

Для личного
ознакомления

Низкоэнергетические ядерные реакции LENR и сопутствующие процессы в установке TNLT

Обзор данных, предоставленных
командой TNLT

Составил специалист по физике плазмы и LENR

Фёдор Сергеевич Зайцев

*доктор физико-математических наук,
профессор, академик РАН*

E-mail: a@eth21.ru

Версия от 14.06.2022
Обновления – на сайте <http://eth21.ru/LENR>

Москва – 2022

Обзор «Низкоэнергетические ядерные реакции LENR и сопутствующие процессы в установке TNLT», 104 с., 26 рис., 69 ист.; © Ф.С. Зайцев, 2022. Ориентирован на исследователей LENR и физиков-практиков. Составитель Ф.С. Зайцев – специалист по физике плазмы и LENR [1–6]. Все права защищены ®. E-mail: a@eth21.ru.

Аннотация

В обзоре представлены экспериментальные данные, полученные на установке TNLT (Transformation of Nuclides at Low Temperature) по инициации и поддержанию LENR (Low Energy Nuclear Reactions, низкоэнергетические ядерные реакции или холодный ядерный синтез). Детектированы все основные процессы, сопутствующие LENR: рентгеновское и γ -излучение, появление тепловых нейтронов, изменение состава изотопов, образование новых химических элементов, возникновение быстрых электронов, избыточное выделение тепла, сильные всплески напряжения на термопаре, странное излучение, последствие.

Совокупность полученных данных однозначно свидетельствует о протекании реакций LENR в установке TNLT.

Принцип работы TNLT – резонансное воздействие на вещество.

Детали технологии LENR-R и физических условий в TNLT, используемых для генерации LENR, а также имена разработчиков, не раскрываются в данном обзоре, так как составляют коммерческую тайну и ноу-хау. Все права на технологию и установку защищены.

Условия генерации LENR принципиально отличаются от типичных условий в никель-водородных реакторах, в частности: LENR происходят при температуре порядка комнатной $20 [C^{\circ}]$, что в ~ 50 раз меньше обычно применяемой; вводимая в реакторную зону мощность составляет $\sim 10 [Вт]$, что на ~ 2 порядка меньше, чем в традиционных установках; используются доли грамма рабочей смеси, что в разы и даже в сотни раз меньше обычного. При этом возникает поток тепловых нейтронов до $10^5 - 10^8 [частиц/с]$, рентгеновское и γ -излучение, избыточная генерация тепла ~ 2 раз. Такое сильное различие обусловлено созданием в традиционных подходах условий, не способствующих, а затрудняющих LENR.

Регулярное воспроизведение LENR при варьировании физических условий позволяет утверждать, что **впервые в мире** за 30 лет широкомасштабных исследований LENR коллективом создателей TNLT **разработана технология систематического воспроизведения данных реакций при малой вкладываемой энергии.**

Регулярность генерации LENR, существенное уменьшение энергозатрат для инициации и поддержания этих реакций, рабочая температура реакторной зоны порядка комнатной, а также компактность оборудования открывают широкие возможности для практического использования LENR, см. с. 10 введения.

Обзор даёт общую методику обоснования генерации LENR.

Содержание

Правовые вопросы	5
Введение.....	6
1. Рентгеновское, γ и нейтронное излучения в TNLT	12
1.1. Засветка рентгеновских плёнок в реакторной зоне.....	12
1.2. Засветка рентгеновских плёнок активированной в реакторе медной пластинкой	17
1.3. Измерение интенсивности и энергии рентгеновского и γ -излучения реакционной смеси. Анализ его происхождения	19
1.4. Измерение рентгеновского и γ -излучения медной пластинки, экспонированной в реакторе	25
1.5. Оценка интенсивности излучения рентгена медной пластинкой по степени засветки плёнки. Сопоставление с данными радиометра	28
1.6. Измерение рентгеновского, γ и нейтронного излучений приборами с автоматическим распознаванием сигналов	33
1.6.1. Анализ данных сцинтилляторного регистратора РСУ-01 «Сигнал» о рентгеновском/ γ и нейтронном излучениях.....	38
1.6.2. Анализ эмиссии нейтронов по данным регистратора с трубкой СММ-18, наполненной ^3He	41
2. Анализ процессов в TNLT с позиций экспериментальной ядерной физики	51
2.1. *Некоторые сведения о ядерных реакциях с участием тепловых нейтронов. Одна из методик детектирования их появления	51
2.2. Сводка фактов, подтверждающих рождение нейтронов тепловых энергий и ниже. Основные процессы в реакторной зоне	59
2.3. Изменение изотопного состава. Образование новых химических элементов.....	62

2.4. Оценки интенсивности источника нейтронов и доли наработанных в медном детекторе новых химических элементов.....	64
3. Появление быстрых электронов и позитронов.....	68
4. Избыточное выделение тепла в TNLT при LENR.....	69
5. Осцилляции и всплески напряжения на термопаре.....	78
6. Следы странного излучения от TNLT	79
6.1. На рентгеновской плёнке.....	80
6.2. На DVD	80
6.3. На алюминиевой фольге	82
6.4. На рентгеночувствительной стеклянной пластине.....	83
6.5. В толстом оргстекле.....	83
7. Последействие	86
8. Изменение структуры материалов.....	86
9. Катализ химических реакций	86
10. Оценки эффективности технологии LENR-R по данным экспериментов на установке TNLT.....	87
10.1. Эффективность генерации LENR в TNLT относительно традиционных никель-водородных реакторов	87
10.2. Эффективность генерации нейтронов на основе технологии LENR-R по сравнению с термоядерным реактором ITER.....	88
10.3. Эффективность генерации рентгеновского излучения в TNLT при LENR относительно лампы	91
10.4. Сопоставление КПД генерации тепла в TNLT с КПД промышленных источников	93
Заключение. Основные выводы	94
Приложение 1. Анализ чувствительности применявшейся рентгеновской плёнки к ультрафиолетовому излучению во всём его диапазоне	96
Источники информации	99

Правовые вопросы

Автор не даёт никаких гарантий того, что изложенные в данном обзоре результаты согласуются с какими-либо товарными стандартами, или отвечают требованиям каких-либо частных приложений, или свободны от ошибок. Представленный в обзоре материал не следует использовать для задач, неправильное решение которых может привести к ущербу для личности или собственности. Если кто-либо всё же использует материалы указанным образом, то делает это на свой риск. Автор отказывается от любой ответственности за прямой или косвенный вред, возникший в результате использования кем-либо материалов данного обзора.

Авторские права защищены. Никакая часть настоящего обзора ни в каких целях не может быть переведена на другой язык, воспроизведена или передана в какой бы то ни было форме и какими бы то ни было средствами, будь то электронные или механические, включая фотокопирование и запись на носитель информации, если на это нет письменного разрешения автора данного обзора.

Введение

В обзоре представлены экспериментальные данные, полученные на установке TNLТ (Transformation of Nuclides at Low Temperature) по генерации LENR (Low Energy Nuclear Reactions, низкоэнергетические ядерные реакции или холодный ядерный синтез). Обзор подготовил профессор, доктор физико-математических наук Ф.С. Зайцев – специалист по физике плазмы и LENR [1–6].

Технологии на базе LENR предполагают существенные конкурентные преимущества. Поэтому в мире происходит усиление внимания к теме LENR со стороны частных и государственных структур.

Например, Конгресс США в 2020 г. поручил Национальному научному фонду (NSF) [7, с. 98]: «Изучить различные теории, эксперименты и научную литературу, связанные с LENR. А также выработать рекомендации относительно того, будут ли федеральные инвестиции в исследования LENR целесообразными, и если да, то спланировать, как лучше всего реализовать эти инвестиции.» Такое поручение фактически открывает зелёный свет интенсификации исследований LENR.

Другой пример. Национальный исследовательский совет Италии и Российский фонд фундаментальных исследований включили в 2020 г. тему LENR в совместный конкурс: «Изучение фундаментальных физических механизмов LENR», см. [8].

Таким образом, научные коллективы имеют теперь серьёзные основания административного характера для проведения широкомасштабных исследований в области LENR.

Подчеркнём, что инициация ядерных процессов в «обычных» условиях не противоречит общепринятым физическим представлениям, так как физика допускает возможность, например, резонансной накачки в вещество энергии, необходимой для активизации ядерных процессов.

Коммерческое применение реакций LENR осложнялось более 30 лет неприемлемыми для практики энергозатратами на инициацию и поддержание LENR, а также нерегулярностью воспроизведения этих реакций. Отсутствие адекватной теории не позволяло предсказать оптимальные условия возникновения LENR, а экспериментальный поиск таких условий наталкивался на непреодолимую проблему перебора большого количество параметров.

Разработать принципиально новую, не энергозатратную технологию для регулярной инициации и поддержания LENR позволила теория LENR, представленная в работах с участием Ф.С. Зайцева [1, 2, 4, 5]. Эта технология названа LENR-R, где R – от Resonances. Технология LENR-R является одним из применений более общей технологии возбуждения физического вакуума, основанной на теории [4, 5].

Подчеркнём, что, согласно технологии LENR-R, условия во многих традиционных экспериментах не только не способствуют, а, наоборот, затрудняют возникновение LENR.

В данном обзоре описаны экспериментальные результаты, полученные по технологии LENR-R на физической установке TNLT. TNLT – сокращение от Transformation of Nuclides at Low Temperature. Термин «нуклид» означает атом химического элемента [9]. Обзор ориентирован на специалистов в области LENR и экспериментальной ядерной физики.

Представленные результаты создают основу для разнообразных коммерческих применений LENR, см. с. 10.

Физическая установка TNLT предназначена для демонстрации новой технологии LENR-R, проведения фундаментальных исследований реакций LENR и связанных с ними эффектов, а также для изучения других эффектов, возникающих в условиях TNLT.

Принцип работы TNLT – резонансное воздействие на вещество. Детали технологии LENR-R и физических условий в TNLT, а также имена разработчиков не раскрываются в данном

обзоре, так как составляют коммерческую тайну и ноу-хау. **Все права на технологию LENR-R и установку TNLT защищены.**

В качестве основных веществ для получения LENR многие коллективы исследователей используют алюмогидрид лития LiAlH_4 или боргидрид натрия NaBH_4 . Обычно эти соединения применяются в сочетании с никелем, хорошо удерживающим водород. Кроме того, к LiAlH_4 и NaBH_4 могут добавляться вещества, усиливающие интенсивность LENR.

В TNLT использовались как традиционные, так и новые реакционные (рабочие) смеси, в том числе:

- (а) Традиционная смесь порошка Ni, 10 [мкм], и NaBH_4 , 99.9 и 97% чистоты, обычно 2/3 и 1/3 по объёму соответственно.
- (b) Новая смесь для усиления излучения, подобранная на основе теории.
- (c) Традиционная смесь Ni и LiAlH_4 , 99.9% и 97% чистоты.

Смесь (а) работает и без Ni. Смесь (b) является ноу-хау разработчиков TNLT. В её состав входят LiAlH_4 , хлорид цезия CsCl , некоторое органическое вещество, распадающееся на C, H, N, Br. Возможна добавка дейтерида лития ${}^6\text{LiD}$ (используется как термоядерное топливо в термоядерном оружии [10]). Эта смесь, в отличие от традиционных смесей (а) и (с), не содержит металлы в чистом виде. Смеси в TNLT имеют контакт с металлическим элементом реакторной зоны, но, скорее всего, этот контакт не принципиален для смеси (b), так как известно, что смеси (а) и (с) могут давать LENR и без дополнительного контакта с металлами.

Смеси (а) и (b) показали в TNLT более ярко выраженные эффекты LENR по сравнению со смесью (с).

Совокупность изложенных в данном обзоре экспериментальных данных **однозначно свидетельствует о протекании реакций LENR в установке TNLT**, а именно: рентгеновское и γ -излучение, появление тепловых нейтронов, изменение состава изотопов, образование новых химических элементов, возникновение быстрых электронов, избыточное выделение тепла, сильные всплески напряжения на термопаре, странное излучение, последствие.

Ключевая роль рабочей смеси в LENR подтверждается тем, что без неё эффекты, ассоциируемые с LENR, не наблюдались, а с выработкой смеси заметно ослабевали.

Обзор научных публикаций за 30 лет по теме LENR показывает, что **условия в реакторной зоне TNLT являются уникальными, не применявшимися ранее в известных установках.**

Использование резонансов обуславливает следующие принципиальные преимущества технологии LENR-R над другими технологиями генерации LENR, описанными, например, в обзорах [11, 12]:

1. Генерация LENR при температуре порядка комнатной $20 [C^{\circ}]$, что в ~ 50 раз меньше обычно используемой.
2. Вводимая в реакторную зону мощность составляет $\sim 10 [Вт]$, что на ~ 2 порядка меньше, чем в традиционных установках. Потребляемая от сети мощность составляет лишь около $120 [Вт]$.
3. Для получения всех описанных в обзоре результатов оказалось достаточно использовать относительно малое количество реакционной смеси – порядка $0.5 [г]$, в то время как обычно применяют от $1 [г]$ до $100 [г]$ и выше.
4. Время вывода установки на режим LENR составляет несколько минут. Во многих установках это время измеряется десятками минут и даже сутками.
5. Регулярность воспроизведения LENR в экспериментах.
6. Генерация $10^5 - 10^8 [нейтрон/с]$ холодных и тепловых нейтронов энергий $\lesssim 0.025 [эВ]$ в телесный угол $4\pi [ср]$, см. п. 2. В типичных LENR-технологиях интенсивность значительно ниже – от 0 до $10^6 [нейтрон/с]$. Интенсивность генерации по технологии LENR-R попадает в средний диапазон интенсивностей стандартных промышленных источников: $10^3 - 10^{13} [нейтрон/с]$, см. [13]. Однако такие источники генерируют быстрые нейтроны, которые гораздо более радиотоксичны, чем тепловые, в том числе

из-за значительно большей длины свободного пробега. Кроме того, быстрые нейтроны обычно необходимо замедлять перед использованием.

7. Возможность преобразования потока нейтронов в поток рентгеновского и γ -излучения близкой интенсивности с распределением энергий фотонов от 1 до 750 [кэВ], см. п. 1, 2.4, например, 250-кэВных – до 10^3 [квант/с].
8. Избыточная генерация тепла ~ 2 раз (см. п. 4) – сопоставима и выше, чем в типичных LENR-установках.
9. Компактность оборудования. Габариты реакторной зоны $7 \times 7 \times 20$ [см³]. Вся установка умещается в чемодан размером $50 \times 50 \times 40$ [см³]. Её общий вес ~ 35 [кг].

