. Кроме того, протонные ускорители работают в импульсном режиме, что позволяет естественным образом использовать времяпролетную методику нейтронных измерений, предоставляющую возможности для эффективного использования получаемых нейтронов. Полихроматический пучок для большинства экспериментов является несомненным преимуществом для этого типа источников.

Новейший импульсный источник нейтронов European Spallation Source (ESS) [2], строительство которого продолжается в Швеции, подошел к пределу возможностей испарительной технологии. Дальнейшее развитие импульсных источников может предполагать лишь двукратное по сравнению с ESS увеличение мощности. С другой стороны, каскадно-испарительные реакции остаются наиболее эффективным из известных способов получения свободных нейтронов с точки зрения тепловыделения на один полученный нейтрон. Для дальнейшего развития источников необходимо проанализировать, где скрывается потенциал роста эффективности.

ESS спроектирован как длинноимпульсный источник и в некоторых отношениях ведет себя, как источник постоянного действия. Известно, что оптимальная промежуточная длительность импульса должна соответствовать времени термализации нейтронов в замедлителе. Однако ESS рассчитан на одновременную работу 24 приборов разного типа, что требует компромиссных решений. Оптимизация прибора от источника до детектора без каких-либо дополнительных ограничений позволила бы получить дополнительный выигрыш. Наиболее эффективное использование нейтронов могла бы обеспечить настройка параметров источника, исходя из нужд каждой конкретной установки или даже отдельно взятого эксперимента, однако в условиях крупного пользовательского центра это не всегда можно реализовать.

В настоящее время в России действуют два первоклассных источника — импульсный быстрый реактор (ИБР-2М), расположенный в Дубне

[3], и источник на сильноточном протонном ускорителе (ИН-06) в ИЯИ РАН в Троицке [4]. В 2018 г. состоялся пуск исследовательского реактора ПИК в Гатчине [5], имеющего сходные характеристики с реактором в институте Лауэ—Ланжевена (ILL) [6].

Подготовка и проведение экспериментов нейтронного рассеяния на высокопоточных источниках нейтронов требуют сформировавшегося сообщества пользователей. Для их подготовки необходимо создание сети источников нейтронов, расположенных в непосредственной близости от крупных научных центров и университетов. Как ответ на подобный вызов, во всем мире быстро нарастает интерес к так называемым компактным источникам нейтронов (КИН) [7].

Под КИН принято понимать установку по созданию и выведению нейтронных пучков, на которой может размещаться от одного до шести экспериментальных исследовательских станций. В отличие от традиционных источников нейтронов, характерный масштаб которых сопоставим с научным институтом или целой коллаборацией, КИН позиционируется как университетская [8] или коммерческая лаборатория. Обычно в компактных источниках используются низкоэнергетические ядерные реакции. Наиболее популярным вариантом является бомбардировка бериллиевой мишени пучками протонов с энергиями около 10 МэВ. Это решение является компромиссом между повышением нейтронного потока и упрощением используемых технологий: среди возможных вариантов бериллий наименее активен в химическом и радиометрическом отношении, а энергии ограничены пороговым значением для появления в продуктах реакции трития (13.3 МэВ). Отметим, что при строительстве современных мощнейших источников нейтронов расходы на создание непосредственно нейтронных инструментов составляют около 20% общей стоимости строительства. Из этого следует, что потенциал удешевления нейтронного источника кроется прежде всего в удешевлении ускорителя протонов и мишенной сборки.

Существующие и проектируемые КИН можно разделить на два класса. К первому относятся источники университетского типа [8–11]. Стоимость их создания относительно невелика; зачастую при строительстве используются существующие здания, а также отдельные узлы. Такие источники позволяют обучать студентов методикам нейтронного рассеяния, проводить научные исследования, которые не требуют высокой светосилы, а также разрабатывать новые экспериментальные методики. Ко второму классу относятся проектируемые источники средней мощности [12].

В [12] показано, что при выполнении полной совместной оптимизации всех элементов КИН — ускоритель, мишень, замедлитель, нейтронный инструмент — можно добиться светосилы на образце, не уступающей современным реакторам средней и даже большой мощности. Такие источники предполагается использовать как высокопродуктивные центры коллективного пользования и подготовки специалистов.

Таким образом, разработка и создание российского КИН является важной задачей как для формирования экспертного сообщества по нейтронному рассеянию, так и для развития нейтронных методик. Существенными отличиями российской разработки КИН являются интегральный дизайн и возможность полной оптимизации и подстройки всех систем, включая элементы источника, для нужд экспериментов по нейтронному рассеянию.

1. ОПТИМИЗАЦИЯ КОМПАКТНОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ

Эффективность нейтронных инструментов определяется плотностью потока нейтронов на образце. Поскольку современные нейтронные источники практически достигли потолка существующих технологий, увеличить интегральный поток нейтронов, выходящих из источника, практически невозможно. В этих условиях развитие методики эксперимента в последние десятилетия основывалось на разработке и совершенствовании нейтронной оптики и систем транспорта нейтронов. Были разработаны технологии перемещения нейтронного потока на расстоянии до сотен метров с минимальными потерями, например разнообразные оптические устройства на основе нейтронных зеркал и магнитных систем.

Нейтронная оптика, используемая в роли формирователя пучка, задает элемент фазового объема (длина волны, сечение, расходимость, временная структура), который адаптирован к реализуемой в приборе экспериментальной схеме. Если оптимизировать весь оптический тракт от захвата излучения до образца, можно достичь выигрыша в светосиле в 10–20 раз в сравнении с неоптимальными нейтронноводами устаревших конфигураций. Такая оптимизация выполнена в ходе реконструкции нейтронных систем на высокопоточном реакторе (HFR) в ILL (Франция) [6] и нейтронном источнике ISIS в национальной лаборатории Резерфорда—Эплтона (RAL) (Великобритания) [13]. В настоящее время в области нейтронной оптики продолжают развиваться по совершенствованию классических оптических покрытий и созданию спин-манипуляционных фазово-оптических устройств, чему способствовали активное развитие технологий и материалов

и широкое применение численных методов оптимизации.

Первой попыткой расширить подход к оптимизации стало проектирование источника в ESS. В дополнение к основательной проработке всех оптических систем предприняты шаги к адаптации характеристик самого источника и замедлителей нейтронов к нуждам размещаемых на нем научных приборов. Длинный импульс обеспечивает возможность извлечь так называемые хранящиеся нейтроны, что дает кратный выигрыш в интенсивности излучения при ухудшении разрешения. Такие решения приводят к колоссальному увеличению светосилы в экспериментах, для которых требуется пучок холодных нейтронов с низким спектральным разрешением. Например, это может быть рассеяние на наноструктурах, биологических объектах и конгломератах — т.е. методы, наиболее востребованные в исследованиях конденсированного состояния. Таким образом, ESS реализует идею повышения эффективности методов рассеяния за счет проектирования источника для конкретных экспериментальных методов — в том виде, в котором это возможно для парка из 24 разноплановых исследовательских установок.

Опираясь на зарубежный опыт, необходимо разработать российский прототип КИН, который бы заменил технологически устаревшие реакторы средней и малой мощности. Новизна проекта КИН DARIA состоит в применении концепции интегрального подхода ко всему циклу разработки. Ранее под интегральным подходом подразумевали оптимизацию всей нейтронной оптики от источника до образца, что во многих зарубежных центрах позволило кратно повысить светосилу установок. Расширив этот подход до логического предела, параметры ускорителя и замедлителя будут оптимизированы под конкретную нейтронную методику. Весь процесс разработки источника начат от образца в сторону источника нейтронов и далее до источника протонов в противоположность ранее практиковавшемуся проектированию установок исходя из особенностей нейтронного источника.

2. ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫЙ ПАРК КИН

Комплекс установок нейтронного рассеяния удовлетворяет всем основным потребностям нейтронного сообщества и состоит из: времяпролетного спектрометра INDirect GeOmetry (INDIGO), работающего в режиме обратной геометрии, для получения данных о структуре и динамики вещества; эпитеплового дифрактометра (eI_D) для изучения кристаллических и магнитных структур материалов; установки малоуглового рассеяния нейтронов Large Scale Structure Observer (LASSO) для исследования наноструктур и нанообъектов;

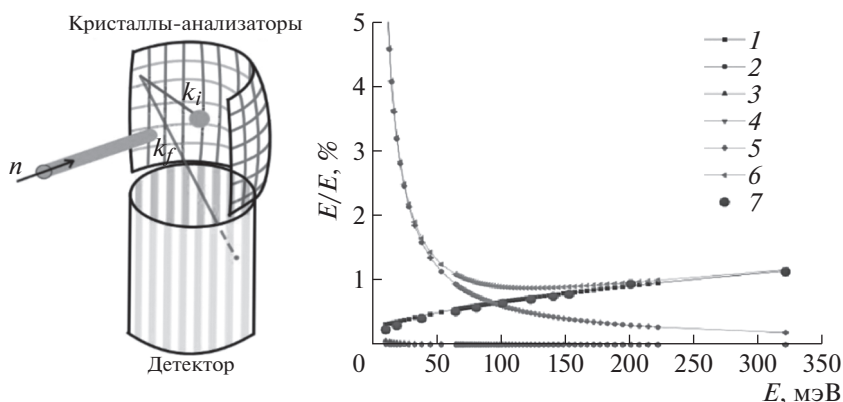


Рис. 1. Конфигурация вторичного спектрометра (а). Зависимость относительного энергетического разрешения от переданной энергии (б): 1 – вклад от времени пролета, 2 – от толщины образца, 3 – от толщины анализатора, 4 – от толщины детектора, 5 – от конечных поперечных размеров детектора и образца, 6 – вклад, рассчитанный аналитически, 7 – вклад, смоделированный методом Монте-Карло.