Перечисленные характеристики TNLT не являются предельными и могут быть улучшены за счёт варьирования физических условий и инженерных решений.

Регулярность воспроизведения LENR, существенное уменьшение затрат энергии для инициации и поддержания этих реакций, рабочая температура реакторной зоны порядка комнатной и компактность оборудования с возможностью его миниатюризации открывают широкие перспективы для практического использования LENR, в том числе для создания и коммерческого распространения востребованных устройств, работающих на новом принципе.

Наибольшую прибыль обычно имеют компании, опередившие своих конкурентов в выходе на рынок с коммерческими изделиями, основанными на новых технологических решениях. **Большую коммерческую перспективу имеет адаптация технологии LENR-R и установки TNLT к решению специализированных задач.** Данный подход открывает возможность создания на принципиально новой основе значительно более энергетически выгодных, менее дорогостоящих, более безопасных, компактных и экологически чистых технологий и приложений в следующих отраслях экономики, медицины и науки:

1. Экономичная генерация LENR.
2. Более безопасный и экологичный источник нейтронов, допускающий длительное хранение в нерадиоактивном состоянии и испускающий нейтроны только после активации рабочей смеси. Может использоваться, например: в нейтронно-активационном анализе, применяемом в медицине (анализ крови и тканей, производство лекарств), геологии (каротаж скважин), нефтегазовой отрасли, криминалистике, сельском хозяйстве и т.д.; в неразрушающем анализе состава твёрдых тел, жидкостей, суспензий, растворов и газов при отсутствии подготовки или минимальной подготовке в том числе в полевых условиях.
3. Изучение и применение ядерных процессов.
4. Малозатратная генерация рентгеновского и γ -излучения.
5. Ядерная медицина [14].
6. Генерация странного излучения. В том числе для создания в перспективе сверхбольших магнитных полей $\sim 10^3$ [Т] [15].
7. Создание автономных, компактных, экологически чистых источников энергии до 100 [кВт], не конкурирующих с мощными электростанциями [1].
8. Изменение структуры вещества для создания импульсных устройств, лекарств, новых веществ и материалов.
9. Получение редких химических элементов и новых соединений.
10. Катализ химических реакций.
11. Изучение влияния LENR на биологические системы.

Преимущества технологии LENR-R по эффективности и коэффициенту полезного действия (КПД) обсуждены в п. 10, см. с. 87.

Меры предосторожности при работе с TNLT сформулированы в конце заключения, см. с. 94.

Представленный ниже материал даёт общую методику обоснования генерации LENR в различных устройствах.

Ссылки на Википедию следует рассматривать как ссылки на обзоры, в которых даётся **библиография специальной литературы**.

Для удобства чтения файл PDF обзора создан с переходами при нажатии мышкой на элементы содержания и ссылки: разделы, формулы, литература, страницы, рисунки, ресурсы Интернета.

1. Рентгеновское, γ и нейтронное излучения в TNLT

Рентгеновское излучение свойственно атомным процессам и торможению сильно ускоренных электронов. Излучение в γ -диапазоне – ядерным и космическим процессам, радиоактивному распаду. См., например: [16, (a)]. Рентгеновское и γ -излучение не возникают в существенных количествах при химических реакциях. Отметим, что границы областей рентгеновского и γ -излучения определены лишь весьма условно [16].

Придание электронам скорости, необходимой для появления рентгена при резком торможении, требует напряжения не менее ~ 30 [кВ], см., например: [16, (c)]. В TNLT такое или даже сопоставимое по величине напряжение не применяется. Кроме того, рентгеновское излучение не наблюдается без реакционной смеси.

Эмиссия нейтронов свойственна только ядерным процессам.

Отсутствие влияния случайных факторов на появление нейтронного, рентгеновского и γ -излучений в TNLT подтверждается их систематической регистрацией при многократных повторениях экспериментов с существенным варьированием физических условий.

Таким образом, **наличие нейтронного, рентгеновского и γ -излучений в экспериментах на установке TNLT свидетельствует о протекании в ней ядерных процессов LENR.**

Эффективности генерации нейтронов на основе технологии LENR-R по сравнению с термоядерным реактором ITER и генерации рентгеновского излучения с помощью LENR-R по сравнению с рентгеновской лампой оценены в п. 10.2 и 10.3.

1.1. Засветка рентгеновских плёнок в реакторной зоне

Одним из самых простых, надёжных и дешёвых способов детектирования рентгеновского излучения является применение

рентгеновских плёнок. Такой способ даёт возможность установить наличие и порядок величины эффекта, а также сделать ряд важных заключений.

К достоинствам диагностики рентгена с помощью рентгеновской плёнки также относится возможность регистрации в виде тонких градаций серого цвета слабого потока квантов, который может быть не виден на электронных рентгеновских счётчиках, например, из-за неадекватного порога чувствительности, суммирования всех сигналов без анализа их формы или присутствия больших электрических шумов (см. начало п. 1.3).

Рентгеновское излучение регистрировалось в TNLT по за светке дентальной рентгеновской плёнки. Её характеристики приведены на рис. 1.

Пленка рентгеновская дентальная ERGONOM-X
 Производитель «Дентал Филм С.р.л.», Италия
 DENTAL FILM S.r.l., Via Verga 30, 10036, Settimo Torinese (TO) Italy
 Место производства: DENTAL FILM FZCO, A05-LIU-Dubai Silicon Oasis,
 Dubai, United Arab Emirates
 Только для профессионального использования
 РУ №ФСЗ 2011/09686 от 28 февраля 2017 года, срок действия не ограничен
 Срок годности см на упаковке, инструкция внутри упаковки

	EXPOSURE CHART	Object	Time (70 kV8 mA)	
PC	Maxillary	Molars	0,5 Sec.	
		Bicuspids	0,35 "	
		Cuspids	0,3 "	
		Incisors	0,3 "	
Mandibular	Molars	Bicuspids	0,35 Sec.	
		Cuspids	0,3 "	
		Incisors	0,25 "	

⚠
☂
⊘
30-50% RH
10°C 50°F
24°C 75°F
☢

* Size : 30.5 x 40.5 mm ISO FORMAT 2

Рис. 1. Рентгеновская плёнка ERGONOM-X.

Работоспособность плёнок показывает проявление их контрольных не засвеченных образцов, см. рис. 2.

Для плёнки ERGONOM-X проведены специальные исследования, показывающие, что она не чувствительна ко всему диапазону ультрафиолетового излучения, в том числе экстремального,

граничащего с рентгеновским диапазоном, см. приложение 1. То есть эта плёнка регистрирует именно рентгеновское излучение. Диапазон рентгеновского излучения, для регистрации которого предназначена данная плёнка, обсуждён в п. 1.5, с. 30.

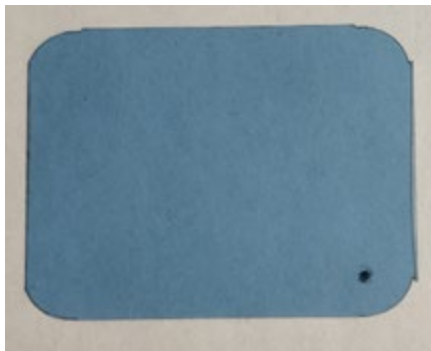


Рис. 2. Контрольная рентгеновская плёнка, не подвергавшаяся облучению. Точка в правом нижнем углу – технологическая отметка производителя.

Фотографируемый на рентгеновскую плёнку объект обычно размещают между источником рентгена и плёнкой. Более плотные области объекта сильнее поглощают рентгеновское излучение, поэтому эти области имеют более светлый оттенок на рентгеновской плёнке.

Металлическая гайка, установленная между источником рентгеновского излучения и плёнкой, выглядит на плёнке значительно более светлой по сравнению с окружающей её областью из-за сильного поглощения металлом части рентгеновского излучения. Типичная рентгеновская фотография лежащей на плёнке гайки показана на рис. 3.

Рентгеновская плёнка, рис. 1, располагалась в TNLT на расстоянии ~ 4 [см] от реакционной смеси. Между плёнкой и смесью устанавливалась стальная гайка. В реакторную зону вкладывалась мощность ~ 10 [Вт].

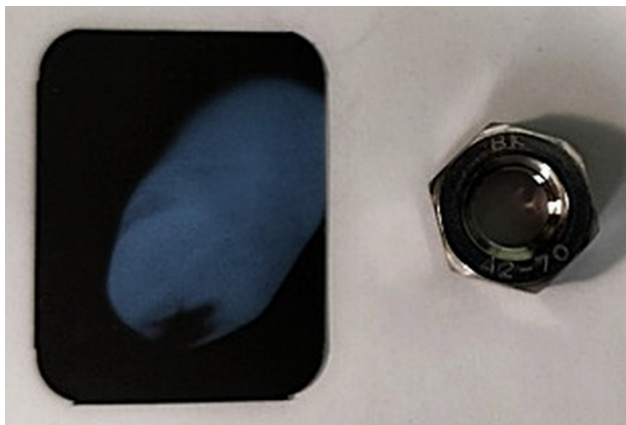


Рис. 3. Рентгеновская плёнка и находившаяся на ней гайка, облучённые рентгеном. Светлое пятно внизу – место нахождения гайки. Вправо вверх уходит область, затеняемая гайкой от рентгена.

В отсутствие реакционной смеси рентгеновская плёнка не фиксирует рентгеновское излучения от реактора и гайки.

В присутствии реакционных смесей наблюдается ярко выраженная засветка плёнки, см. рис. 4. Однако степень засветки обратная к рис. 3: тёмные пятна соответствуют расположению гайки, а вокруг них засветка плёнки значительно слабее. Это означает генерацию рентгеновского излучения, главным образом, в районе гайки, иначе засвеченными были бы области вдали от гайки. С помощью увеличения времени экспозиции установлено, что желтизна появляется из-за деградации рентгеночувствительного слоя под действием облучения.

Таким образом, реактор генерирует излучение, которое только при взаимодействии с гайкой формирует рентген.

Подчеркнём, что реальное излучение реакционной смеси выше регистрируемого, так как между плёнкой и реактором расположены некоторые конструкционные элементы установки, поглощающие излучение.

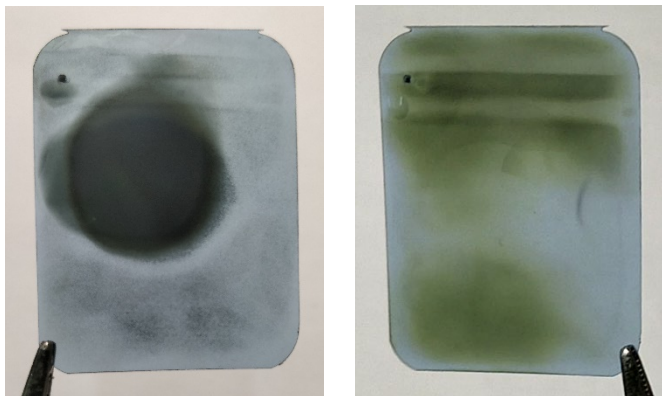


Рис. 4. Рентгеновская плёнка, располагавшаяся на расстоянии ~ 4 [см] от реакционной смеси. Слева – для смеси (а), с. 8, пропорции $\sim 30\%$ NaBH_4 (97% чистоты) и $\sim 70\%$ Ni (99.9% чистоты) по объёму, облучение в течение ~ 30 [мин], тёмная область сверху – место нахождения гайки. Справа – для смеси (б), с. 8, засветке в течение ~ 15 [мин], тёмная области снизу – место расположения гайки. Линии сверху даёт конструкционный элемент реакторной зоны. На обеих фотографиях засветка обратная к рис. 3, причём в случае (б) излучение портит рентгеночувствительный слой – появляется желтизна.

Как отмечено в начале п. 1, **регистрация рентгеновского излучения в условиях установки TNLT свидетельствует о протекании в ней атомарных и ядерных процессов.**

В п. 2.1, 2.2 на основе данных экспериментальной физики подробно обосновано, что TNLT генерирует нейтроны с энергиями порядка тепловой и ниже. Нейтроны в результате взаимодействия с ядрами атомов гайки, а также элементами конструкции реактора, и последующих процессов вызывают рентгеновское излучение, засвечивающее плёнку.

Другим принципиальным подтверждением генерации

нейтронов в TNLT, помимо засветки плёнки в районе гайки, является активация медной пластинки, которая после удаления из реактора длительное время испускает рентгеновское излучение, сильно засвечивающее рентгеновскую плёнку, см. п. 1.2.

1.2. Засветка рентгеновских плёнок активированной в реакторе медной пластинкой

Медные пластинки толщиной ~ 0.5 [мм] и общей площадью порядка 2×3 [см²] располагались на расстоянии ~ 2 [см] от рабочего вещества.

До начала каждого эксперимента измерялась радиоактивность рабочей смеси, меди и других материалов установки. Показания радиометра соответствовали фоновому излучению.

На протяжении 10 – 30 [мин] рабочее вещество в реакторе подвергалось резонансному воздействию с мощностью порядка 10 [Вт]. По окончании воздействия медные пластинки извлекались из реакторной зоны и изучались вдали от реактора.

Спустя ~ 1 [мин] после окончания облучения пластинок к ним вплотную прикладывалась на 10 – 40 [мин] рентгеновская плёнка, характеристики которой приведены на рис. 1. Пример расположения медных пластинок на плёнке показан на рис. 5.

Рентгеновские плёнки, экспонированные на данных медных пластинках, представлены на рис. 6. Видна сильная засветка. Некоторая её неравномерность связана с различным позиционированием пластинок в реакторе.

Со временем радиоактивность меди падает, но даже по прошествии нескольких суток экспонирование плёнки на пластинке давало некоторую засветку.

Таким образом, активированные в реакторе медные пластинки длительное время остаются радиоактивными после прекращения воздействия реактора.

В соответствии с п. 2.1, 2.2, наличие засветки плёнки медной пластинкой означает **рождение в рабочем веществе установки**

TNLT нейтронов с энергией порядка тепловой и ниже. Нейтроны в результате взаимодействия с ядрами атомов меди вызывают процессы, приводящие к появлению рентгеновского излучения, засвечивающего плёнку.



Рис. 5. Расположение извлечённых из реактора медных пластинок на пластиковом конверте с рентгеновской плёнкой (рис. 1).

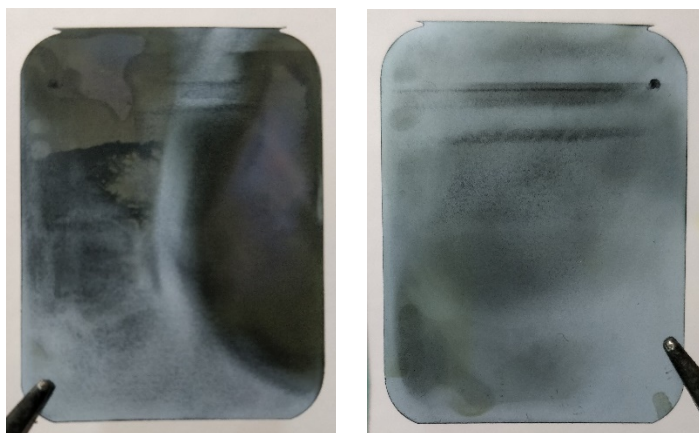


Рис. 6. Плёнки, экспонированные на медных пластинках после извлечения их из реактора. Те же эксперименты, что и на рис. 4. Слева – в случае смеси (а), экспонирование плёнки 40 [мин]; справа – для смеси (б), экспонирование плёнки 15 [мин].

1.3. Измерение интенсивности и энергии рентгеновского и γ -излучения реакционной смеси. Анализ его происхождения

Применение регистраторов различного типа позволяет получить детальные сведения об источнике излучения. Однако использование таких приборов сопряжено с рядом сложностей. Поэтому отметим сначала некоторые особенности, которые надо учитывать при регистрации излучения электронными устройствами.

В типичном регистраторе излучения происходит значительное усиление сигнала, поступающего от чувствительного элемента. При этом на полезный сигнал накладывается шум. Шум может быть вызван различными причинами, не являющимися следствиями излучения. Например, процессами в электрической схеме, внешними электромагнитными наводками, тепловыми эффектами и т.д.

Кроме того, в регистраторах с фотоэлектронным множителем без магнитной защиты сигнал может значительно ослабляться из-за отклонения электронов во внешнем магнитном поле.

Некоторые регистраторы имеют порог для минимально регистрируемой энергии, ниже которой полезный сигнал не детектируется. Излучение с высокой проникающей способностью также может не наблюдаться на регистраторе.

Возможны проблемы с тонкими измерениями из-за автоматического счёта на длительном промежутке времени, программного вычитания шума без надёжного распознавания в нём полезного сигнала и т.д.

В результате перечисленные факторы могут затруднить обнаружение с помощью регистратора, например, некоторых ядерных процессов, которые хорошо детектируются другими способами, например, засветкой рентгеновских плёнок, см. п. 1.1, 1.2, 2.2.

Таким образом, наиболее достоверные и полные данные об изучаемых процессах может дать только детальный анализ сиг-

нала чувствительного элемента регистратора с помощью осциллографа без применения автоматического суммирования, вычитания шума, программного распознавания сигнала и т.д.

В измерениях на TNLТ применялся сцинтилляционный радиометр БДЭГ2-38-СП1, имеющий защиту от магнитного поля. Использовался хорошо стабилизированный высоковольтный блок питания БНВ2-95. Сигнал радиометра выводился на осциллограф OWON XDS3104AE.

Применяемый сцинтиллятор регистрирует не только рентгеновские и γ -кванты, но и нейтроны, которые при взаимодействии с веществом сцинтиллятора порождают фотоны. И те, и другие далее будем называть носитель энергии.

В сцинтилляторе происходит быстрое возбуждение вещества носителем энергии и последующее достаточно медленное высвечивание [17]. Свет попадает на фотозлектронный умножитель, образовавшиеся электроны ускоряются и дают всплеск отрицательного напряжения. В результате временной профиль напряжения на осциллографе, созданный полезным сигналом, характеризуется резким спадом и дальнейшим относительно медленным подъёмом, см. рис. 7. Такая форма сигнала позволяет хорошо отличать его от шумового сигнала, обычно имеющего форму быстрых осцилляций около среднего уровня. Причём различие между полезным сигналом и шумом хорошо заметно не только при близкой, но и при меньшей амплитуде полезного сигнала, см. рис. 7.

Задача детектирования сигнала определённой формы среди других сигналов относится к задаче распознавания образов. Человек решает подобные задачи достаточно легко, однако создание надёжной системы автоматического распознавания образов представляет большую сложность. Поэтому в простейшем случае счёт импульсов известной формы проводится вручную.

Регистратор БДЭГ2-38-СП1 был откалиброван перед использованием на источниках излучения с известной энергией квантов. Напряжению 4 [В] на осциллографе соответствует энергия кванта 100 [кэВ].

Рентгеновские кванты кэВ-ных энергий могут возникать при резком замедлении заряженных частиц и при атомарных процессах, кванты бóльших энергий (γ -кванты) появляются в ядерных процессах [16, (а)].

В TNLT не применяется электрическое поле, которое могло бы ускорить заряженные частицы до энергий, необходимых для появления рентгена при резком торможении. Поэтому в TNLT **сцинтиллятор регистрирует рентгеновские и γ -кванты, появляющиеся главным образом в результате атомарных и ядерных процессов**. В п. 2.1, 2.2 показано, что наблюдаемое радиометром излучение **обусловлено в основном рождением нейтронов**.

Число носителей энергии, приходящих в секунду на площадь детектора радиометра, можно рассчитать по среднему числу полезных импульсов напряжения в клетке осциллографа

$$n_{sn, X\gamma} \approx \frac{\text{среднее число импульсов в клетке}}{\text{интервал времени в клетке}}.$$

Эксперименты проводились в помещении с фоновым излучением, дающим на осциллографе $n_{sn, X\gamma} \sim 20 - 200$ [имп/с] с амплитудой, соответствующей энергиям от 0.5 [кэВ].

Детальный анализ измерений целесообразно проводить через несколько минут после запуска реактора, так как необходимо время для усиления амплитуды колебаний физического вакуума под резонансным воздействием, генерации реакций в значительном количестве, создания условия для их самоактивации.

Для работающей без реакционной смеси установки TNLT сигнал радиометра на осциллографе соответствует фоновому, если материалы реакторной зоны слабо чувствительны к создаваемому резонансному воздействию. Присутствие реакционной смеси (а) или (б) приводит к увеличению интенсивности регистрируемого излучения не менее, чем на порядок, а также к значительному росту амплитуды сигналов.

Размещение металлической гайки или медной пластины между рабочей смесью и радиометром приводит к дальнейшему росту регистрируемых интенсивности излучения и амплитуды импульсов. Например, при наличии медной пластины частота полезного сигнала доходит до $n_{sn,XY} \sim 10^4$ [имп/с], что на два порядка выше фона, а регистрируемые энергии - до 750 [кэВ] и выше, в том числе 250-кэВные импульсы регистрируются с частотой до 10^3 [имп/с].

На рис. 7 приведена фотография осциллографа, регистрирующего излучение с интенсивностью $n_{sn,XY} \sim 2 \cdot 10^3 - 10^4$ [имп/с] и энергиями от ~ 1 [кэВ] до ~ 20 [кэВ] при использовании смеси (b).

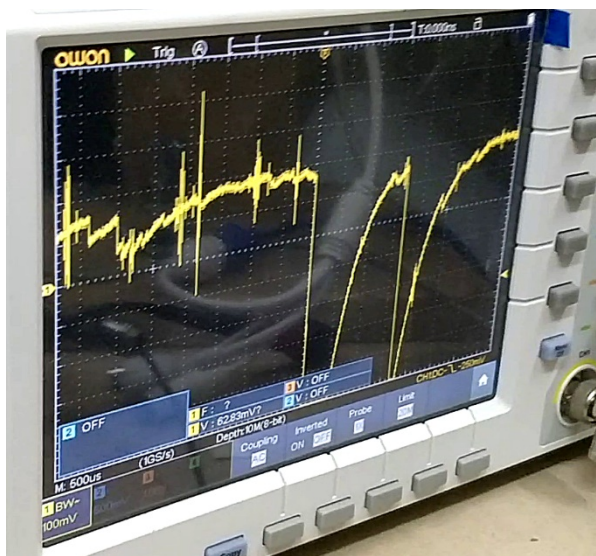


Рис. 7. Регистрация излучения от $\sim 2 \cdot 10^3$ (в среднем по 15-и клеткам) до $\sim 10^4$ (5 импульсов в 3-й клетке слева) [имп/с]. Одна клетка по вертикали соответствует энергии 2.5 [кэВ].

Подчеркнём, что, как показано ниже, **полная интенсивность излучения реакторной зоны на несколько порядков выше регистрируемой радиометром, так как в него попадает лишь часть излучения.**

Малая амплитуда некоторых регистрируемых сигналов может быть связана как с физическими эффектами в TNLT, так и с техническими особенностями регистратора. Однако, независимо от амплитуды, регистрация полезного сигнала говорит о протекании ядерных и атомных процессов, при условии отсутствия электрического поля, в котором заряженные частицы могут ускориться до энергий, необходимых для появления рентгена при их резком торможении.

Установка парафиновой или кадмиевой пластины между рабочей смесью и радиометром приводит к заметному падению регистрируемых интенсивности излучения и амплитуды импульсов. Размещение бора даёт меньший эффект.

Приведённые экспериментальные факты имеют ясное объяснение с позиций ядерной физики. Развёрнутый анализ ядерных процессов в TNLT дан в п. 2.

В этом разделе отметим лишь, что под действием нейтронов устойчивые изотопы железа, меди, алюминия и многих других веществ могут трансформироваться в изомеры и изотопы с малым периодом полураспада. Их переход в устойчивое состояние, как правило, приводит к излучению квантов высокой энергии, что и показывает осциллограф.

В случае кадмия и парафина уменьшение регистрируемой интенсивности излучения обусловлено тем, что кадмий является хорошим поглотителем тепловых [18], а парафин – хорошим замедлителем быстрых нейтронов [19]. Бор ^{10}B имеет очень высокое сечение захвата тепловых нейтронов, но в природном составе его лишь ~ 20 ат. %. [20].

Таким образом, **существенное увеличение частоты и амплитуды полезных сигналов по сравнению с фоновыми и эксперименты по введению между реактором и радиометром пластинок из различных веществ дают дополнительное (к экспериментам по засветке рентгеновских плёнок) основание в пользу вывода о рождении нейтронов в реакционной смеси в условиях TNLT.**

Как уже отмечалось, радиометр регистрирует лишь малую долю носителей энергии $n_{sn, X\gamma}$, излучаемой сосредоточенным в

некоторой малой области источником. Оценим по $n_{sn,XY}$ полную интенсивность n_{XY} генерации источником носителей энергии, которая и **представляет основной интерес для приложений**.

Будем измерять полную интенсивность n_{XY} источника носителей энергии числом импульсов в секунду в телесный угол 4π [ср] по аналогии с измерением интенсивности промышленных источников нейтронов, которые характеризуются числом нейтронов, испускаемых в секунду в телесный угол 4π [ср], см., например: [13].

В приближённых оценках интенсивности распределённого в некоторой области источника его заменяют точечным источником.

Обозначим: S_{sn} – площадь поверхности чувствительного элемента (сенсора) регистратора, r – расстояние от точечного источника до сенсора. Для изотропного по телесному углу точечного источника при расположении чувствительного элемента в касательной плоскости к сфере радиуса r с центром в источнике интенсивность излучения источника в $4\pi r^2/S_{sn}$ раз больше измеряемой регистратором $n_{sn,XY}$, где $4\pi r^2$ – площадь сферы:

$$n_{XY} \approx n_{sn,XY} \frac{4\pi r^2}{S_{sn}} \text{ [имп/с]}.$$

В случае круглого чувствительного элемента радиуса r_{sn}

$$n_{XY} \approx n_{sn,XY} \frac{4\pi r^2}{\pi r_{sn}^2} = n_{sn,XY} 4 \frac{r^2}{r_{sn}^2} \text{ [имп/с]}. \quad (1)$$

В условиях TNLT не всё излучение реакционной смеси попадает на радиометр. Значительная часть излучения затеняется конструкционными элементами, непосредственное наблюдение возможно лишь через некоторое окно. Кроме того, сигналы малой амплитуды от ядерных процессов могут не доходить до фотоумножителя. Поэтому в формуле (1) необходимо ввести коэффициент C , учитывающий потери носителей излучения. В условиях TNLT имеем $C \sim 5$.

Для измерений на расстоянии $r \approx 10$ [см] при $r_{sn} \approx 2.5$ [см] по данным рис. 7 получаем оценку полной интенсивности источника излучения в телесный угол 4π [ср] на рассмотренном промежутке времени

$$n_{X\gamma} \approx 4Cn_{sn,X\gamma} \frac{r^2}{r_{sn}^2} \approx \quad (2)$$

$$320n_{sn,X\gamma} \sim 6 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^7 \text{ [имп/с]}.$$

Подчеркнём, что **реальная интенсивность излучения реакторной смеси может быть значительно выше регистрируемой**, в том числе по следующим причинам: образование изомеров и изотопов с большими периодами полураспада; излучение рентгеновских и γ -квантов, образовавшихся в результате взаимодействия нейтронов с веществом сцинтиллятора, в сторону от фотоумножителя; осцилляции большой амплитуды около среднего уровня (рис. 7) могут быть вызваны ядерными процессами, а не шумом.

Как уже отмечалось, в TNLT не применяется электрическое поле, в котором ускорение заряженных частиц происходит до энергий, необходимых для появления рентгена при резком торможении. Первопричиной рентгена и γ -излучения является образование нейтронов в реакционной смеси, см. п. 2.2, которые инициируют цепочку ядерных и атомных процессов. Поэтому **оценка (2) характеризует не только интенсивность ядерных и атомных процессов в реакторной зоне TNLT, но и в некоторой степени интенсивность рождения нейтронов в реакционной смеси.**

1.4. Измерение рентгеновского и γ -излучения медной пластинки, экспонированной в реакторе

В эксперименте по засветке рентгеновской плёнки медными пластинками, п. 1.2, проводилось измерение их радиоактивности с помощью оборудования, описанного на с. 20.

Рентгеновское и γ -излучение меди после завершения её экспонирования в реакторе обусловлено распадом изомерных состояний и ядерными реакциями β -распада, в которых фотоны

возникают при торможении быстрых электронов, а также при выбивании электронов с внутренних оболочек атомов и аннигиляции электрона и позитрона (п. 2.1, 2.2).