мультиспектрального дифрактометра MONOPOLY для изучения моно- и поликристаллических образцов в режимах тепловых и холодных нейтронов.

2.1. Спектрометр INDIGO

Основной характеристикой спектрометра INDIGO с обратной геометрией является телесный угол, в пределах которого осуществлена регистрация рассеянного излучения. В связи с этим вторичный спектрометр INDIGO составлен из двух полусфер, состоящих из множества кристаллов-анализаторов для захвата как можно большего телесного угла. Позиционно-чувствительный детектор располагается под мультианализаторной системой и имеет цилиндрическую форму (рис. 1а).

2.1.1. Численное моделирование спектрометра INDIGO

В программном пакете McStas была смоделирована принципиальная схема времяпролетного спектрометра с обратной геометрией. Длина пролетной базы от генератора импульсов до образца составляет 24.2 м, прерыватель с частотой вращения 100 Гц генерирует импульсы длительностью 60 мкс. Вторичный спектрометр имеет следующие параметры: расстояние от образца до кристалла-анализатора 0.4 м и от образца до детектора 0.4 м. Система из кристаллов-анализаторов (PG 002) отбирает нейтроны с конечной энергией 3.6 мэВ под углом 45°.

При моделировании эксперимента была зафиксирована конечная энергия нейтронов, а переданная энергия менялась в диапазоне от 10 до 320 мэВ. Были получены экспериментальная и аналитическая зависимости относительного энергетического разрешения от переданной энергии

(рис. 1б). Зависимость, полученная с помощью численного моделирования методом Монте-Карло (в программном пакете McStas), хорошо совпадает с кривой, рассчитанной аналитически по методу, предложенному в [14], на больших переданных энергиях. На малых переданных энергиях аналитическая кривая значительно превышает значения кривой, полученной численно, так как при моделировании эксперимента учитывали лишь вклад от длительности импульса и не учитывали других вкладов. Также на графике показаны аналитически рассчитанные вклады, которые влияют на общий вид кривой энергетического разрешения. Вклад от L_1 равен нулю, так как пролетная база расположена под углом 90° к плоскости модератора на КИИ DARIA. Неопределенность длительности импульса является наименьшим слагаемым в разрешении на большей части диапазона. Этот вклад возрастает с увеличением переданной энергии нейтронов. На малых переданных энергиях основной вклад вносит неопределенность от R_2 , который определяется конечными размерами образца и детектора. Наименьший вклад вносят неопределенности от толщины детектора и образца. На данном этапе неопределенность, связанная с толщиной анализатора, не вносит существенного вклада, но при реализации в программе McStas мультианализаторной системы из множества кристаллов с учетом роста общей площади анализатора этот вклад будет играть большую роль.

Благодаря возможности управлять энергией нейтронов эксперимент возможен как с холодными, так и с тепловыми нейтронами. Соответственно, если необходимы холодные нейтроны, то в качестве замедлителя будет использован мезитилен с температурой 150 К. Яркость источника при этом составляет $B = 6.93 \times 10^{10}$ н/(с см² ср). В этом случае для диапазона длин волн 0.5–4.7 Å

и частоты генерации импульсов 38 Гц плотность потока составляет $\Phi = 1.8 \times 10^6$ н/(с см²). Это на один порядок меньше, чем на времяпролетном спектрометре TOSCA, ISIS [15]. Но подобные спектрометры при необходимости сузить падающий спектр длин волн используют каскад прерывателей, при этом интенсивность уменьшается в 2 раза за счет вырезания ненужных длин волн, а пучок нейтронов используется неэффективно. На КИН DARIA исследователь имеет возможность не только изменять диапазон длин волн на желаемый, но и увеличивать частоту генерации импульсов. Так, при использовании теплового замедлителя при температуре 300 К диапазона длин волн от 0.5 до 1 Å и увеличении частоты импульсов до 320 Гц и яркости источника $B = 9.63 \times 10^{10}$ н/(с см² стер) плотность потока составляет $\Phi = 1.5 \times 10^7$ н/(с см²), что соответствует плотности потока на спектрометре TOSCA. Однако длительность импульсов на INDIGO 60 мкс, а на TOSCA 50 мкс, поэтому энергетическое разрешение будет хуже, чем на спектрометре в ESS.

Таким образом, благодаря возможности управлять параметрами источника спектрометр неупругого рассеяния INDIGO имеет высокие показатели плотности потока на образце.

2.2. Эпитепловой дифрактометр $\epsilon\pi D$

Времяпролетный нейтронный дифрактометр $\epsilon\pi D$ предназначен для структурных исследований на основе рассеяния нейтронов преимущественно из эпитепловой части спектра источника. При межплоскостных расстояниях, характерных для кристаллических твердых тел, рассеяние эпитепловых нейтронов происходит при малых углах в традиционной нише установок малоуглового рассеяния тепловых и холодных нейтронов (МУРН). Отличия $\epsilon\pi D$ от МУРН времяпролетных инструментов заключаются в очень высоких требованиях к коллимации нейтронного пучка, в устройстве детектора, способного детектировать эпитепловые нейтроны с высокой эффективностью, и главным образом в возможности регистрации вклада нейтронного импульса во времяпролетную дифрактограмму за десятки доли миллисекунды.

Обычные времяпролетные инструменты для регистрации дифрагированных нейтронов требуют временного окна в единицы и десятки миллисекунд после каждого нейтронного импульса, что плохо совместимо с решением задач структурных исследований при импульсном воздействии на образец (короткие импульсы магнитных и электрических полей, световые импульсы, ударно-волновое воздействие и т.д.). В частности, достижение высоких напряженностей магнитного поля в диапазоне 30–100 Тл при помощи импульс-

ных магнитов заведомо предполагает протяженность импульса поля менее миллисекунды. Характерные времена протяженности относительно плоского участка напряженности магнитного поля импульсных магнитов составляют, как правило, десятки микросекунд. Регистрация времяпролетных дифрактограмм в заданном диапазоне межплоскостных расстояний $d_{\min} < d < d_{\max}$ при заданных пролетных базах и верхней границе на время детектирования нейтронов от одного импульса требует нейтронов из соответствующего интервала скоростей, т.е. из определенного энергетического диапазона. Для типичных в нейтронной дифракции диапазонах d и при характерных для компактных нейтронных источников расстояниях в экспериментальной зоне длительность регистрации менее миллисекунды неизбежно приводит к использованию эпитепловой части нейтронного спектра.

Наиболее выигрышная область применения $\epsilon\pi D$ — исследование магнитных структур кристаллов в высоких магнитных полях, изучение магнитных фазовых диаграмм. Кроме того, дифракция на эпитепловых нейтронах позволит исследовать кристаллические и магнитные структуры образцов, содержащих элементы с высоким сечением поглощения тепловых и холодных нейтронов (Gd, Cd, B, Eu, Sm и др. [16]), для которых обычные дифрактометры могут быть применены только при условии использования определенных изотопов при синтезе образцов, что очень дорого и не всегда возможно. Многие образцы, исключенные для приложений классических нейтронной дифракции и МУРН, можно считать “прозрачными” для $\epsilon\pi D$.

Работоспособность концепции эпитеплового нейтронного дифрактометра в связке с импульсными магнитами была проверена экспериментами на времяпролетной установке EXCED, успешно работавшей в 2000-е годы до закрытия источника КЕК (Япония) [17, 18].

Наряду с эпитепловой частью спектра на $\epsilon\pi D$ будет возможно проведение структурных исследований на горячих и тепловых нейтронах. В этом случае дополнительно к малоугловому детектору эпитепловых нейтронов будет установлен обычный детектор на углах, типичных для классических нейтронных дифрактометров.

Ограничения на разрешение в импульсном пространстве, накладываемые дифракцией пучка на малые углы, исключают появление эпитепловых дифрактометров с высоким разрешением, даже если угловая расходимость падающего и рассеянного пучка и эффективный угол пикселя детектора будут составлять десятую долю градуса. По этой причине установка $\epsilon\pi D$ относится к дифрактометрам с низким разрешением по переданному импульсу и по относительному разреше-

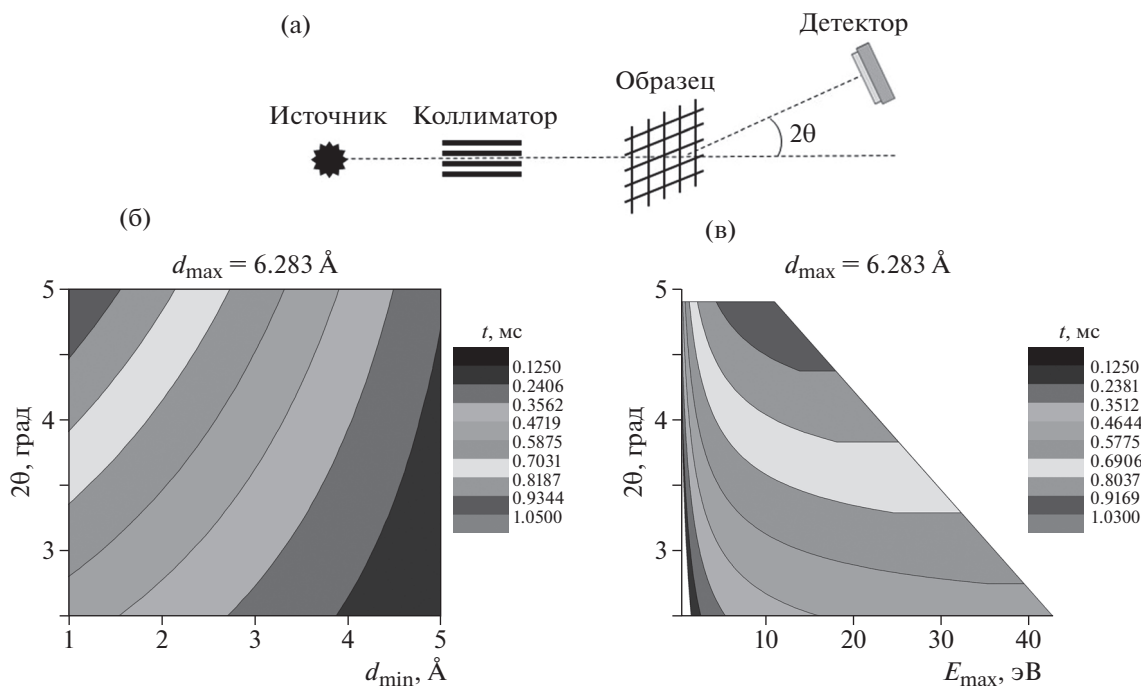


Рис. 2. Принципиальная схема простейшего времяпролетного дифрактометра $\epsilon\mu\text{D}$ (а). Расчет длительности импульса в зависимости от угла рассеяния 2θ и диапазона измеряемых межплоскостных расстояний d (б). Расчет длительности импульса в зависимости от угла рассеяния 2θ и энергии нейтронов E (в).

нию для межплоскостного расстояния ($\delta d/d$). Этот фактор компенсируется доступом к очень высоким магнитным полям (и другим импульсным воздействиям высокой амплитуды) и относительной прозрачностью многих образцов.

Дифрактометр $\epsilon\mu\text{D}$ требует специфического энергетического распределения спектра импульсного нейтронного источника, для него явно невыигрышным является использование замедлителя обычной толщины. Тем самым подобный прибор плохо совместим с импульсными источниками — пользовательскими центрами с большим числом инструментов на тепловых или холодных нейтронных пучках. КИН прекрасно подходит для оптимизации мишенного блока и замедлителя в интересах генерации высокого потока нейтронов с энергией в единицы и десятки электронвольт без необходимости обеспечения высокой плотности потока нейтронами меньших энергий. Помимо $\epsilon\mu\text{D}$ пучки эпитепловой части спектра могут быть использованы в интересах нейтронной радиографии (томографии) и для медицинских приложений (например, нейтрон-захватной терапии, для которой эпитепловые нейтроны оптимальны по сочетанию проникающей способности и степени биологического воздействия). Дифрактометр $\epsilon\mu\text{D}$ может быть установлен на специализированном компактном источнике эпитепловых нейтронов либо на источнике DARIA при условии наличия эпитепловой опции (специализированного сменного замедлителя ли-

бо специализированного сегмента блока замедлителя).

Преимуществом времяпролетного импульсного нейтронного дифрактометра является относительная простота его принципиального устройства (рис. 2а), а именно в простейшем случае дифрактометр подобного типа состоит лишь из трех структурных элементов, таких как коллиматор, узел образца, детектор и, таким образом, не включает в себя монохроматор, являющийся неотъемлемой частью большинства классических дифрактометров.

Регистрация нейтрона конкретным пикселем детектора задает угол рассеяния 2θ , а энергия упруго-отраженных нейтронов, пришедших на детектор, определяется временем их пролета. Безусловно, подобная реализация возможна лишь на импульсном источнике нейтронов, в котором четко определено время начала импульса. В случае стационарного источника принципиальное устройство дифрактометра усложняется за счет включения в схему каскада прерывателей.

Особенность использования эпитепловых нейтронов заключается в необходимости работы при малых углах рассеяния 2θ для измерения магнитных брэгговских рефлексов при векторе рассеяния масштаба $Q = 1 \text{ Å}^{-1}$ ($d \approx 6.283 \text{ Å}$), типичном для большинства антиферромагнитных структур. Например, как показано в работах [17, 18], посвященных описанию единственного спе-

циализированного в мире эпитеплового нейтронного дифрактометра EXCED, при $Q = 1 \text{ \AA}^{-1}$, разрешении $(\Delta Q/Q) = 10\%$ и использовании нейтронов с энергией $E = 1 \text{ эВ}$ угол рассеяния 2θ оказывается равным всего 2.6° . В этом случае исключительно важными оказываются обеспечение относительно протяженных пролетных баз и высокая степень коллимации пучка нейтронов. Длина пролетных баз установки определяется, в первую очередь, исходя из требуемого разрешения в Q -пространстве:

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \sqrt{\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2 + (\Delta\theta \operatorname{ctg}(\theta))^2}. \quad (1)$$

Очевидно также, что существенные ограничения на длину пролетных баз накладывают пространственные размеры помещения, в котором находится установка. При длинной первой пролетной базе L_1 (например, на дифрактометре EXCED L_1 составляет 6.4 м) и малым углам θ первым и вторым членом в уравнении (2) можно пренебречь, в то время как доминирующим оказывается третий член. В этом случае требуемое разрешение в Q -пространстве можно оценить как $\Delta\theta \operatorname{ctg} \theta$. Например, для углов $\theta = 1^\circ, 2^\circ$ и 5° разрешение составит $57.3\Delta\theta$, $28.6\Delta\theta$ и $11.4\Delta\theta$ соответственно. Таким образом, длина плеча L_2 определяется исходя непосредственно из требуемого разрешения, диапазона покрываемых углов и углового размера детектора.

Как указано выше, при импульсном физическом воздействии на образец протяженность импульса на образце заведомо предполагается меньшей 1 мс. Под протяженностью импульса на образце подразумевается полное время пролета через образец всех нейтронов с разными энергиями от одного импульса источника. Эти нейтроны непосредственно детектируются при измерении времяпролетной дифрактограммы. Ввиду этого особое внимание следует уделить оценке длительности импульса на образце в зависимости от геометрии установки, диапазона измеряемых межплоскостных расстояний, а также спектра источника. На графиках ниже приведены результаты расчетов длительности импульса на образце как в развертке по диапазону измеряемых межплоскостных расстояний d , так и в развертке по энергии нейтронов E . В обоих случаях фиксировалось максимально измеряемое межплоскостное расстояние $d_{\max} = 6.283 \text{ \AA}$, диапазон углов принимался равным $2.5^\circ < 2\theta < 5^\circ$, $L_1 = 6.4 \text{ м}$ по аналогии с дифрактометром EXCED.

Из рис. 2б и 2в можно сделать следующий вывод: добиться короткой длительности импульса (менее 1 мс) на образце, можно лишь существенно ограничивая диапазон измеряемых межплоскостных расстояний d , что, в свою очередь, экви-

валентно использованию довольно узкого энергетического диапазона эпитепловых нейтронов.

В качестве альтернативного решения следует рассмотреть возможность использования двумерного позиционного-чувствительного детектора. Времяпролетная методика позволяет в этом случае также измерять дифракционную картину в развертке по переданному импульсу при использовании немонахроматического пучка. Так, при углах рассеяния $2^\circ \leq 2\theta \leq 10^\circ$ и работе в диапазоне 1.7–2.7 эВ длительность импульса на образце составит всего лишь десятки микросекунд. Следующая стадия расчетов параметров прибора подразумевает наличие детальной информации о спектре источника нейтронов, плотности потока и ограничений в геометрических размерах всей установки.

2.3. Малоугловой инструмент LASSO

Малоугловое рассеяние нейтронов (МУРН) на сегодня является одним из самых востребованных методов исследования в физике конденсированного состояния вещества [19].

Суть метода состоит в регистрации рассеяния на малые углы порядка единиц градусов. Для этого необходимо расстояние в десятки метров между образцом и детектором, чтобы различить долю излучения, претерпевшую рассеяние на образце, и прямой пучок, прошедший излучения от прямого пучка, прошедшего образец без взаимодействия. Аппаратная точность измерения угла, как правило, обеспечивается высокой коллимацией падающего на образец пучка. Поскольку коллимация нейтронных пучков возможна только путем поглощения нейтронов, имеющих расходимость выше требуемой, это приводит к низкой светосиле эксперимента и, как следствие, низкой статистике при измерениях на слабоссеивающих образцах. Применение фокусировки нейтронного пучка для повышения приборной чувствительности в общем виде затруднительно, поскольку влечет за собой ухудшение измерительного разрешения при недостаточном выигрыше в светосиле. Однако в ряде случаев используется фокусировка. Основы построения малоугловых установок и расчета их приборного разрешения хорошо известны и описаны в ряде фундаментальных трудов [19–21].