Типичные показания осциллографа для смеси (б) представлены на рис. 8, 9. В первую очередь отметим уменьшение шумов по сравнению с рис. 7. Это объясняется тем, что медные пластинки исследовались вдали от реактора и от фонащихся электрических приборов.

В промежутке времени, показанном на рис. 8, регистрируется излучение с энергиями от ~ 1 [кэВ] до ~ 20 [кэВ] и интенсивностью

$$n_{sn, X\gamma, Cu} \sim 5 \cdot 10^2 - 10^3 \text{ [имп/с]}. \quad (3)$$

Интенсивность излучения квантов энергии от ~ 0.3 [кэВ] и выше, см. рис. 9,

$$n_{sn, X\gamma, Cu} \sim 10^4 - 10^5 \text{ [имп/с]}.$$

Чувствительный элемент радиометра располагался вплотную к пластинкам, показанным на рис. 5. В простейшей оценке активности медной пластинки примем, что она излучает кванты почти равномерно по шести направлениям трёхмерного пространства. Тогда на чувствительный элемент попадает приблизительно шестая часть квантов. Учитывая, что площадь поверхности меди S_{Cu} меньше площади S_{sn} принимающей поверхности чувствительного элемента (сенсора), получаем из (3) для активности всей пластинки интенсивность генерации квантов энергий $1 - 20$ [кэВ]

$$n_{X\gamma, Cu} \approx 6n_{sn, X\gamma, Cu} \sim 10^4 - 10^5 \text{ [имп/с]}.$$

Интенсивность генерации пластинкой квантов энергии от ~ 0.3 [кэВ], учитывающая больше протекающей в ней ядерных и атомных процессов, выше

$$n_{X\gamma, Cu} \approx 6n_{sn, X\gamma, Cu} \sim 10^5 - 10^6 \text{ [имп/с]}. \quad (4)$$

Верхняя граница требует верификации радиометром с большим разрешением, так как слабый полезный сигнал сливается с шумом.

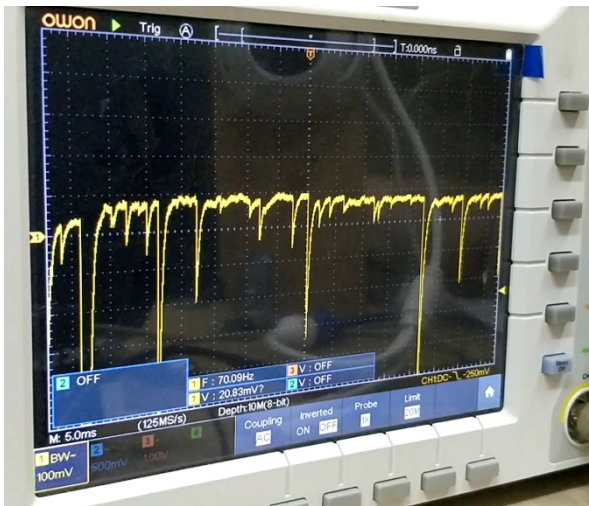


Рис. 8. Регистрация излучения от $\sim 5 \cdot 10^2$ (в среднем по 15-и клеткам) до $\sim 10^3$ (5 импульсов в 3-й клетке слева) [имп/с]. Одна клетка по вертикали соответствует энергии 2.5 [кэВ].

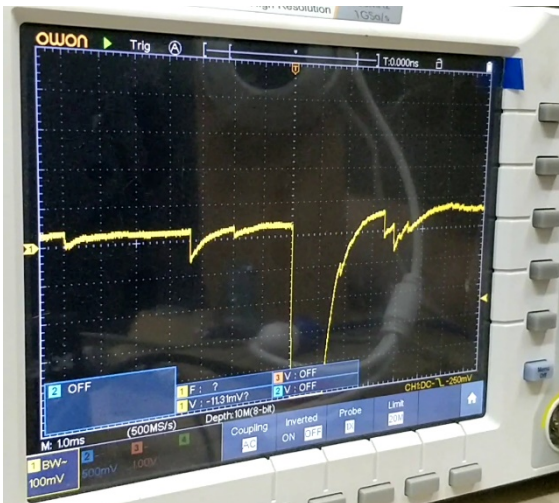


Рис. 9. Интенсивность излучения от ~ 0.3 [кэВ]. Около 5-й клетки справа: $\sim 10^4$ [имп/с].

1.5. Оценка интенсивности излучения рентгена медной пластинкой по степени засветки плёнки. Сопоставление с данными радиометра

В отсутствие радиометра оценку порядка интенсивности излучения рентгеновских квантов можно получить по степени засветки (плотности почернения) рентгеновской плёнки [21, 22].

При прохождении разности потенциалов в лампе U_{lamp} [кВ] электрон приобретает энергию $U_{\text{lamp},e}$ [кэВ], величина которой в данных единицах измерения равна U_{lamp} . При этом в процессе торможения лишь около 1% кинетической энергии электрона идёт на рентгеновское излучение, 99% энергии превращается в тепло [16, (с); 25, с. 56].

По закону сохранения энергии лампа с напряжением U_{lamp} не может генерировать фотоны с энергией более $U_{\text{lamp},e}$ за счёт тормозного излучения электронов (см., например: [23]), так как электроны при напряжении U_{lamp} приобретают энергию $U_{\text{lamp},e}$.

Ускоренные электроны порождают тормозное рентгеновское излучение с непрерывным спектром энергий и отсечкой при $U_{\text{lamp},e}$, а также, в зависимости от величины U_{lamp} , характеристическое излучение с линейчатым спектром, зависящее от материала анода.

На рис. 10 вверху приведена интенсивность излучения рентгеновской лампы с медным анодом при напряжении $U_{\text{lamp}} = 40$ [кВ] по данным [24, с. 6], внизу – с родиевым анодом при напряжении на лампе $U_{\text{lamp}} = 60$ [кВ] по данным [23; 16, (d)]. Видно, что максимум интенсивности генерации тормозного излучения находится около энергии квантов $U_{\text{lamp},x}$, равной $U_{\text{lamp},e}/2$, где $U_{\text{lamp},x} = h\nu = hc/\lambda$, h – постоянная Планка, ν – частота колебаний, λ – длина волны, c – скорость света.

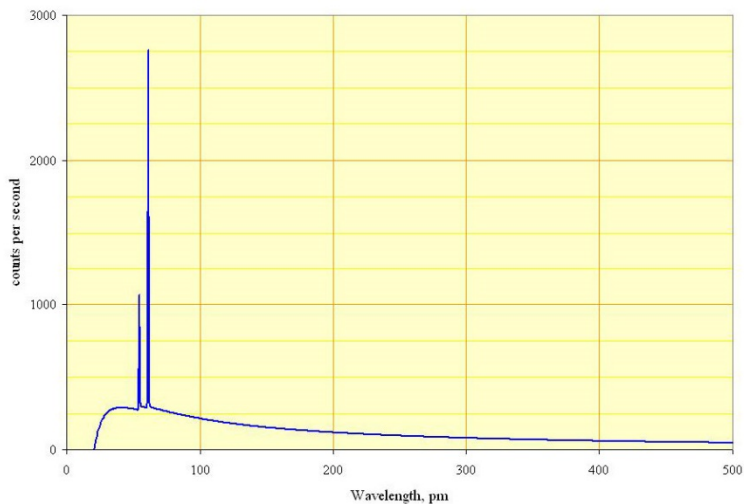
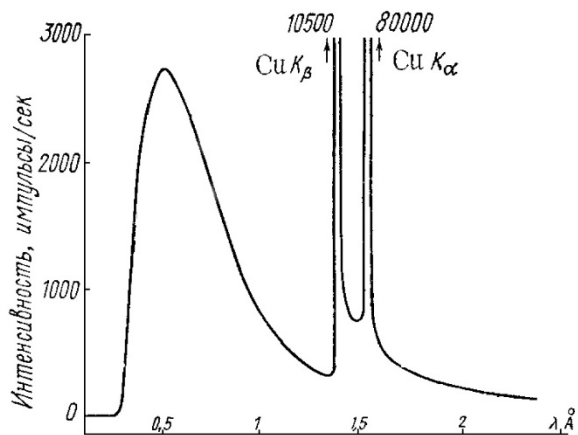


Рис. 10. Вверху – спектр рентгеновских квантов, испускаемых рентгеновской лампой с медным анодом при напряжении 40 [кВ] по данным [24, с. 6]. Внизу – то же с родиевой мишенью при напряжении 60 [кВ] по данным [23; 16, (d)].

Рентгеновские лампы в дентальной практике генерируют рентгеновское излучение с длиной волны от ~ 16 [пм], см., например: [25, с. 56]. В данном диапазоне кванты имеют энергии до $U_{\text{lamp},X} \approx 78$ [кэВ].

Рентгеновские плёнки на рис. 1 предназначены для лампы 70 [кВ], которая наиболее интенсивно излучает кванты с энергией $U_{\text{lamp},e}/2 = 35$ [кэВ]. Кванты с энергиями в десятки кэВ хорошо проникают в твёрдые ткани. Ориентация плёнки на кванты меньших энергий могла бы давать слабую контрастность снимков и засветку фоновым излучением, а на кванты больших энергий – неблагоприятно сказываться на здоровье. Приведённые факты обосновывают ориентированность плёнки на рис. 1 для регистрации квантов с энергиями в десятки кэВ.

Одно из отличий источника электронов при β^- -распаде (см. п. 2.1) от рентгеновской трубки состоит в том, что в трубке электроны ускоряются до одной и той же энергии, а при β^- -распаде спектр энергий электронов является непрерывным, рис. 18.

При β^- -распаде электроны наиболее интенсивно рождаются с энергиями ~ 100 [кэВ], рис. 18, и генерируют тормозное рентгеновское излучение с квантами ~ 50 [кэВ], рис. 10. Поэтому дентальная рентгеновская плёнка на рис. 1 хорошо подходит для регистрации рентгеновского излучения, возникающего при торможении продуктов β^- -распада.

При β^- -распаде фотоны высокой энергии появляются в веществе не только при быстром торможении электронов, но и в других процессах. Например, в β^+ -распаде рождаются позитроны. Характерная величина их максимальной энергии как и у электронов составляет ~ 100 [кэВ], см., например, энергетический спектр позитронов при β^+ -распаде меди ^{64}Cu в [43, п. 2.2.2, рис. 13]. Позитрон стабилен, но в веществе он существует очень короткое время из-за аннигиляции с электроном [43, п. 2.2.2]. Аннигиляция электрона и позитрона даёт фотоны с энергией

511 [кэВ], см. [26]. Другой пример – энергия возбуждения изомера ^{68m}Cu составляет 726 [кэВ]. Переходы в невозбуждённые состояния могут порождать γ -кванты. Однако кванты подобных энергий имеют высокую проникающую способность и не должны оставлять заметные следы на дентальной плёнке.

В случае с одинаковым тормозящим веществом основное различие имеется в энергетическом спектре источника быстрых электронов, а инициированные ими в веществе процессы идут близким образом. Поэтому сравнение засветок плёнки медной пластинкой и лампой проведём для лампы с медным анодом.

Интенсивность излучения рентгеновской лампы характеризуется током электронов в ней $I_{\text{lamp},e}$ см., например: [27]. Число электронов, прошедших в лампе в единицу времени, составляет

$$n_{\text{lamp},e} \sim I_{\text{lamp},e}/|e|,$$

где e – заряд электрона. Интенсивность квантов рентгена, образующихся под действием электронов, зависит от многих факторов. Формула для её расчёта громоздка и содержит множество экспериментальных поправочных коэффициентов. Поэтому в простейшей оценке воспользуемся данными для меди на рис. 10.

Вычисление суммарной интенсивности излучения квантов требует знания интервала дискретизации по горизонтали, рис. 10 вверху. Во многих публикациях интервал дискретизации не приводится, а интенсивность излучения даётся в относительных единицах. В [24, с. 6] значения интенсивности указаны, но интервал дискретизации не приведён. Однако можно заключить, что для достоверной регистрации пиков линейчатого спектра требуется интервал порядка 0.02 [Å]. Тогда средняя интенсивность излучения квантов в диапазоне длин волн $\lambda \in [0.3, 1.8]$ [Å] или энергий [14, 70] [кэВ] составляет

$$n_{\text{lamp},x} \sim 1500 \cdot 1.5/0.02 \sim 10^5 \text{ [фотон/с]},$$

При возрастании напряжения с $U_{\text{лам}} = 40$ [кВ] (рис. 10) до 70 [кВ], предусмотренного для плёнок на рис. 1, интенсивность излучения возрастает в ~ 6 раз, см., например, [16, (е)],

$$n_{\text{лам},x} \sim 6 \cdot 10^5 \text{ [фотон/с]}.$$

Отметим, что значительно меньшая интенсивность генерации лампой фотонов $n_{\text{лам},x}$ энергий от ~ 10 [кэВ] по сравнению с числом электронов при токе 0.008 [А], рекомендуемом для плёнок на рис. 1,

$$n_{\text{лам},e} \sim \frac{I_{\text{лам},e}}{|e|} = \frac{0.008 \text{ [А]}}{1.6 \cdot 10^{-19} \text{ [Кл]}} \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ [электрон/с]}$$

объясняется редкостью близких к лобовым столкновений электронов с атомами мишени по сравнению с близкими к касательному столкновениями.

В [24] использовалась лампа с малым углом выхода. Поэтому облучаемая ей площадь на расстоянии $r_f \approx 10$ [см], применяемом для плёнок в дентальной практике, соответствует площади плёнок на рис. 1.

По данным рис. 1 для засветки плёнки до плотности почернения рис. 6 требуется ~ 0.3 [с]. За это время при $U_{\text{лам}} = 70$ [кВ] на плёнку попадает

$$N_{\text{лам},x} \approx 0.3 n_{\text{лам},x} \sim 2 \cdot 10^5 \text{ [фотон]}.$$

Интенсивность облучения плёнки медной пластинкой по данным радиометра даётся формулой (3). При этом интенсивность облучения квантами с энергиями от ~ 10 [кэВ] составляет $n_{sn,x,Cu,f} \sim 50$ [фотон/с], рис. 8. За время экспозиции ~ 30 [мин] таких фотонов попадает на плёнку

$$N_{sn,X,Cu,f} \sim 1800 n_{sn,X,Cu,f} \sim 10^5 \text{ [фотон]}. \quad (5)$$

Таким образом, для засветки плёнки до одной и той же степени почернения необходимые количества фотонов лампы $N_{\text{лампы},X}$ и фотонов медной пластинки $N_{sn,X,Cu,f}$, оказались сопоставимы по порядку величины, что, конечно, и следовало ожидать. Полученное соответствие между данными различных диагностик – плёнки и радиометра – говорит о **надёжности проведённых в TNLТ измерений и об адекватности их трактовки.**

Кроме того, можно сделать важный вывод о том, что **в отсутствие радиометра, не зависимо от источника рентгеновских квантов, порядок числа квантов с энергиями 10 – 100 [кэВ], попавших на плёнку, можно оценивать количественно сравнением плотности почернения плёнки с рис. 6 и данным формулы (5), полученной для рис. 6.**

1.6. Измерение рентгеновского, γ и нейтронного излучений приборами с автоматическим распознаванием сигналов

Регистраторы с автоматическим распознаванием и счётом, в отличие от ручного (визуального) счёта, позволяют получать интегральные данные за относительно большой промежуток времени об интенсивности источника излучения и его энергетическом спектре. В таких приборах применяются те или иные алгоритмы автоматического разделения полезных сигналов и шумов (см. начало п. 1.3).

Задача создания надёжной системы общего назначения для автоматического распознавания полезных сигналов представляет большую сложность. Поэтому регистраторы с автоматическим счётом обычно ориентированы только на некоторый класс процессов и на определённый диапазон измеряемых параметров. Кроме того, разработчики, как правило, не раскрывают детали алгоритмов распознавания сигналов и предлагают использовать

регистратор как чёрный ящик. В результате применение автоматического счёта к анализу мало изученных явлений может давать не полные или даже искажённые данные, например, из-за пропусков полезных импульсов, следующих друг за другом с большой частотой, идентификации частых или наложившихся полезных сигналов как одного или как шума.

Тем не менее достоверность сведений о явлении значительно повышается, если результаты автоматического и ручного анализа оказываются сопоставимыми по порядку величины.

Ниже представлены данные для TNLT о рентгеновском, γ и нейтронном излучениях, полученные с помощью сцинтилляционного регистратора РСУ-01 «Сигнал», и данные о нейтронном излучении, зафиксированные регистратором с трубкой СНМ-18, наполненной ^3He . Подготовил оборудование и выполнил измерения С.М. Годин.

Обсудим кратко проблемы детектирования нейтронов.

Нейтроны разделяют по энергиям на несколько групп, см. табл. 1. В каждой группе поведение нейтронов имеет свои особенности.

Группа нейтронов	Диапазон энергий [эВ]	Порядок температуры [K ⁰]	Порядок скорости [м/с]
Ультрахолодные	$< 10^{-7}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$	0.44
Холодные	$10^{-7} - 10^{-2}$	11.6	$4.37 \cdot 10^2$
Тепловые, ~ 0.0253 [эВ]	0.01 – 0.1	293	2200
Резонансные	0.1 – 50	$1.16 \cdot 10^4$	$1.38 \cdot 10^4$
Медленные	50 – 500	$1.16 \cdot 10^6$	$1.38 \cdot 10^5$
Промежуточные	$500 - 10^{-5}$	$1.16 \cdot 10^8$	$1.38 \cdot 10^6$
Быстрые	$10^5 - 10^7$	$1.16 \cdot 10^{10}$	$1.38 \cdot 10^7$
Больших энергий	$10^7 - 10^9$	$1.16 \cdot 10^{12}$	$1.28 \cdot 10^8$
Релятивистские	$> 10^9$	$1.16 \cdot 10^{14}$	$2.99 \cdot 10^8$

Табл. 1. Классификация нейтронов по энергиям [28, табл. 41.1].

Подчеркнём, что в настоящее время не существует универсальных методов, позволяющих измерять потоки нейтронов в любых энергетических интервалах при любых условиях [33, п. 23.1]. Такая ситуация обусловлена большой вариацией средней длины свободного пробега нейтронов, зависящей не только от энергии нейтрона, но и от поглощающего свойства материала, которое может сильно меняться даже для изотопов одного химического элемента.

Тем не менее разработано множество методов, позволяющих решать задачу детектирования нейтронов в ограниченных пределах. Для регистрации нейтронов используют различные виды вторичных излучений, возникающих в результате ядерных реакций или рассеяния нейтронов на ядрах с передачей им энергии. При этом энергия нейтронов преобразуется в энергию протонов, ядер отдачи, α -частиц, γ -квантов и осколков деления. Например, обзор ядерных реакций, применяемых для регистрации нейтронов различных энергий дан в [34, п. 3.2].

Каждый способ измерения излучения имеет свои достоинства и недостатки. Поэтому **соответствие друг другу измерений, полученных разными способами, повышает достоверность результатов.**

Оборудование для детектирования нейтронов является достаточно дорогим. Регистратор с более или менее широким функционалом стоит порядка 10000 \$.

Детектирование нейтронов сцинтилляционными приборами (см. принцип работы на с. 20), осложняется необходимостью отделения сигнала нейтронов от сигнала рентгеновского и γ -излучений, а также от шумов.

Регистраторы, использующие ядерную реакцию ${}^3\text{He} + n \rightarrow \text{T} + \text{p} + 0.764 \text{ [МэВ]}$, см. [34, п. 3.2; 35], практически не чувствительны к рентгеновскому и γ -излучениям для типичных мощностей этих излучений и регистрируют каждый нейтрон только один раз [36; 37, с. 3]. В таких приборах не возникает задача разделения сигналов рентгеновского и γ -излучения, но остаётся проблема распознавания полезного сигнала на фоне шума.

Регистратор на основе ^3He относится к пропорциональным газовым счётчикам ионизирующих излучений.

В основе принципа работы пропорционального радиометра лежит создание сигнала в виде электрического импульса, амплитуда которого пропорциональна энергии регистрируемой частицы, затраченной на ионизацию газа в части объёма счётчика [38, п. 11.4; 34, п. 3.1]. В пропорциональном радиометре образовавшиеся при первичной ионизации электроны приобретают в большом электрическом поле энергию, достаточную для ионизации нейтральных атомов рабочей среды. Появившиеся при этом новые электроны также успевают приобрести энергию, достаточную для ионизации ударом. В результате к аноду движется нарастающая электронная лавина. Возникает импульс напряжения.

Отметим, что в счётчике Гейгера электрический сигнал от первичной ионизации усиливается во всё объёме детектора, что не позволяет определить энергию оставившей его частицы [38, п. 11.5]. Кроме того, при **частом следовании или наложении полезных сигналов счётчик Гейгера может идентифицировать их как один сигнал. Таким образом, счётчик Гейгера может занижать интенсивность излучения высокочастотного излучателя.**

Пропорциональный счётчик обычно имеет форму цилиндрической трубки с анодом в виде тонкой металлической нити на оси цилиндра. Такая конструкция обеспечивает вблизи анода заметно бóльшую напряжённость электрического поля, чем в остальной части детектора. В результате значительная часть лавины электронов формируется вблизи анода.

Регистраторы с ^3He типа СММ могут работать в режиме коронного детектора нейтронов [39, п. 4.2.4]. При коронном разряде через детектор протекает ток даже в отсутствие ионизирующих излучений. Возникающий при лавине импульс тока в несколько раз превышает шумы короны и по амплитуде оказывается пропорциональным величине первичной ионизации, созданной частицей. Коронный режим обладает рядом преимуществ: большим коэффициентом газового усиления и его слабой зависимостью от рабочего

напряжения на детекторе; стабильной работой при наличии сильного фона γ -излучения; высокой термоустойчивостью [37, с. 3].

Эффективность регистрации тепловых нейтронов детектором СНМ-18 составляет 80% [40]. Сигналы от нейтронов других энергий могут отсекаются автоматическим анализатором [36]. Кроме того, для регистрации нейтронов энергий меньше тепловых нужна **очень тонкая стенка трубки камеры с ^3He** такая, чтобы поглощение на ней нейтронов было минимальным. Например, в некоторых счётчиках используется бериллиевое окно толщиной лишь 0.07 [мм], см. [38, п. 11.4].

К недостаткам детекторов на ^3He можно отнести высокую чувствительность к электрическим наводкам из-за конструкции антенного типа и большого усиления сигнала, а также высокую цену, обусловленную низкой распространённостью изотопа ^3He на Земле.

Помимо детекторов на ^3He для регистрации тепловых нейтронов применяются детекторы с ^{10}B . Однако для тепловых нейтронов 93% реакций $^{10}\text{B} + n$ идут по каналу с излучением γ -кванта [34, п. 3.2] и может потребоваться разделение сигналов γ -квантов и нейтронов [37, с. 2, 3, 8].

Перед измерениями были предприняты меры для минимизации влияния внешних электрических и магнитных полей на измерительное оборудование:

- Осциллограф, усилители РСУ-01 и СНМ-18 запитывались от индивидуальных автономных источников питания.
- Провода, на которых могли наводиться сильные помехи, располагались вдали от реакторной зоны ТНЛТ и измерительной аппаратуры.
- Два выносных сцинтилляторных блока детектора РСУ-01, регистрирующие фотоны в рентгеновском/ γ -диапазоне и нейтроны, помещались в металлические цилиндры с одним закрытым торцом, изготовленные из стали толщиной 10 [мм]. Цилиндры обёртывались свинцовыми листами

толщиной 3 [мм]. В такой конструкции цилиндр существенно уменьшает влияние магнитного поля на траекторию движения электронов в фотоэлектронном умножителе, а пластина – фоновое рентгеновское/ γ -излучение.

- Металлические цилиндры, свинцовые пластины и элементы конструкции реактора соединялись одним проводом и подключались к отдельному заземлению во избежание накопления поляризационных зарядов и минимизации влияния наведённых токов.

Амплитуда и характерная форма электромагнитных шумов изучались и отслеживались на осциллографе.

Измерения на TNLT проводились в экспериментах с использованием таблетки с ~ 0.5 [г] реакционной смеси (а).

В рабочем режиме TNLT без реакционной смеси (таблетки) РСУ-01 «Сигнал», и регистратор с трубкой СМ-18 не наблюдали превышения фонового рентгеновского/ γ -излучения и фонового излучения нейтронов.

Подчеркнём, что в настоящее время свойства возникающих при LENR электрически нейтральных объектов недостаточно изучены. Поэтому часто используется термин «нейтроноподобные объекты», а не «нейтроны». Однако такие объекты ведут себя как холодные и тепловые нейтроны, например, активируют нерадиоактивные вещества, которые затем распадаются по известным в ядерной физике каналам с соответствующими периодами полураспада. Поэтому далее будем использовать термин «нейтроны».

1.6.1. Анализ данных сцинтилляторного регистратора РСУ-01 «Сигнал» о рентгеновском/ γ и нейтронном излучениях

На рис. 11 показано характерное значение автоматического счёта интенсивности рентгеновского/ γ -излучения с энергиями от 10 [кэВ] в TNLT с таблеткой, полученное на сцинтилляторном рентгеновском/ γ -детекторе блока РСУ-01: $n_{sn,\gamma} \approx 216$ [имп/с]

на расстоянии $r \approx 10$ [см] от центра таблетки. На отдельных промежутках времени показания РСУ-01 доходили до 500 и 1500 [имп/с]. При этом интенсивность фонового излучения с энергиями от 10 [кэВ], попадающего со стороны сцинтиллятора под защиту, составляла ~ 80 [имп/с].



Рис. 11. Характерные данные РСУ-01 автоматического счёта интенсивности излучения в рентгеновском/ γ -диапазоне для энергий выше 10 [кэВ] на расстоянии 10 [см] от центра таблетки.

Подчеркнём, что некорректно сравнивать непосредственно регистрируемые интенсивности фонового излучения и излучения TNLT, так источник излучения в TNLT является сосредоточенным и поверхностная плотность излучения быстро падает с увеличением расстояния, а фоновое излучение относительно равномерно распределено по пространству вблизи установки. Необходим пересчёт показаний регистратора на излучение в весь телесный угол 4π [ср]. За вычетом фона имеем по формуле (2) на данном промежутке времени для измерений на расстоянии $r \approx 10$

[см] при радиусе сцинтиллятора $r_{sn} \approx 2.5$ [см] следующую оценку полной интенсивности источника рентгеновского/ γ -излучения в телесный угол 4π [ср]

$$n_{X\gamma} \approx 4C(n_{sn,X\gamma} - 80) \frac{r^2}{r_{sn}^2} = 20 \cdot (216 - 80) \frac{10^2}{2.5^2} \approx 4 \cdot 10^4 \text{ [имп/с]}.$$

Учитывая, что TNLT даёт очень много квантов энергий меньше 10 [кэВ], получаем интенсивность источника, сопоставимую с ручным счётом для энергий более 2.5 [кэВ], см. формулу (2). **Соответствие ручного и автоматического анализа рентгеновского/ γ -излучения в TNLT, причём проведённых по данным различных регистраторов, повышает достоверность полученных результатов.**

Таким образом, **интенсивность рентгеновского/ γ -излучения TNLT превышает в $\sim 10^3$ и более раз интенсивность фонового излучения.**

На рис. 12 показано характерное значение автоматического счёта плотности потока нейтронов в TNLT с таблеткой, полученное на сцинтилляторном нейтронном блоке РСУ-01 для энергий выше тепловой: $\Psi_{PCY,n} \approx 205$ [нейтрон/(см² с)] на расстоянии $r \approx 16$ [см] от центра таблетки. На отдельных промежутках времени показания доходили до 1000 и 2000 [нейтрон/(см² с)]. При измерении фонового излучения нейтронов РСУ-01 показывал значение ноль.

С учётом потери носителей излучения на элементах конструкций TNLT (см. с. 24) имеем для полной интенсивности источника нейтронов $n_{ws,n}$ (ws – от Working Substance) в весь телесный угол 4π [ср]

$$n_{ws,n} \approx C\Psi_{PCY,n} 4\pi r^2 \approx 20 \cdot 205 \cdot \pi \cdot 256 \approx \quad (6)$$

$3 \cdot 10^6$ [нейтрон/с].

Принимая во внимание наличие нейтронов с энергиями меньше тепловой (п. 2.2), получаем интенсивность источника в 4π [ср] много больше 10^6 [нейтрон/с], что сопоставимо с оценкой (8), установленной совершенно другим способом.

Соответствие автоматического и ручного анализа потока нейтронов в TNLТ, причём проведённых по данным различных диагностик, повышает достоверность полученных результатов.