Для расширения измерительного диапазона по переданному импульсу может применяться времяпролетная методика измерений: ведется регистрация рассеяния полихроматического пучка с разрешением по времени, из которого прямо определяется длина волны нейтронов, достигших детектор в каждый момент времени. Эта техника используется для решения ряда задач и на стационарных источниках, а для импульсных источников является естественной, поскольку пучок из-

начально имеет импульсную временную структуру, которую остается только расшифровать для получения дополнительной информации. Известной проблемой здесь является зависимость сечения рассеяния нейтронов от их длины волны, но она может быть решена на программном уровне в ходе первичной обработки данных. Отметим, что полихроматизм и временная структура пучка могут использоваться не только как средство увеличения диапазона, а как инструмент для серьезного расширения возможностей метода МУРН от структурного до динамического [22].

Поскольку КИН конструктивно является маломощным, реализация метода МУРН на монохроматическом пучке на нем представляется бессмысленной, так как светосилы эксперимента будут недостаточно для решения большинства современных задач. Фокусирующая геометрия наиболее эффективна при использовании нейтронного пучка, однако требует серьезной разработки и оптики, такую схему измерений решено реализовать в установке LASSO совместно с основной, рефлектометрической модой работы, требующей схожих манипуляций с пучком.

Состав установки:

1. Холодный замедлитель. Обеспечивает первичное формирование нейтронного пучка, имеющего максимум по энергии в холодном диапазоне спектра и высокую яркость в заданном направлении.

2. Каскад прерывателей. Состоит как минимум из трех прерывателей: генератора, ограничителя высоких длин волн и фильтра перекрытия. Создает более четкую импульсную структуру пучка, грубо заданную источником, фильтрует спектр до заданного диапазона длин волн.

3. Коллимационная система. Состоит из нескольких пар управляемых диафрагм переменного размера и набора сменных секций коллиматор/нейтронвод, помещенных в вакуумированный объем. Позволяет выбрать требуемую расходимость нейтронного пучка на образце из набора нескольких доступных.

4. Узел образца. Содержит держатель нескольких образцов с автоматизированной подачей в пучок, а также набор систем создания условий эксперимента (печь, криостат, магнит, ячейка высокого давления).

5. Широкоапертурный позиционно-чувствительный детектор (ПЧД). Помещен в вакуумированный объем, внутри которого автоматически устанавливается в одну из нескольких позиций, обеспечивающих измерения в сшиваемых диапазонах по переданному импульсу.

6. Опциональные элементы установки:

— сменный бендер для ухода с прямой видимости и поляризации пучка;

— поляризационное оборудование: два флиппера и поляризующий анализатор на основе магнитной линзы.

2.3.1. Расчет импульсной структуры пучка для классической геометрии

Размеры установки и рабочий диапазон по длинам волн выбраны полуэмпирически как наиболее востребованные в современных исследованиях методом МУРН, но доступные для применения на КИН. Недоступными считаются нейтроны с длинами волн порядка 20 Å и коллимационные базы в 20 м по причине ожидаемо низкой светосилы. Поэтому установка имеет размеры 10 + 10 м и рабочий диапазон по длине волны от 5 до 15 Å, из которого выбирается полоса нужной ширины, например 5–10 или 8–12 Å. Полная пролетная база от первого прерывателя до детектора для расчетов принята равной 25 м — взят запас на систему окружения образца, околонишенные коммуникации и поляризующую технику. Требуемая частота импульсов — это обратное время пролета самых медленных нейтронов. Линейная скорость движения нейтронов вычисляется как для 15 Å и составляет 263 м/с. Время пролета на 25 м при данной скорости составляет 95.1 мс, т.е. частота импульсов 10 Гц с небольшим запасом обеспечивает неперекрывающиеся импульсы.

Требуемая длительность импульса определяется заданным приборным разрешением. Типичное для МУРН измерительное разрешение по переданному импульсу $q \sim 10\%$. Вклады углового и спектрального разрешения равновесны

$$\left(\frac{\Delta q}{q}\right)^2 = \left(\frac{\Delta \theta}{\theta}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda}\right)^2, \quad (2)$$

и для получения q -разрешения в 10% каждый из них должен составлять 7%. Наихудшее разрешение по длине волны определяется наиболее короткой длиной волны наименьшей пролетной базы. Минимальная длина волны составляет 5 Å, минимальная пролетная база реализуется в ближайшем к образцу положении детектора, т.е. на 15 м от первого прерывателя. Таким образом, длительность импульса равна разнице во времени пролета на 15 м для нейтронов с длинами волн 5 и 5.35 Å (107% от 5 Å). Для 5 Å скорость равна 789 м/с, время пролета на 15 м равно 19.01 мс. Для 5.35 Å скорость равна 737.4 м/с, время пролета на 15 м равно 20.34 мс. Таким образом, оптимальная длительность импульса, определенная из нужд эксперимента, составляет 1.33 мс.

Из соображений достижения максимума светосилы оптимальная длительность импульса должна совпадать со временем модерации нейтронов заданной длины волны. Для середины выбранного нами диапазона (5–10 Å) длин волн это

составляет около 150 мкс, что на порядок меньше рассчитанной. Итоговая длительность импульса должна быть компромиссной между двумя данными величинами.

Принципиальная схема малоугловой установки показана на рис. 3. Она состоит из Р-прерывателя, придающего импульсную структуру, двух коллимирующих щелей и прерывателей С1 и С2 для фильтрации рециклических нейтронов. В установке также используются два детектора для больших и малых переданных импульсов. Ширина щели Р-прерывателя определяется только заданным разрешением и не влияет ни на какие прочие параметры. Требуемая для достижения ширины импульса в 1.33 мс угловая ширина щели составляет 4.8° . Основная функция Р-прерывателя, строго говоря, уже выполнена источником за счет его изначальной импульсной структуры, однако маловероятно, что естественная форма импульса будет удобна для использования, поэтому прерыватель необходим для ее корректировки.

Ширина щели и фаза С2-прерывателя обеспечивают выбор рабочей полосы по длине волны. Задержка во времени открытия относительно Р-прерывателя должна быть равна времени пролета самых коротковолновых нейтронов полосы, время закрытия должно соответствовать времени пролета самых медленных нейтронов. Например, для выбора полосы 5–10 Å С2 должен иметь щель угловой шириной 63.7° и сдвинут по фазе открытия относительно Р на 95.6° . На рис. 3б приведена модельная диаграмма длина волны–расстояние в позиции детектора, выполненная для полосы 5–10 Å в пакете McStas. Видно, что вычисленные частотно-фазовые параметры обеспечивают разрешение по времени с хорошим запасом.

Рабочая полоса по длине волны является динамически изменяемой величиной и должна регулироваться от эксперимента к эксперименту. Осуществляется это путем изменения угловой ширины и фазы С2-прерывателя. Технически это проще всего реализовать, используя в роли С2 не один диск, а пару близко расположенных дисков, вращающихся синхронно, но с возможностью изменения сдвига фазы. Заданный сдвиг будет обеспечивать эффективное изменение ширины щели.

С1-прерыватель предназначен для фильтрации рециклических нейтронов с длинами волн,кратно превосходящими рабочие. Нейтрон, имеющий вдвое меньшую скорость, прибывает на детектор не в “свой” импульс, а в следующий, что представляет собой систематическую ошибку измерений. В приведенном примере такие нейтроны имеют длины волн не менее 15 Å и, учитывая характерную форму спектра, их вклад в регистрируемую интенсивность пренебрежимо мал. Однако в ряде случаев данный вклад может оказывать влияние, поэтому окончательно вопрос о необхо-

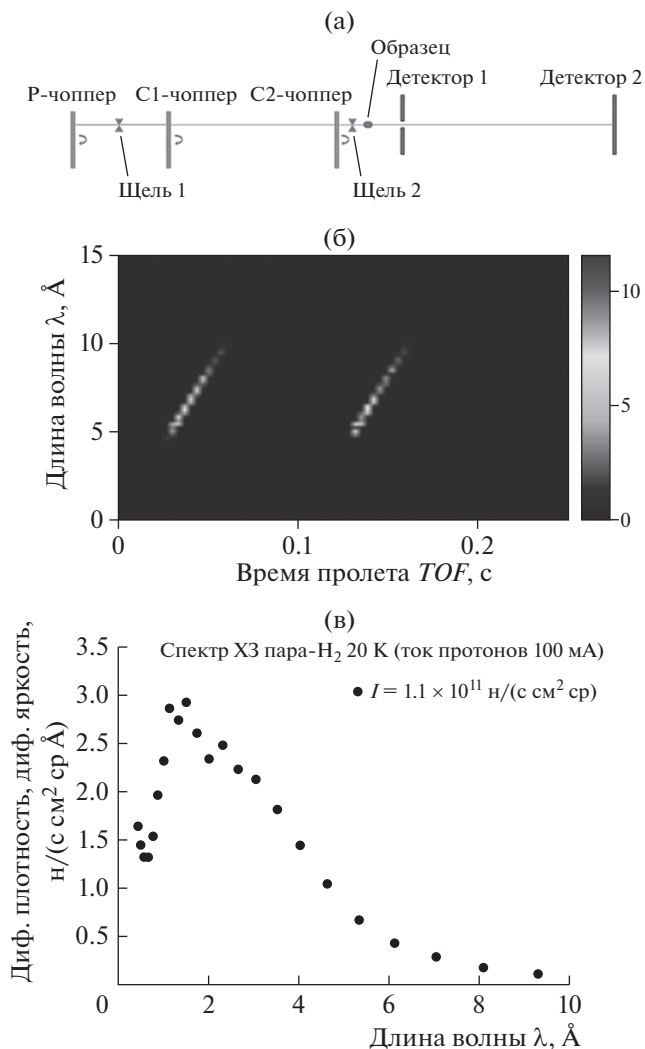


Рис. 3. Принципиальная схема малоугловой установки LASSO в точечной геометрии (а). Пример λ – t -диаграммы (б). Расчетный спектр холодного замедлителя (в).

димости использования С1-прерывателя может быть решен только после уточнения схемы эксперимента и получения оценки потока на образце.

2.3.2. Моделирование Монте-Карло

Составленная модель (рис. 3а) включает в себя источник, описанный набор прерывателей, нейтронпровод-демпфер длиной 4 м, коллимационную систему длиной 10 м из четырех диафрагм, обеспечивающих различные коллимационные длины, и опционально вставляемых нейтронпроводных секций, 1 м технологических зазоров и 10 м пролетной базы образец–детектор. Полная пролетная база источник–детектор составляет 25 м, размер образца (и щели перед ним) $1.5 \times 1.5 \text{ см}^2$, сечение первой коллимационной щели $3 \times 3 \text{ см}^2$.

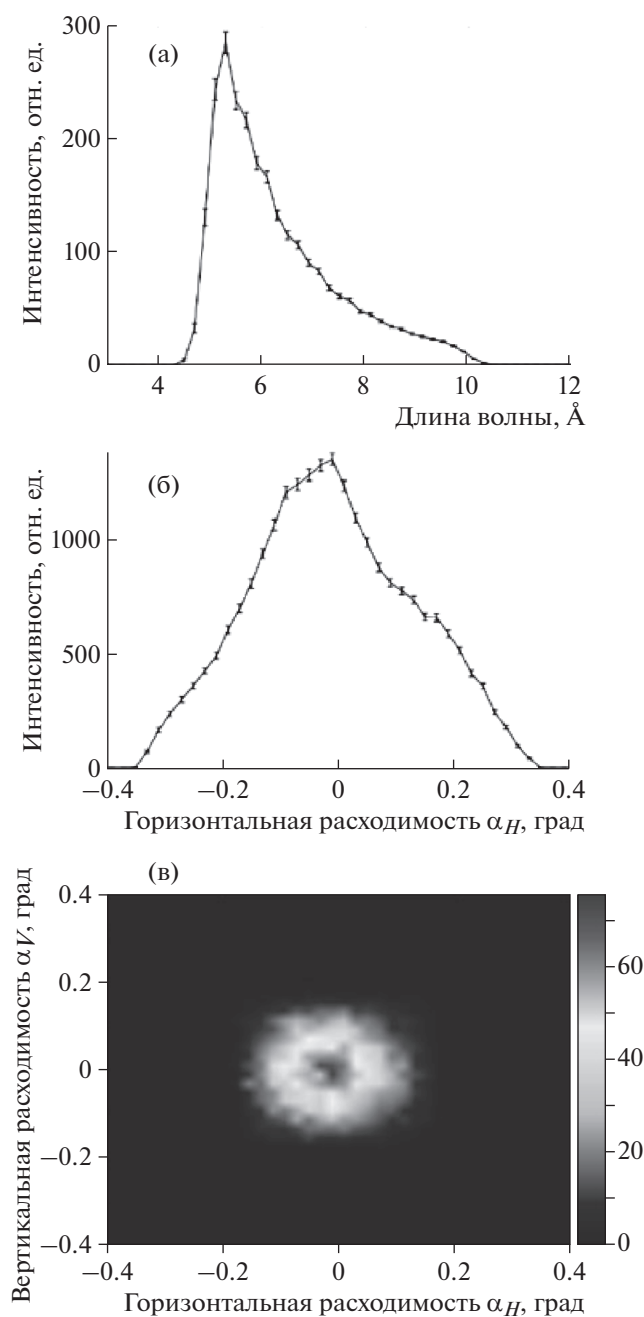


Рис. 4. Усредненное по времени спектральное распределение нейтронов в позиции образца для установки LASSO (а). Распределение по горизонтальной расхождении для 5 м коллимации (б). Карта расхождении для 10 м коллимации (в).

Нейтронный поток источника получен из оценки работы холодного замедлителя при импульсном протонном токе ускорителя 100 мА. В качестве источника использован холодный замедлитель на основе параводорода, помещенный внутрь теплового замедлителя — воды, окруженной бериллиевым отражателем. Яркость источника получена равной $1.1 \text{ н/(с см}^2 \text{ ср)}$ (интеграл

по длинам волн в интервале от 0.5 до 15 Å; принято допущение, что источник излучает изотропно в 2π). Площадь источника (светящейся поверхности замедлителя) для оценки принята равной 55 см^2 , что позволяет равномерно и с запасом заполнить фазовый объем, необходимый для малоуглового эксперимента. На рис. 3в приведен расчетный спектр предложенного замедлителя. Распределение по длинам волн далеко от идеала, так как спектр имеет уверенный максимум в тепловой области. Однако в интересующем нас диапазоне — от 5 Å и выше — все потенциально подходящие замедлители (параводород, метан, мезитилен) в первом приближении ведут себя одинаково, поэтому для грубой оценки допустимо воспользоваться данным спектром как наиболее простым для аппроксимации.

По разработанной модели была рассчитана плотность потока на образце в трех режимах измерений — для коллимационных баз 1, 5 и 10 м. Вычисленная плотность потока составила соответственно $2.9 \times 10^4 \text{ н/(с см}^2)$, 2500 и 630 $\text{н/(с см}^2)$. На рис. 4 приведены результаты моделирования параметров пучка в позиции образца. Показано, что спектр соответствует заданному, что подтверждает аналитические расчеты из предыдущего раздела, а распределение по расхождению имеет правильную форму, доступную для легкой аппроксимации и учета спектрального вклада в решение.

Полученные значения плотности потока низки для конкуренции с современными источниками, однако обеспечивают необходимый минимум светосилы для реализации большинства востребованных сегодня малоугловых экспериментов. Это доказывает принципиальную возможность существования такой установки. В действительности можно достичь больших значений светосилы, проведя оптимизацию модератора по спектру и диаграмме направленности излучения.

Описанная выше схема благодаря постоянной частоте вращения Р-прерывателя рассчитана на регистрацию в диапазоне от 0 до 15 Å вне зависимости от того, какая полоса в действительности выбрана. Получается, что при использовании узкой полосы детектор значительную часть времени простаивает. С одной стороны, такое решение существенно упрощает схему в техническом отношении и позволяет не задумываться о рециклическом вкладе вовсе. С другой стороны, это довольно неэффективное использование нейтронов и в условиях компактного источника с его сравнительно низкой светосилой может быть критично. Более эффективно использовать пучок и равномерно загружать детектор позволила бы настройка частоты вращения дисков, исходя из используемой ширины полосы. Так, для развертки, приведенной в примере полосы 5–10 Å, на са-

мом деле достаточно втрое меньшего времени, т.е. частоту нарезки импульсов можно увеличить с 10 до 30 Гц без потерь в диапазоне и разрешении и тем самым сократить втрое время набора статистики. Технически это означает также необходимость изменения угловой ширины Р-прерывателя, т.е. Р должен быть, как и С2, реализован парой дисков вместо одиночного.

2.4. Мультиспектральный дифрактометр MONOPOLY

Многоцелевой времяпролетный дифрактометр MONOPOLY предназначен для изучения как монокристаллических, так и порошковых образцов в широком диапазоне межплоскостных расстояний. Дифрактометр состоит из следующих основных компонентов: мезитиленовый замедлитель, каскад прерывателей, который необходим в качестве фильтра для длин волн более высоких порядков, а также для придания импульсу более прямоугольной формы, нейтроноводная система, состоящая из двух оптических элементов — изогнутого и эллиптического, — узел образца и широкоапертурный ПЧД, который захватывает большой телесный угол.

Концепция дифрактометра характеризуется рядом уникальных черт.

Во-первых, предполагается адаптация длительности протонной вспышки в зависимости от используемого спектра. Для исследований ядерной структуры будут использоваться длины волн около 1–2 Å и длительность вспышки около 31–62 мкс, а для исследований магнитной структуры — длины волн около 5 Å и длительность вспышки около 155 мкс. Длительности вспышек подбираются из соображения соответствия времени замедления в замедлителе. Особенностью дифрактометра является то, что в такой конфигурации дифрактометр обладает постоянным относительным разрешением в любом режиме работы.

Во-вторых, в качестве замедлителя будет использоваться мезитиленовый модератор, аналогичный установленному на реакторе ИБР-2М. Такой замедлитель способен работать в широком диапазоне температур, что позволит адаптировать максвелловский спектр для конкретного исследования.