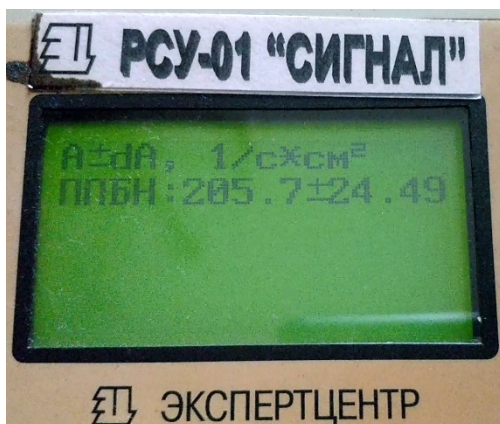


Рис. 12. Характерные данные PCY-01 автоматического счёта интенсивности излучения нейтронов энергий выше тепловой на расстоянии 16 [см] от центра таблетки.

1.6.2. Анализ эмиссии нейтронов по данным регистратора с трубкой СМ-18, наполненной ^3He

Регистратор тепловых нейтронов с трубкой СМ-18, наполненной ^3He , включает усилитель-распознаватель электрического сигнала и компьютерную программу-счётчик.

В данных измерениях программа-счётчик не применялась. Сигнал усилителя передавался не в программу, а на осциллограф АКТАКОМ ADS-2121MV и изучался в ручном (визуальном) режиме, что позволяло проводить более детальный анализ.

Трубка СНМ-18 использовалась в коронном режиме.

На достаточно интенсивном источнике рентгеновского/ γ -излучения ~ 800 [мкР/ч], превышающем фон в ~ 50 раз, подтверждена нечувствительность трубки СНМ-18 к рентгеновскому/ γ -излучению [37, с. 3].

Алгоритм работы усилителя не раскрывается разработчиком. Поэтому перед измерением в TNLT эмиссии нейтронов были изучены на осциллографе амплитуда и форма полезного выходного сигнала усилителя от стандартного источника нейтронов с замедлением их в парафине и без замедления.

Характерная форма полезного сигнала от стандартного источника нейтронов показана на рис. 13. Сигнал от фоновых нейтронов имеет аналогичную форму. Амплитуда сигнала от стандартного источника и фона может меняться до 5 раз и более. Сопоставление амплитуды сигнала энергии нейтрона в данных исследованиях не проводилось, то есть показания осциллографа не калибровались. Рассматривалась лишь задача измерения интенсивности источника нейтронов.

Из рис. 13 видно, что усилитель, распознав сигнал как полезный, растягивает его по времени, так как реальная длительности импульса тока в трубке от одного нейтрона составляет ~ 1 [мкс], см. [37, п. 4], а на выходе усилителя получается ~ 250 [мкс]. Аппаратное растяжение сигнала происходит, видимо, для облегчения фильтрации шумов программой-счётчиком (не использовалась в данных измерениях). Однако, как уже отмечено в начале п. 1.6, **автоматическое распознавание сигнала может исказить данные**, особенно в случае мало изученного источника нейтронов.

При измерении эмиссии нейтронов в TNLT трубка СНМ-18 располагалась на расстоянии ~ 13 [см] от центра таблетки до центра трубки.

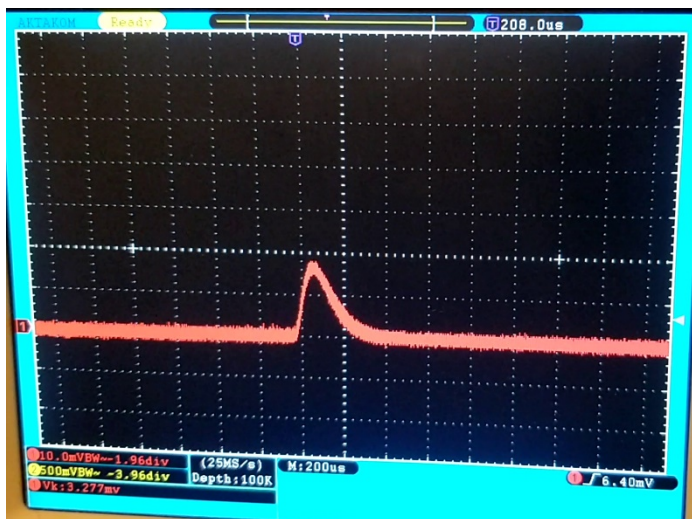


Рис. 13. Характерная форма сигнала от нейтрона на осциллографе АКТАКОМ ADS-2121MV. Сигнал взят с усилителя импульса в трубке CHM-18 с ^3He , работающей в коронном режиме.

Помимо отдельных импульсов от нейтронов, показанных на рис. 13, на осциллографе наблюдались достаточно длительные пакеты импульсов в форме относительно медленных и быстрых колебаний, см. рис. 14. Алгоритм работы усилителя не известен, поэтому колебания могут быть шумом. Однако данные пакеты можно отнести к появлению нейтронов в TNLT по следующим причинам:

1. Пакеты отсутствовали в рабочем режиме без таблетки.
2. Аналогичные колебания имеют место при измерении рентгеновского/ γ -излучения, см. рис. 7.
3. Эксперименты разных исследователей показывают, что наличие быстро осциллирующих импульсов излучения характерно для LENR, см., например, п. 5.
4. Максимальная амплитуда колебаний в пакете соответствует амплитуде сигнала от отдельного нейтрона.

5. Главное, медная пластинка и кожух трубки СНМ-18 стали радиоактивными после облучения их около реактора, производящего пакеты импульсов, представленные рис. 14. Засветка рентгеновских плёнок на медной пластинке и кожухе трубки СНМ-18 при экспонировании ~ 35 [мин] вдали от реактора показана на рис. 16.

Регистрацию нейтронов в виде колебаний напряжения можно интерпретировать как **проявление цепной реакции**, в которой начальный импульс инициирует цепь следующих, одна за другой реакций, генерирующих нейтроны.

Важно иметь ввиду, что, если при автоматическом распознавании аппаратная часть счётчика интегрально накапливает сигнал или пакет содержит много одновременно возникших сигналов, то пакет импульсов может быть распознан как один импульс и **показание интенсивности реакции получится заниженным**.

В дополнение к отдельным импульсам и пакетам импульсов регистратор фиксирует много сигналов малой амплитуды, рис. 15. Такие сигналы почти не наблюдаются без таблетки. В пропорциональном детекторе с трубкой СНМ-18 сигналы малой амплитуды могут давать холодные нейтроны, а также электроны и позитроны, образующиеся при β -распаде элементов активированного кожуха. Однако β -распад возникает с задержкой, соответствующей периодам полураспада изотопов. Поэтому импульсы малой амплитуды в начале работы реактора характеризуют, главным образом, появление холодных нейтронов.

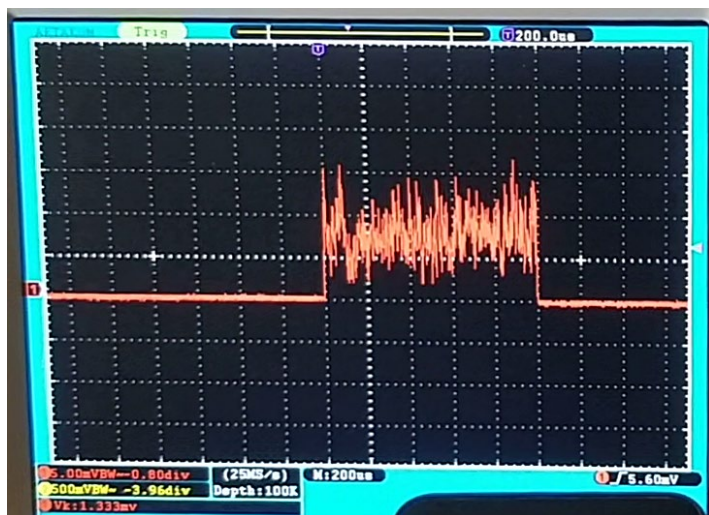
Интенсивность регистрации нейтронов n_{He} трубкой с ${}^3\text{He}$ пропорциональна интенсивности излучения нейтронов рабочей смесью $n_{ws,n}$ с коэффициентом ослабления ξ_{He}

$$n_{\text{He}} \approx \xi_{\text{He}} n_{ws,n}.$$

Из TNLT выходит только часть ξ_{constr} холодных и тепловых нейтронов, поэтому ξ_{He} включает $\xi_{\text{constr}} = 1/C \approx 0.2$, с. 24.

В простейшей оценке будем рассматривать точечный источник нейтронов, изотропный по телесному углу. Тогда в ξ_{He} вхо-

дит отношение участка площади трубки, принимающей нейтроны, к площади сферы радиуса $r_{\text{СНМ18}}$, где $r_{\text{СНМ18}}$ – расстояние от источника до центра трубки: $\xi_S = S_{\text{СНМ18}} / (4\pi r_{\text{СНМ18}}^2)$. При $r_{\text{СНМ18}} \approx 13$ [см], $S_{\text{СНМ18}} \approx 2 \cdot 5 = 10$ [см²]: $\xi_S \approx 0.0047$.



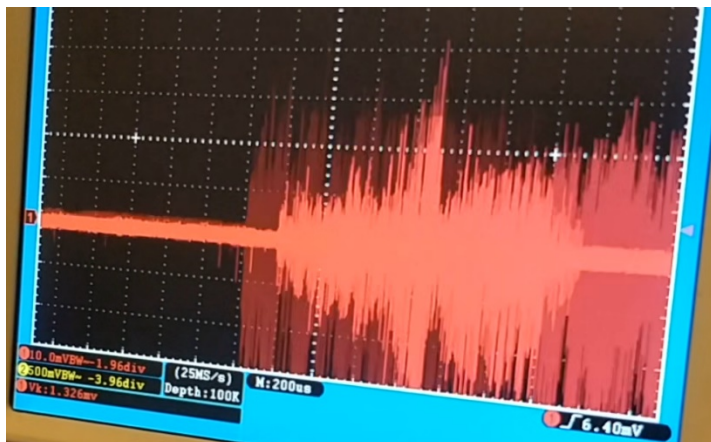


Рис. 14. Пакеты импульсов напряжения в форме относительно медленных и быстрых колебаний.

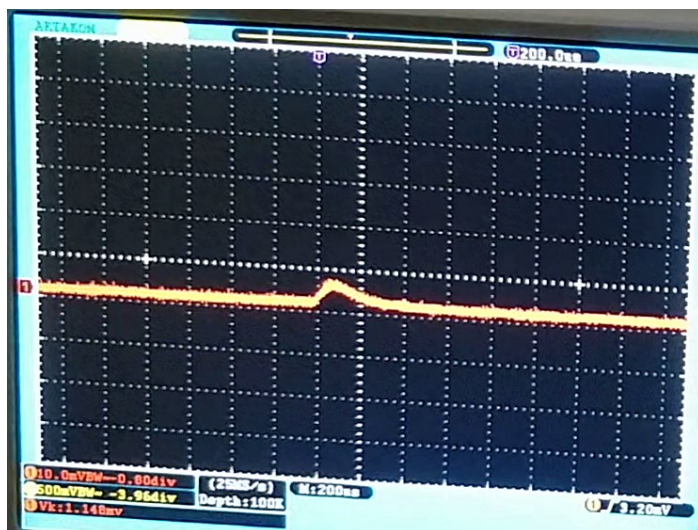


Рис. 15. Пример сигнала малой амплитуды.

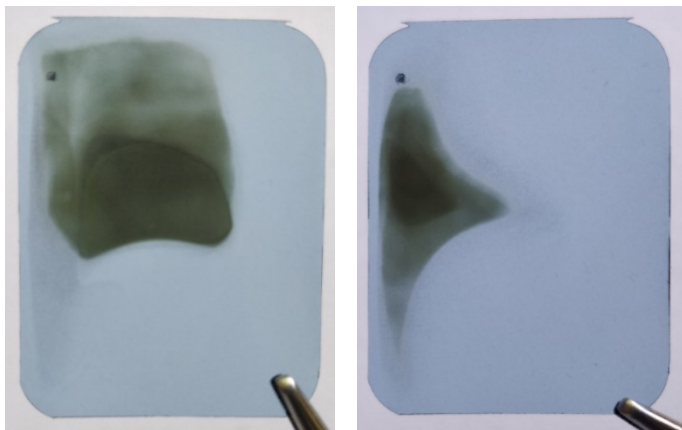


Рис. 16. Засветка рентгеновских плёнок (рис. 1) при экспонировании ~ 35 [мин] вдали от реактора. Слева – на медной пластинке, толщиной ~ 0.5 [мм] и площадью $\sim 1 \times 3$ [см²]. Справа – на кожухе трубки СМ-18.

Часть холодных и тепловых нейтронов ξ_{width} , достигших трубки, взаимодействует с её кожухом. Рассмотрим стальной кожух. Для тепловых нейтронов с энергиями 0.0253 [эВ] в ^{56}Fe суммарное сечение с учётом их поглощения и других взаимодействий есть $\sigma \sim 12 \cdot 10^{-28}$ [м²] = $12 \cdot 10^{-24}$ [см²], см. [28, с. 1104]. При концентрации ядер железа $\rho = 8 \cdot 10^{22}$ [см⁻³], см. [28, с. 1104], средняя длина свободного пробега таких нейтронов в ^{56}Fe составляет $\lambda = 1/(\rho\sigma) \sim 1$ [см]. Долю провзаимодействовавших с кожухом трубки толщиной ~ 0.1 [см] тепловых нейтронов можно оценить как $\xi_{\text{width}} \sim 0.1$ [см]/1 [см] = 0.1, а долю прошедших в трубку – как $\xi_{\text{tube}} = 1.0 - \xi_{\text{width}} \sim 0.9$. Средняя длина свободного пробега нейтронов с энергией значительно меньшей тепловой 0.025 [эВ] в железе имеет порядок миллиметров ~ 0.3 [см] из-за резкого возрастания сечения их взаимодействия при уменьшении энергии [28, с. 1117, рис. 41.18]. Поэтому для них $\xi_{\text{width}} \sim 0.1$ [см]/0.3 [см] ≈ 0.33 и $\xi_{\text{tube}} \sim 0.6$.