3. МИШЕННАЯ СБОРКА

В состав мишенной сборки входят мишень, замедлитель, отражатель и холодный замедлитель. Для исследования ее геометрических параметров, влияющих непосредственно на нейтронный поток, проведено численное моделирование в программе PHITS с использованием библиотеки JENDL-4.0. Расчет тепловыделения проводился

при помощи уравнений подобия, применимых к заданным условиям охлаждения.

При условных параметрах ускорителя протонов с энергией 13 МэВ, максимальном токе в импульсе 100 мА и коэффициенте наполнения 5% для бериллиевой мишени, представленной в виде цилиндра с радиусом 0.5 см и толщиной 0.2 см, помещенного в вакуум, выполнено моделирование для определения пика Брэгга и нейтронного выхода. Нейтронный выход определен при различных толщинах мишени. Оптимальная толщина составила 1 мм. При такой толщине исключен эффект блистеринга (накопление водорода в мишени из-за падения на нее протонного пучка) [23] и уменьшено тепловыделение мишени до 10%, однако количество нейтронов остается практически на максимальном уровне (рис. 5а).

Спектр быстрых нейтронов (рис. 5б) имеет среднюю энергию 3.3 МэВ, что согласуется с данными других работ по компактным источникам нейтронов [24, 25]. По результатам моделирования было выявлено, что с увеличением диаметра мишени значительным образом уменьшается плотность потока нейтронов из мишени в направлении, перпендикулярном направлению полета пучка протонов (рис. 5д). Объяснить это можно тем, что с ростом диаметра мишени уменьшается вероятность нейтрону, рожденному в центре мишени, покинуть ее в указанном направлении без столкновений.

Выполнен расчет сферического отражателя. Показано (рис. 5г), что бериллиевый отражатель эффективнее справляется со своей задачей, чем графитовый. При этом размеры бериллиевого отражателя будут меньше, так как для эффективной работы отражателя его размеры должны укладываться в две–три длины диффузии; для бериллия она составляет 22 см, а для графита 54 см. Само наличие отражателя повышает плотность потока тепловых нейтронов в несколько раз. В расчете отражателя предполагалась сфера с водяным замедлителем радиусом в 4 см.

В качестве холодных замедлителей на данный момент рассмотрены только параводород и твердый метан, предполагается также дальнейшее их сравнение с мезитиленом. Распределение холодных нейтронов представлено на рис. 5е. Каналы с холодными замедлителями вводились в водяной замедлитель. Таким образом, можно достичь приемлемой плотности холодных нейтронов при следующих размерах замедлителей: для параводорода длина 11 см и радиус 4 см, а для твердого метана длина 2.5 см и радиус 4 см. Неопределенность каждого смоделированного расчета в программе PHITS составила 2%.

Тепловой расчет мишенной сборки показал, что можно отвести всю генерируемую в ней теплоту (6.5 кВт) либо при помощи вращающейся

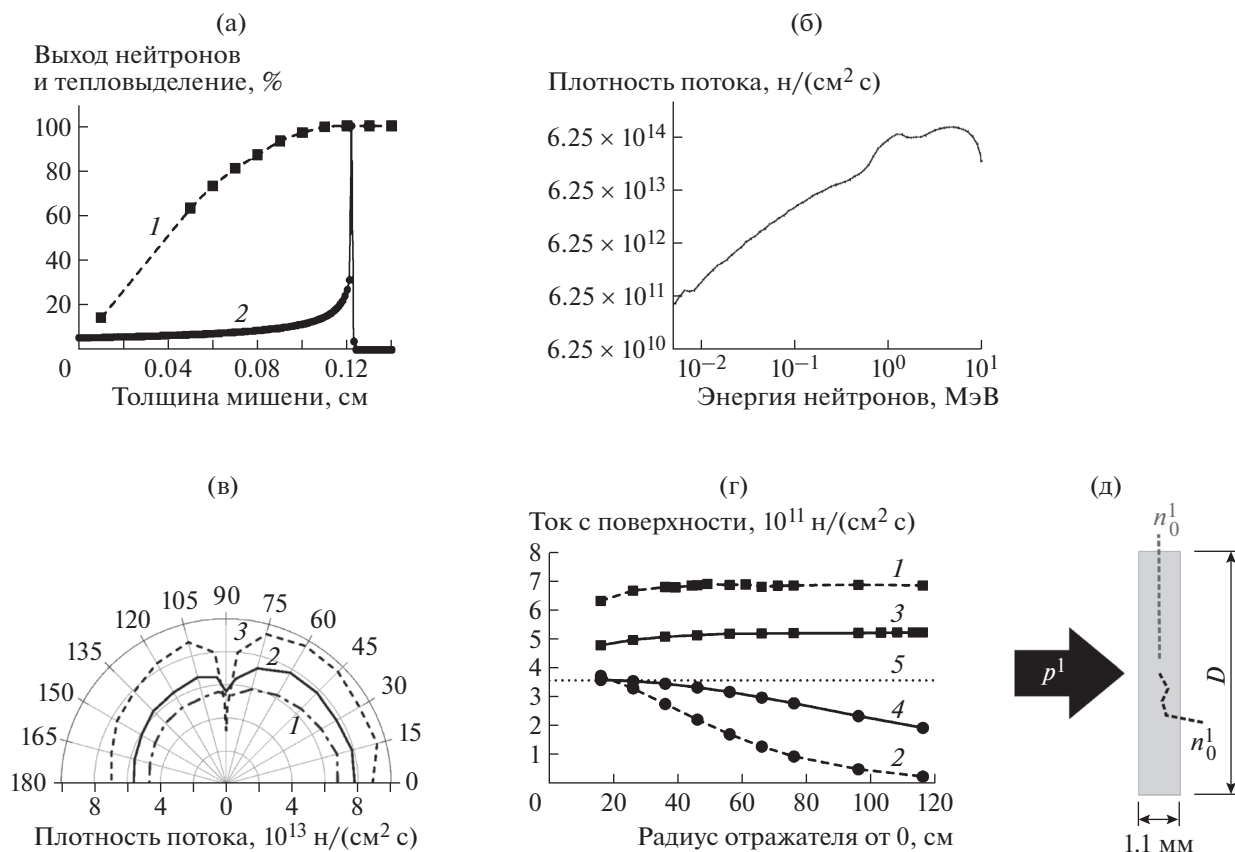


Рис. 5. Зависимость выхода нейтронов и тепловыделения от толщины мишени: 1 – выход нейтронов, 2 – пик Брэгга для протонов (а). Распределение быстрых нейтронов (б). Угловое распределение быстрых нейтронов (в); радиус мишени 1 – 0.5, 2 – 5, 3 – 1 см. Сравнение эффективности отражателей из бериллия и графита (г): 1 – ток с поверхности замедлителя в бериллиевый отражатель; 2 – утечка нейтронов с поверхности бериллиевый отражателя; 3 – ток с поверхности замедлителя в графитовый отражатель; 4 – утечка нейтронов с поверхности графитовый отражателя; 5 – ток с поверхности замедлителя в вакуум (без отражателя). Пояснение вероятности вылета нейтронов с увеличением диаметра (д). Модель мишени сборки с распределением холодных нейтронов (е).

конструкции, либо при движении воды с достаточной скоростью, но в любом случае поверхность теплообмена должна быть больше, чем мишень, в которую бьет протонный пучок.

В заключение стоит отметить, что проведенный расчет мишени сборки создал некоторые опорные точки для дальнейшей оптимизации. Впоследствии будет выбран диаметр мишени, оптимизирован тепловой замедлитель и учтено влияние друг на друга каналов с холодными замедлителями, а также будет рассчитана биологическая защита мишени.

4. ИСТОЧНИК ПРОТОНОВ И УСКОРИТЕЛЬ

В качестве способа обеспечения требуемых нейтронных пучков в научных и прикладных исследованиях в настоящее время функционируют масштабные нейтронные источники на основе высокоинтенсивных протонных ускорителей, например IPNS [26], Научно-исследовательский

центр нейтронных исследований в Лос-Аламосе [27], ISIS [28], SNS [29] и JPARC [30]), или строятся (ESS [2]). В России успешно действует ускорительный источник ИН-06 в ИЯИ РАН [4] и рассматривается проект НЕПТУН в качестве нейтронно-импульсного генератора [32]. В дополнение к масштабным объектам в настоящее время разрабатываются несколько проектов, основанных на использовании линейных ускорителей. Это SARAF в Израиле [32], FRANZ в Германии [33], MUNES в Италии [34] и BELA в России [35].

Проект междисциплинарной установки на основе источника ионов электронно-циклотронного резонанса и линейного ускорителя (Based on ECR ion source and Linear Accelerator – BELA) находится в стадии разработки в ИТЭФ НИЦ “Курчатовский институт”. Технологии, разработанные в рамках этого проекта, будут использоваться для серийного производства компактных установок на основе непрерывного линейного ускорителя.