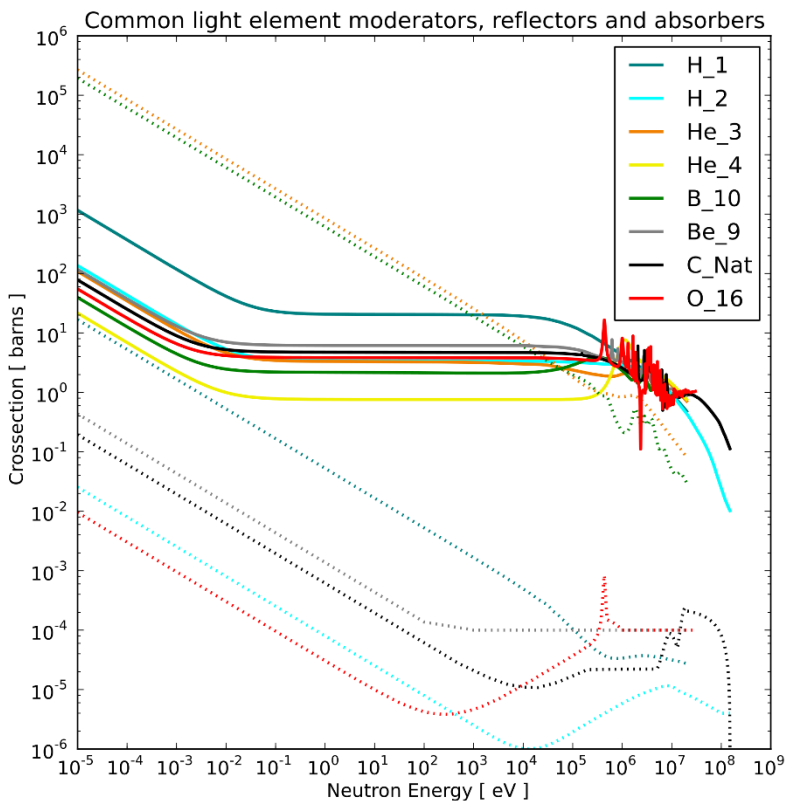


Рис. 17. Сечение рассеяния (сплошная линия) и поглощения (пунктирная) лёгких элементов, обычно используемых в качестве замедлителей, отражателей и поглотителей нейтронов. Получено из базы данных NEA N ENDF / V-VII.1 с использованием программного обеспечения JANIS и построено с использованием matplotlib [41].

Оценим среднюю длину свободного пробега тепловых нейтронов в ^3He при давлении $4 \text{ [атм]} = 4 \cdot 1.01 \cdot 10^5 \text{ [Па]}$, имеющемся в СМ-18. По закону Клапейрона – Менделеева при $T =$

293 [K] для концентрации ${}^3\text{He}$ получаем $\rho_{\text{He}} = p/(kT) \approx 10^{26}$ [м⁻³] = 10^{20} [см⁻³] (см. также [28, с. 1103]), где $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ [Дж/К] – постоянная Больцмана. Для тепловых нейтронов с энергиями 0.0253 [эВ] сечение поглощения на ${}^3\text{He}$ составляет $\sigma \sim 5400$ [бн] = $5400 \cdot 10^{-28}$ [м²] = $5400 \cdot 10^{-24}$ [см²] = $0.54 \cdot 10^{-20}$ [см²], см. [34, п. 3.2; 36; 41] и рис. 17. Средняя длина свободного пробега таких нейтронов в ${}^3\text{He}$: $\lambda = 1/(\rho\sigma) \sim 2$ [см]. При внутреннем диаметре трубки СНМ-18 ≈ 3 [см] холодные и тепловые нейтроны эффективно задерживаются в ней. Эффективность трубки СНМ-18 для тепловых нейтронов равна $\xi_{\text{СНМ18}} = 0.8$ [40], для холодных – ниже, так как часть из них оседает на кожухе трубки. Поэтому возьмём $\xi_{\text{СНМ18}} = 0.4$.

Получаем следующую интенсивность источника холодных и тепловых нейтронов в TNLT

$$n_{ws,n} \gtrsim \frac{1}{\xi_{\text{He}}^3} n_{\text{He}} \sim \frac{1}{\xi_{\text{constr}} \xi_S \xi_{\text{tube}} \xi_{\text{СНМ18}}} n_{\text{He}} \sim \frac{1}{0.2 \cdot 0.0047 \cdot 0.6 \cdot 0.4} n_{\text{He}} \sim 4 \cdot 10^3 n_{\text{He}} \text{ [нейтрон/с]}.$$

Согласно ручному счёту по данным вида рис. 13–15, имеем не менее $n_{\text{He}} \sim 10^2$ [нейтрон/с]. Отметим, что по степени засветки плёнки на рис. 16 справа и формуле (5) только на площади 3×4 [см²] поверхности трубки, размера плёнки на рис. 1, нейтронами продуцируется не менее 10^5 [фотон]/35 [мин] ≈ 50 [фотон/с]. При этом нейтронный фон составлял 4 – 7 [нейтрон/мин] ~ 0.1 [нейтрон/с] и его вкладом в измерения можно пренебречь.

Тогда для интенсивности эмиссии холодных и тепловых нейтронов в TNLT имеем

$$n_{ws,n} \gtrsim 4 \cdot 10^5 \text{ [нейтрон/с]} \quad (7)$$

Значение (7) близко по порядку величины к нижней границе диапазона, полученного по данным РСУ-01 и активации медной пластинки, см. формулы (6), (8).

Соответствие в принципиальном плане друг другу оценок (6)–(8) потока нейтронов в TNLT, полученных по данным трёх различных диагностик, повышает достоверность результатов.

Тем не менее остаётся актуальной задача более точного измерения потока нейтронов в TNLT.

Анализ измерений различными диагностиками показал, что в TNLT рождается много холодных нейтронов с энергией меньше тепловой, см. табл. 1. Сечение реакции захвата нейтронов с переходом в область холодных энергий, как правило, резко возрастает. Однако типичные регистраторы нейтронов, в том числе использованные здесь, ориентированы на детектирование нейтронов тепловых энергий и выше. В результате значительная часть холодных нейтронов оседает на стенках таких регистраторов и их количество трудно учесть. Кроме того, материал стенок активируется. В типичных случаях начинается β -распад неустойчивых изотопов с появлением быстрых электронов и позитронов, которые могут оказать влияние на показания регистратора.

Таким образом, для регистраторов холодных и тепловых нейтронов более достоверными являются начальные измерения после перерыва, соответствующего нескольким наибольшим периодам полураспада мало живущих изотопов стенки регистратора. А для детального изучения нейтронов энергий ниже тепловых нужны специальные регистраторы с достаточно тонким окном детектора. Кроме того, для проверки и калибровки регистраторов холодных нейтронов необходимо сильное охлаждение замедлителя, в котором тепловые нейтроны могли бы остыть до его температуры, см. табл. 1. Охлаждение обычно происходит за несколько столкновений нейтрона со структурными элементами среды [29; 32, п. 41].

2. Анализ процессов в TNLТ с позиций экспериментальной ядерной физики

2.1. *Некоторые сведения о ядерных реакциях с участием тепловых нейтронов. Одна из методик детектирования их появления

Ядерные реакции, происходящие при взаимодействии нейтронов с ядрами, характеризуются большим разнообразием и зависят от индивидуальных особенностей частиц и энергии их относительного движения [28, п. 41.4]. Вся совокупность ядерных реакций условно можно разделить на две группы: реакции с образованием составного ядра и прямые ядерные реакции. При энергиях нейтронов меньше 20 [МэВ] вероятность второго процесса мала [28, с. 1102]. Здесь нас будут интересовать реакции с нейтронами относительно малых энергий, то есть составные ядерные реакции.

Свободные нейтроны, кинетическая энергия которых близка к наиболее вероятной энергии теплового движения молекул вещества, называются тепловыми нейтронами, см. табл. 1. При комнатной температуре энергия тепловых нейтронов составляет ≈ 0.025 [эВ], см., например: [29; 30, с. 140; 32, п. 41].

Во многих приложениях быстрые нейтроны специально замедляют перед использованием, например, с помощью размещения парафина между источником нейтронов и мишенью [32, с. 32]. Для замедления нейтронов обычно требуется лишь нескольких столкновений с атомами вещества [29; 32, п. 41], то есть процесс замедления может проходить достаточно быстро.

Вероятность захвата атомами тепловых нейтронов выше, чем быстрых из-за большего времени пролёта теплового нейтрона через область ядра, поэтому ядерные реакции с участием тепловых нейтронов идут интенсивнее [32, с. 31; 29].

* Данный раздел включён в качестве справки и может быть пропущен специалистами по ядерным процессам.

Для нейтронов с энергиями от 0.01 до 100 [эВ] в железе суммарное сечение с учётом их поглощения и других взаимодействий есть $\sigma = 12 \cdot 10^{-28} [\text{м}^2] = 12 \cdot 10^{-24} [\text{см}^2]$, см. [28, с. 1117]. При концентрации ядер железа $\rho = 8 \cdot 10^{22} [\text{см}^{-3}]$, см. [28, с. 1104], средняя длина свободного пробега таких нейтронов составляет $\lambda = 1/(\rho\sigma) \sim 1 [\text{см}]$. Средняя длина свободного пробега нейтронов с энергией значительно меньшей тепловой 0.025 [эВ] в железе имеет порядок миллиметров из-за резкого возрастания сечения их взаимодействия при уменьшении энергии [28, с. 1117, рис. 41.18].

Таким образом, с увеличением расстояния от источника тепловых нейтронов может происходить их быстрая абсорбция веществом, что затрудняет измерения. Плотность потока нейтронов от источника, близкого к точечному, убывает с расстоянием как $4\pi r^2$, что также приводит к значительному уменьшению их количества с ростом r . Кроме того, конструктивные элементы реактора также приводят к уменьшению потока нейтронов, необходимо аккуратное позиционирование детектора нейтронов.

Образование в системе нейтронов или их введение в систему порождает ядерные реакции.

Ядерные реакции обычно сопровождаются радиоактивностью – спонтанным изменением состава химических элементов и/или внутреннего строения атомных ядер путём испускания элементарных частиц, ядерных фрагментов, γ -квантов и рентгеновского излучения [31, с. 167].

Поэтому образование в системе тепловых нейтронов можно детектировать по возникновению радиоактивности вещества, имеющего относительно небольшую толщину, которое быстрые нейтроны пролетают без заметного взаимодействия. Ниже описан один из методов детектирования тепловых нейтронов по возникновению β -активности вещества [34, п. 3.2]. Этот метод будет применён в п. 2.2.

Можно сформулировать следующие **принципы выбора вещества для активируемого детектора**: значительная величина

сечения реакции захват нейтронов интересующих энергий; периоды полураспада образующихся изотопов, измеряемые минутами и десятками минут; тип распада, при котором продукты распада, например, электроны или γ -кванты, имеют диапазон энергий, допускающий применение стандартных регистраторов; доступность вещества. По величине сечения захвата тепловых нейтронов медь поглощает их в ~ 10 раз лучше, чем алюминий, а серебро – в 10 – 30 раз лучше, чем медь [28, табл. 41.2].

Перед изложением метода активации напомним основные сведения о β -активности или β -распаде вещества, см., например: [42; 43, с. 78; 44, п. 4.1.2, с. 81].

β -распад – это тип радиоактивного распада ядра атома, изменяющий заряд ядра на единицу без изменения суммарного числа протонов и нейтронов [31, с. 202]. При этом ядро излучает β -частицу (электрон или позитрон) и нейтральную частицу (электронное антинейтрино или электронное нейтрино).

Традиционно к β -распаду относят распады двух видов: β^- -распад, в котором нейтрон в ядре или свободный нейтрон превращается в протон и испускает электрон и антинейтрино; β^+ -распад, когда протон в ядре превращается в нейтрон с испусканием позитрона и нейтрино. В отличие от β^- -распада, β^+ -распад не может происходить вне ядра.

Кроме β^- и β^+ -распадов, к β -распадам относят также электронный захват (e -захват), в котором ядро захватывает электрон из своей электронной оболочки и испускает электронное нейтрино. Обычно происходит K -захват, а L -захват или M -захват наблюдаются гораздо реже [44, с. 88].

Одно и то же ядро может одновременно испытывать разные виды β -распада.

Известно примерно 1500 β -радиоактивных изотопов всех элементов Периодической системы, кроме самых тяжёлых $Z = 102, 103, 104$, для которых пока β -радиоактивность не была отмечена [44, с. 82].

При β^- -распаде дочерний атом возникает в виде положительного однозарядного иона. При β^+ -распаде – в виде отрицательного однозарядного иона, при этом возможен канал β^+ -распада, в котором происходит аннигиляция появившегося позитрона с одним из электронов оболочки.

β^- -распад характерен для нейтроноизбыточных изотопов, в которых число нейтронов больше, чем в устойчивых; напротив, β^+ -распад и электронный захват свойственны нейтронодефицитным изотопам, более лёгким, чем устойчивые или β -стабильные.

Энергия β -распада делится между электроном и нейтрино. Она заключена в пределах от 2.64 [кэВ] (для ^{187}Re) до 16.6 [МэВ] (для ^{12}N), см. [31, с. 202].

На рис. 18 изображён типичный спектр энергии электронов при β^- -распаде. Нейтрино и антинейтрино крайне слабо взаимодействуют с веществом и уносят с собой часть энергии распада.

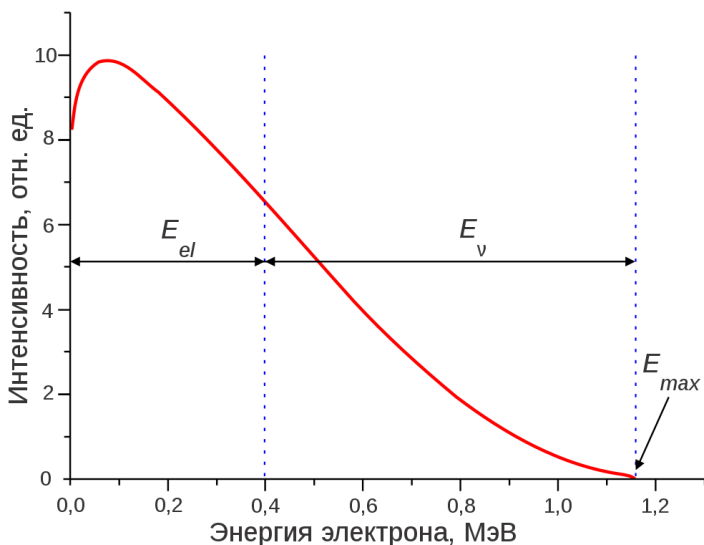


Рис. 18. Типичный энергетический спектр электронов при β^- -распаде [42; 44, с. 83].