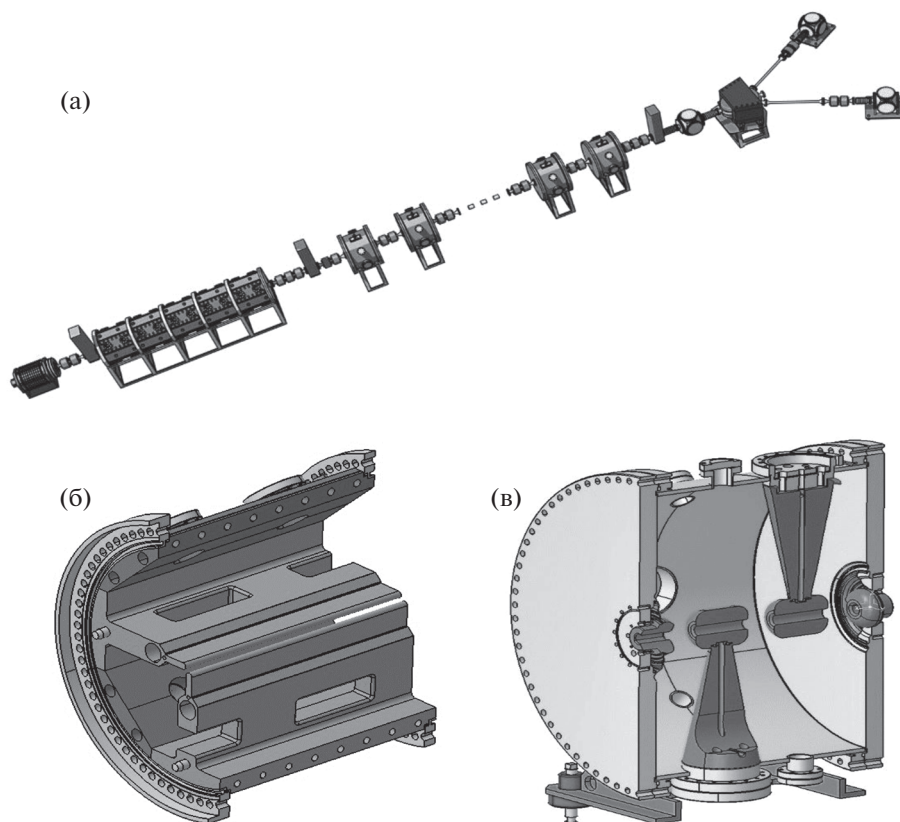


Рис. 6. Общий вид линейного ускорителя для компактного источника нейтронов DARIA (а); схема RFQ со смещенными окнами (б); схема трехщелевого линейного ускорителя с дрейфовыми трубками (в).

теля, а также КИН для нейтрон-захватной терапии и активационного анализа.

В качестве прототипа КИН DARIA послужил исследовательский реактор BER-II в Берлинском центре материалов и энергии им. Гельмгольца (HZB) (Германия), который обеспечивает пучок нейтронов плотностью 2×10^{14} н/(с см²). При энергии протонного пучка 13 МэВ и бериллиевой мишени была оценена необходимая интенсивность ионного пучка для трех различных режимов: теплового (длительность импульса $\tau = 44$ мс и частота повторения $T = 120$ Гц), биспектрального ($\tau = 66$ мс, $T = 120$ Гц) и холодного ($\tau = 110$ мс, $T = 20$ Гц). Показано, что на мишень требуется протонный пучок с током 80–85 мА. Для обеспечения тока пучка необходимо разработать высокоинтенсивный линейный ускоритель с импульсным режимом работы. В качестве альтернативы может быть использован линейный ускоритель с непрерывным режимом работы и низким током, за которым следует система сжатия пучка. Такая идея используется во Франкфуртском нейтронном источнике в центре Штерна-Герлаха (FRANZ) [33].

4.1. Импульсный линейный ускоритель

Импульсный линейный ускоритель (рис. 6а) должен включать в себя: импульсный источник

ионов сильного тока; низкоэнергетическую систему транспортировки пучка (LEBT) для согласования луча от ионного источника до входа в линейный ускоритель; импульсный линейный ускоритель высокой интенсивности (как пространственно-однородная квадрупольная фокусировка (RFQ), так и ускоритель с трубками дрейфа (DTL)) и транспортный канал луча с высокой энергией, ведущий до мишени (HEBT).

На сегодня источник ионов на основе электронно-циклотронного резонанса позволяет обеспечить постоянный ток протонов до 140 мА [37, 38], но, как правило, такие источники очень дорогие. Импульсные источники ионов различного типа, такие как дуоплазматрон, многоострийный источник ионов, могут обеспечивать требуемую интенсивность пучка ионов, но все они имеют ограниченный срок службы. Более того, для такого высокоинтенсивного пучка система формирования, а также LEBT являются сложной задачей из-за использования высокоинтенсивного пространственного заряда пучка.

Кроме того, эмиттанс не является линейной функцией тока пучка, поэтому увеличение интенсивности пучка приводит к значительному увеличению эмиттанса. Поскольку RFQ и DTL работают в импульсном режиме, максимальное

Таблица 1. Преимущества и недостатки импульсного и непрерывного линейных ускорителей (нейтронных источников)

		Непрерывный линейный ускоритель	Импульсный линейный ускоритель
Ионный источник	Преимущества	Простота в эксплуатации, надежность, долгий срок службы	Дешевизна
	Недостатки	Относительно дорогой в производстве	Короткий срок службы, сложная система вывода
LEBT	Преимущества	Легкое достижение поперечного согласования	Допустимы потери
	Недостатки	Необходим банчер для продольного согласования	Высокий пространственный заряд луча
RFQ (DTL)	Преимущества	Малый ток	$E_{\max} \geq 1.8$ Кп $a/\epsilon \leq 3$
	Недостатки	$E_{\max} \leq 1.4$ Кп 100%-ная транспортировка луча $a/\epsilon^* \geq 6$	Большой эмиттанс (ϵ)
NEBT	Преимущества		Стандартный NEBT
	Недостатки	Требуется сжатие пучка высокой энергии	

* ϵ — эмиттанс.

электрическое поле на поверхности электрода может быть ≥ 1.8 Кп (Кп — электрическое поле Килпатрика для заданной частоты в резонаторе [39]). Это обеспечивает более высокий коэффициент ускорения и меньшую длину линейного ускорителя для пучка с таким же эмиттансом. Также можно использовать относительно низкое отношение акцептанса к эмиттансу, которое из-за большой силы тока сохраняется равным трем в любом случае. Это позволяет сохранить поперечный размер пучка в области линейности силы ускоряющего канала. Тем не менее эмиттанс пучка является функцией тока, и чем выше ток, тем выше эмиттанс, поэтому линейный ускоритель с импульсным режимом может быть сопоставим с линейным ускорителем с непрерывным режимом работы.

4.2. Линейный ускоритель с непрерывным режимом работы

Непрерывный линейный ускоритель помимо равной длительности импульса должен иметь на выходном канале систему сжатия пучка. Это не может быть гармонический банчер, так как при его использовании теряется больше половины пучка. Кроме того, при использовании 13 МэВ протонов это приведет к активации материалов NEBT. Поэтому необходимо разработать систему, аналогичную той, что используется во FRANZ.

Если говорить об источнике ионов, то можно использовать электронно-циклотронный резонанс (ток до 5 мА и частота 2.45 ГГц) с системой из постоянных магнитов. Это значительно упрощает режим работы и снижает эксплуатационные расходы. Низкоинтенсивный пространственный заряд пучка упрощает разработку как системы вывода, так и LEBT. Однако непрерывный режим работы диктует развитие RFQ и DTL с более низким максимальным значением электрического поля на поверхности электрода (≤ 1.4 Кп) и более высоким отношением акцептанса к эмиттансу (≥ 6). Более того, рекомендуется 100%-ная транспортировка пучка через каналы RFQ и DTL. Любые потери в радиочастотном канале линейного ускорителя могут спровоцировать пробой. Пробой непрерывного линейного ускорителя может привести к разрушению электродов. 100%-ная эффективность транспортировки и даже 100%-ное ускорение могут быть достигнуты только в том случае, если на входе в линейный ускоритель используется 6D-согласование пучка. Для обеспечения 6D-согласования можно использовать гармонический банчер на входе RFQ [39]. Необходимо отметить, что, несмотря на устойчивость к пробую, на входе импульсного линейного ускорителя также желательно установить гармонический банчер.

Преимущества и недостатки двух типов ускорителей представлены в табл. 1. Необходимо провести детальное исследование каждого линейного ускорителя, чтобы выбрать наиболее

подходящий для источника нейтронов. Детальное исследование различных ускорителей для КИН начато в рамках проекта DARIA [41]. В качестве отправной точки был разработан первый вариант линейного ускорителя с непрерывным режимом работы, созданный в рамках проекта BELA.

Подробное описание первых результатов моделирования динамики пучка и электродинамических характеристик представлено в [41]. 100%-ная эффективность ускорения была получена в линейном ускорителе. Общая длина линейного ускорителя составляет 10.4 м, для работы ему требуется около одного мегаватта ВЧ-мощности (0.4 МВт для RFQ и 0.6 МВт для DTL). Для оценки ВЧ-мощности использовалась структура RFQ со смещенными окнами связи и трехщелевой DTL [42] (рис. 6б, 6в). Такая структура RFQ обеспечивает высокую стабильность поля, что очень важно как для линейного ускорителя с импульсами высокой интенсивности, так и для непрерывного линейного ускорителя. Структура успешно использовалась для непрерывного линейного ускорителя в Аргоннской национальной лаборатории (США) [43, 44] и для единственного в мире сверхпроводящего линейного ускорителя непрерывного действия в LNL-INFN (Италия) [45]. Также она использовалась для высокоинтенсивных RFQ в ИТЭФ [46] и ОИЯИ [47]. Трехщелевой DTL — это компромисс между требованием иметь короткий период фокусировки (следовательно, как можно меньше щелей) и высоким коэффициентом качества.

Компактный ионный источник 2.45 электронно-циклотронного резонанса находится в разработке ИТЭФ для проектов BELA и DARIA. Первые экспериментальные результаты, полученные на этом источнике ионов, были представлены на конференции ICIS-2019 [48].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Суммируя все сказанное выше, отметим нарастающий интерес к нейтронным методикам и их труднодоступность. Поэтому для развития методов нейтронного рассеяния, подготовки специалистов и проведения экспериментов в России необходимы компактные источники нейтронов, которые обеспечат нейтронное сообщество России пучками нейтронов, требуемой светосилы и необходимыми нейтронными установками.

При создании российского КИН DARIA учтен опыт зарубежных коллег в создании импульсных источников. Разобраны варианты оптимизации источников нейтронов для увеличения потока нейтронов и светосилы на образце. Это привело к расширению подхода к оптимизации до логического предела. Так как нет необходимости искать

компромисс для нескольких установок, возможна оптимизация каждого канала с замедлителем под конкретную нейтронную установку. Кроме того, будут оптимизированы и протонный ускоритель, и вся мишенная сборка. Комплекс нейтронных установок включает в себя спектрометр обратной геометрии, эпитепловой дифрактометр, установку малоуглового рассеяния нейтронов и мультиспектральный дифрактометр. Показаны результаты предварительных расчетов для мишенной сборки. Установлены опорные точки для последующей оптимизации. Описаны преимущества и недостатки импульсного и непрерывного линейного ускорителя и выбраны параметры ускорителя протонов для КИН DARIA: энергия протонного пучка — 13 МэВ, ток протонов — 100 мА.

Авторы выражают благодарность за помощь в работе и за предоставленные материалы Е.С. Клементьеву, М.В. Булавину, К.А. Мухину, а также многим другим сотрудникам БФУ им. И. Канта, ОИЯИ, НИЦ “КИ” — ИТЭФ и ИПФ РАН.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-12-00363).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Reactor Institute TU Delft website: <http://www.tnw.tudelft.nl/en/cooperation/facilities/reactor-instituut-delft/>
2. ESS website: <http://europeanspallationsource.se/>
3. Сайт Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ (Дубна): <http://flnph.jinr.ru/ru/>
4. Сидоркин С.Ф., Коптелов Э.А. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исследования. 2013. № 6. С. 97.
5. Сайт реактора ПИК (ПИЯФ НИЦ КИ, Гатчина): <http://www.pnpi.spb.ru/win/facil/pik.htm>
6. Institute Laue—Langevin website: <https://www.ill.eu/>
7. Andreani C., Loong C.K., Prete G. // Eur. Phys. J. Plus. 2016. V. 131. P. 217. <https://doi.org/10.1140/epjp/i2016-16217-1>
8. Lavelle C.M., Baxter D.V., Bogdanov A. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2008. V. 587. P. 324. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.12.044>
9. Wei J., Chen H.B., Huang W.H. et al. // Particle Accelerator Conference TU6PFP035. 2009. <https://accelconf.web.cern.ch/PAC2009/papers/tu6pfp035.pdf>
10. Wei J., Bai Y.J., Cai J.C. et al. // Proc. IPAC2010. 2010. V. 10. P. 633.
11. Kubo T., Ishihara M., Inabe N. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 1992. V. 70. № 1–4. P. 309. [https://doi.org/10.1016/0168-583x\(92\)95947-p](https://doi.org/10.1016/0168-583x(92)95947-p)
12. Rucker U., Cronert T., Voigt J. et al. // Eur. Phys. J. Plus. 2016. V. 131. № 1. P. 19. <https://doi.org/10.1140/epjp/i2016-16019-5>
13. Rutherford Appleton Laboratory website: <http://www.isis.stfc.ac.uk/>

14. *Seeger P.A., Daemen L.L., Larese J.Z.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2009. V. 604. № 3. P. 719.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.03.204>
15. *Pinna R.S., Rudić S., Parker S.F. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2018. V. 896. P. 68.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.04.009>
16. Таблица сечений NIST Neutron News. 1992. V. 3. № 3. P. 29–37; База данных Брукхейвена NNDC <https://www.bnl.gov/NST/NNDC.php>
17. *Kuwahara K., Sugiyama S., Iwasa K. et al.* // Appl. Phys. A. 2002. V. 74. P. 302.
<https://doi.org/10.1007/s003390201399>
18. *Yokoo T., Arai M., Kuwahara K. et al.* // Neutron News. 2010. V. 14. № 4. P. 18.
<https://doi.org/10.1080/00323910490970780>
19. *Pynn R.* LANSCE (Los Alamos Neutron Science Center) neutron scattering a PRIMER. Los Alamos. 1990. C. 33.
20. *Zaccai G., Jacrot B.* // Annu. Rev. Biophys. Bioeng. 1983. V. 12. № 1. P. 139.
<https://doi.org/10.1146/annurev.bb.12.060183.001035>
21. *Mildner D.F.R., Carpenter J.M.* // J. Appl. Cryst. 1984. V. 17. № 4. P. 249.
<https://doi.org/10.1107/S0021889884011468>
22. *Григорьев С.В., Пишеничный К.А., Барабан И.А. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. № 12. С. 799.
<https://doi.org/10.1134/S0370274X19240068>
23. *Jeon B., Kim J., Lee E. et al.* // Nucl. Eng. Technol. 2019. V. 52. № 3. P. 633.
<https://doi.org/10.1016/j.net.2019.08.019>
24. *Lavelle C.M.* “The Neutronic Design and Performance of the Indiana University Cyclotron Facility (IUCF) Low Energy Neutron Source (LENS)”. 2007.
25. *Wang X., Loong C.K., Guan X., Du T.* // Phys. Proc. 2014. V. 60. P. 97.
<https://doi.org/10.1016/j.phpro.2014.11.015>
26. IPSN website: www.aai.anl.gov/history/project_pages/ipns.html
27. LANSCE website: <http://lansce.lanl.gov/>
28. ISIS website: <http://www.isis.stfc.ac.uk/>
29. SNS website: <http://neutrons.ornl.gov/sns>
30. JPARC website: <http://j-parc.jp/index-e.html>
31. *Aksenov V.L., Ananiev V.D., Komyshev G.G. et al.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2017. V. 14. № 5. P. 788.
<https://doi.org/10.1134/S1547477117050028>
32. *Fagotti E., Antoniazzi L., Bortolato D. et al.* // Proc. IPAC2018. 2018. P. 2902.
<https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2018-THXGBF2>
33. *Pichoff N., Chirpaz-Cerbat D., Cubizolles R. et al.* // Proc. IPAC2018. 2018. P. 994.
<https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2018-TUPAK015>
34. *Wiesner C., Alzubaidi S., Droba M. et al.* // Proc. IPAC2015. 2015. P. 1276.
<https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2015-TUXB1>
35. *Pisent A., Fagotti E., Colautti P.* // Proc. LINAC2014. 2014. P. 261.
<https://doi.org/10.18429/JACoW-LINAC2014-MOPP088>
36. *Kulevoy T., Fatkullin R., Kozlov A. et al.* // Proc. LINAC2018. 2018. P. 349.
<https://doi.org/10.18429/JACoW-LINAC2018-TUPO012>
37. IFMIF/EVEDA, Injector+LEBT website: https://www.ifmif.org/?page_id=155
38. *Hollinger R., Barth W., Dahl L. et al.* // Proc. LINAC2006. 2006. P. 232.
39. *Kilpatrick W.D.* // Rev. Sci. Instrum. 1957. V. 28. № 10. P. 824.
<https://doi.org/10.1063/1.1715731>
40. *Balabin A.I., Kropachev G.N.* // Proc. EPAC1994. 1994. P. 1180.
41. *Kropachev G., Kulevoy T., Sitnikov A.* // J. Surface Investigation X-ray Synchrotron and Neutron Techniques. 2019. V. 13. № 6. P. 1126.
<https://doi.org/10.1134/S1027451019060399>
42. *Andreev A., Parisi G.* // Proc. PAC1993. 1993. P. 3124.
43. *Ostroumov P.N., Bultman N., Ikegami M. et al.* // Proc. IPAC2018. 2018. P. 2950.
<https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2018-THYGBF4>
44. *Ostroumov P.N.* // Proc. LINAC2018. 2018.
http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/linac2018/talks/tu2a02_talk.pdf
45. *Pisent A., Cavenago M., Bezzon P. et al.* // Proc. EPAC2000. 2000. P. 1702.
46. *Andreev V., Alexeev N.N., Kolomiets A. et al.* // Proc. IPAC2010. 2010. P. 801.
<https://accelconf.web.cern.ch/IPAC10/papers/mopd052.pdf>
47. *Koshelev V., Kropachev G., Kulevoy T. et al.* // Proc. LINAC2016. 2016. P. 575.
<https://accelconf.web.cern.ch/linac2016/papers/tu-plr050.pdf>
48. ICIS2019 website: <https://icis2019.impcas.ac.cn/event/1/overview>