Электроны при β^- -распаде рождаются наиболее интенсивно с достаточно высокими энергиями ~ 100 [кэВ], см. рис. 18. Быстрое торможение электронов высоких энергий в веществе вызывает появление рентгеновского и, возможно, γ -излучения (γ -квантов).

Характерная величина максимальной энергии позитронов при β^+ -распаде также составляет ~ 100 [кэВ], см., например, энергетический спектр позитронов при β^+ -распаде меди ^{64}Cu в [43, п. 2.2.2, рис. 13]. Позитрон стабилен, однако в веществе он существует очень короткое время из-за аннигиляции с электроном [43, п. 2.2.2]. Аннигиляция электрона и позитрона даёт γ -кванты с энергией 511 [кэВ], обычно два γ -кванта на реакцию [26].

Период полураспада β -радиоактивных ядер изменяется от 10^{-2} [с] до 10^{16} [лет], см. [31, с. 202]. Относительно длительный период полураспада позволяет использовать следующую методику для детектирования появления нейтронов.

Рассмотрим некоторую физическую систему с параметрами, при которых частицы не имеют возможности приобретать кинетическую энергию, необходимую для начала ядерных реакций, и при которых не образуется рентгеновское излучение и/или γ -излучение. Отсутствие данных эффектов можно проверить с помощью соответствующих измерений.

Возьмём некоторые не радиоактивные рабочее вещество и детектор. Для полноценного улавливания частиц, например, нейтронов, детектор должен иметь достаточную толщину. Поместим детектор вне реактора рядом с местом расположения рабочего вещества. Создадим контрольный и рабочий образцы детектора, включив реактор на определённый промежуток времени без и с рабочим веществом.

Если структура и фазовое состояние рабочего вещества позволяют, то его само можно использовать в качестве детектора. Тем не менее для упрощения анализа удобно применять детектор, состоящий из вещества с хорошо изученными свойствами атомов, например, из меди.

Проанализируем контрольный и рабочий детекторы на удалении от установки с помощью рентгеновской плёнки или радиометра. Выясним, излучают ли детекторы рентген и/или γ -кванты в течение длительного времени – от десятков секунд. Отметим, что границы областей рентгеновского и γ -излучения определены лишь весьма условно [16]. Допустим, что такое излучение не имеет место для контрольного детектора, но имеет место для рабочего. То есть рабочий детектор излучает самопроизвольно в рентгеновском и γ диапазонах в течение длительного времени.

В экспериментальной физике известны следующие процессы *самопроизвольного* (без внешнего воздействия) излучения вещества в рентгеновском и γ диапазонах, см., например: [16; 31, п. 19]:

1. Рентгеновское излучение при быстром торможении заряженных частиц.
2. Излучение при высокоэнергетических переходах в электронных оболочках атомов или молекул.
3. Излучение γ -квантов при β -активности.
4. Излучение γ -квантов при переходе возбуждённых ядер атомов в невозбуждённое состояние.
5. Излучение от делящегося ядра атома.

В условиях, при которых проводится анализ детектора, быстрые заряженные частицы не поступают извне, поэтому не могут вызывать рентгеновское и/или γ -излучение.

Однако быстрые электроны могут рождаться в детекторе при β^- -распаде и давать рентгеновское излучение при резком торможении. Кроме того, при β -распаде могут излучаться γ -кванты, например, при аннигиляции электрона и позитрона.

Процессы возбуждения электронных оболочек атомов, если и имеют место, то в условиях данного эксперимента прекращаются после завершения внешнего воздействия за времена, значительно меньшие секунды. Например, в рентгенофлуоресцентном анализе электронная оболочка возвращается в спокойное положение (основное состояние) за время порядка одной микросе-

кунды даже при не прекращающемся воздействии рентгеновского излучения [45]. То есть наблюдаемое длительное излучение детектора не может быть следствием процессов в возбуждённых электронных оболочках атомов или молекул.

Возбуждение ядер атомов может возникать из-за воздействия целого ряда различных факторов, см., например: [46, 47]. Разделяют изомерное (метастабильное) и неизомерное возбуждённые состояния ядра. Время жизни неизомерных возбуждённых состояний имеет порядок пикосекунд и меньше [48]. Время жизни изомерных возбуждённых состояний лежит в диапазоне от долей микросекунды до многих лет. Ядро в метастабильном состоянии образуется, например, во многих ядерных реакциях [49, с. 29]. При возвращении ядер в невозбуждённое состояние могут излучаться γ -кванты.

Самопроизвольное излучение делящегося ядра не может дать заметный вклад в излучение детектора, так как процесс самопроизвольного деления имеет очень малую вероятность даже для тяжёлых ядер [50].

Из проведённого анализа, учитывая условия эксперимента, заключаем, что длительное излучение рабочего детектора, регистрируемое на рентгеновских плёнках и радиометре, может возникнуть в результате предшествующего воздействия на этот детектор либо нейтронов, инициировавших в нём β -распад, либо γ -излучения, приведшего к переходу его ядер в возбуждённое метастабильное состояние, либо комбинации данных двух процессов. При этом и нейтроны, и γ -излучение рождаются именно в рабочем веществе, так как созданный без этого вещества контрольный детектор не излучает.

Выясним с помощью дополнительной диагностики, какой из процессов в рабочем веществе доминирует: рождение нейтронов или γ -излучение. Можно предложить три её варианта:

1. Анализ материала детектора на изменение состава изотопов и/или химических элементов. Однако при относительно ко-

ротком времени экспозиции детектора в установке или малой интенсивности излучения рабочего вещества такие изменения могут быть не заметны на аппаратуре с не высоким разрешением. Кроме того, химические элементы и их изотопы обычно неравномерно распределены в материале. Флуктуации в типичных случаях могут составлять от долей процента. Возникает проблема достоверности результатов изучения состава материала по локальным пробам.

2. Размещение на некотором расстоянии от реакторной зоны рентгеновской и/или γ -плёнок с металлическим предметом на её поверхности со стороны зоны. В качестве такого предмета можно взять толстую металлическую гайку. Если плёнка окажется сильно засвеченной по всей своей плоскости вокруг гайки и слабо засвеченной под ней (рис. 3), то рабочее вещество излучает рентген и/или γ -кванты, так как именно на такое излучение ориентирована применяемая плёнка, а гайка пропускает его слабее. Если, наоборот, засвеченной окажется в основном область рядом с гайкой и под ней (рис. 4), то рабочее вещество излучает нейтроны, так как они сравнительно легко проникают через тонкую плёнку, не оставляя следы, но часть их задерживается толстой гайкой и приводит к β -распаду её атомов с возникновением быстрых электронов, которые при резком торможении дают засветку плёнки. Если возникают оба типа засветки, то имеет место комбинированное излучение нейтронов и рентгеновских и/или γ -квантов.
3. Анализ излучения рабочего детектора по истечении времени распада до малого количества наиболее стабильного изомера вещества, образование которого в детекторе имеет не слишком малую вероятность. Засветка плёнки в этом случае будет означать доминирование рождения нейтронов в рабочем веществе. Отсутствие засветки – доминирование γ -излучения возбуждённых ядер.

Отметим, что при использовании специальных детекторов нейтронов имеется трудность их распознавания в присутствии рентгеновского и/или γ -излучения, см., например, [51], а также другие сложности п. 2.4.

Представленная методика позволяет с помощью недорогих, легкодоступных средств детектировать рождение нейтронов в рабочем веществе по возникновению (или возрастанию) β -активности детектора.

В случае, когда протон и нейтрон являются частями атомного ядра, процесс β^- -распада превращает химический элемент в соседний справа по таблице Менделеева, а β^+ -распад – в соседний слева. K -захват электрона протоном ядра (разновидность β -распада) превращает химический элемент в соседний слева по таблице Менделеева.

Таким образом, **детектирование образования нейтронов по β -активности позволяет без дополнительного анализа сделать вывод об изменении изотопного состава и состава химических элементов в детекторе и рабочем веществе.** Причём по известным исходному химическому составу, цепочкам β -распада и интенсивности потока нейтронов **можно приблизительно определить число появившихся новых изотопов и химических элементов**, см. пример в п. 2.3.

2.2. Сводка фактов, подтверждающих рождение нейтронов тепловых энергий и ниже. Основные процессы в реакторной зоне

В соответствии с данными ядерной физики и методикой детектирования нейтронов (п. 1.6, 2.1), рождение нейтронов в установке TNLT подтверждают следующие полученные на ней экспериментальные факты:

1. Сильная засветка рентгеновской плёнки в области изначально нерадиоактивной металлической гайки, п. 1.1, рис. 4.
2. Активация нерадиоактивного медного детектора, п. 1.2, 1.4.

3. Возникновение радиоактивности железа, алюминия, меди и других веществ, п. 1.3.
4. Регистрация существенно превышающей фон интенсивности квантов рентгена с энергией ~ 50 [кэВ], п. 1.3, которая соответствует излучению при резком торможении электронов ~ 100 [кэВ], образующихся с большой интенсивностью при β -распаде, см. рис. 18.
5. Регистрация γ -квантов с интенсивностью, значительно превышающей фоновую, п. 1.3.
6. Измерение потока нейтронов, п. 1.6.

Вывод о рождении нейтронов с тепловой энергией и ниже подтверждается известными данным о средней длине свободного пробега нейтрона до взаимодействия с веществом и регистрацией таких нейтронов:

1. В п. 1.1 описана сильная засветка рентгеновской плёнки в районе стальной гайки толщиной ~ 0.5 [см]. Быстрые нейтроны не могут провзаимодействовать в большом количестве с гайкой такой толщины (и тем более медной пластинкой и рентгеновской плёнкой), так как имеют среднюю длину свободного пробега в железе значительно больше 1 [см], см. п. 2.1, и должны были бы пролетать через гайку, не вызывая образования неустойчивых ядер, которые в результате цепочки процессов приводят к появлению рентгеновского и γ -излучения.
2. В п. 1.2 и 1.4 продемонстрирована сильная засветка рентгеновской плёнки извлечённым из реактора медным детектором и длительная рентгеновская и γ -радиоактивность этого детектора. Тонкая медная пластинка толщиной лишь ~ 0.5 [мм], расположенная перпендикулярно потоку нейтронов, может сильно активироваться нейтронами только тепловых энергий и ниже.
3. Регистрация нейтронов тепловых энергий и ниже трубкой СММ-18, наполненной ^3He , п. 1.6.2.

Таким образом, согласно п. 2.1, в TNLТ происходят следующие основные процессы, приводящие к рентгеновскому и γ -излучению.

В реакционной смеси образуются нейтроны тепловых энергий и ниже. Они проникают сквозь рентгеновскую плёнку, не оставляя следов, но частично поглощаются атомами стальной гайки и медного детектора, вызывая ядерные реакции β -распада их материалов с появлением быстрых электронов. Быстрые электроны имеют очень малую длину свободного пробега в твёрдом веществе и быстро тормозятся, испуская тормозное рентгеновское излучение, имеющее непрерывный спектр [52; 53, с. 146; 16, (с)]. Одновременно могут выбиваться электроны с внутренних электронных оболочек атомов, на вакансии в оболочках переходят другие электроны атома из его внешних оболочек, что также приводит к испусканию рентгеновского излучения, называемого характеристическим, которое имеет линейчатый спектр [16, (с)]. Возникающие тормозное рентгеновское излучение и, возможно, характеристическое излучение засвечивают дентальную плёнку в области нахождения гайки и плёнку на медном детекторе.

Кроме того, в активированной меди в процессах, не связанных с торможением (п. 2.1), могут возникать фотоны очень высокой энергии, которые регистрируются радиометром, но из-за большой проникающей способности могут не оставлять заметных следов на рентгеновской плёнке.

В медном детекторе образуются неустойчивые изомеры и изотопы с периодом полураспада от 3 [мин] (см. п. 2.3), поэтому радиоактивность меди и засветка плёнки на детекторе наблюдаются достаточно длительное время после окончания экспонирования, даже по прошествии нескольких суток – от распада ^{64}Cu .

Подчеркнём, что длительное излучение медного детектора не объясняется только возвращением его ядер из метастабильного состояния, так как наиболее устойчивым изомером меди является $^{68\text{m}}\text{Cu}$ с периодом полураспада 3.75 [мин], см. [54], а экспонирование некоторых плёнок начиналось значительно позже,

когда изомеры, если они и возникали, уже практически не оставались в детекторе. Кроме того, в природной меди изотоп ^{68m}Cu не наблюдается (см. п. 2.3) и реакции её атомов, с увеличением числа нейтронов в ядре на 3 – 5 штук для образования ^{68m}Cu , должны иметь меньшую вероятность по сравнению с реакцией, в которой участвует один нейтрон или протон и появляются радионуклиды ^{62}Cu , ^{64}Cu и ^{66}Cu , см. [54] и с. 63 ниже.

2.3. Изменение изотопного состава. Образование новых химических элементов

Проведение достоверного анализа вещества на изменение изотопного состава и/или состава химических элементов является достаточно сложной задачей, требующей специального высокоточного дорогого оборудования. Одна из основных сложностей обусловлена неравномерным распределением химических элементов и их изотопов в типичном твёрдом материале, что сильно затрудняет изучение изменения состава по локальным пробам в контрольном и исследуемом образцах даже на точном оборудовании. Кроме того, ядерные трансформации в веществе могут быть достаточно малыми, выходящими за рамки погрешностей применяемых методик анализа.

Однако во многих случаях для констатации наличия изменений в составе изотопов и составе химических элементов вещества и их приближённой количественной оценки достаточно детектировать хорошо изученные процессы.

В п. 2.2 показано, что в установке TNLT рождаются тепловые нейтроны и под их воздействием возникает β -распад ядер медного детектора. Процесс распада меди при облучении нейтронами хорошо изучен, так как медь является важным биологически значимым микроэлементом и используется в ядерной медицине [54].

Приведём некоторые сведения об изотопах меди. Подробный обзор данной темы можно найти, например, в [54] и цитируемой там литературе.

Природная медь представляет собой смесь двух стабильных изотопов: ^{63}Cu с распространённостью 69.1% и ^{65}Cu с распространённостью 30.9%.

Известны изотопы меди с массовыми числами от 52 до 80 (количество протонов – 29, нейтронов – от 23 до 51) и 7 ядерных изомеров. Наиболее стабильным радиоизотопом является ^{67}Cu с периодом полураспада 61.83 [час], а наименее стабильным – ^{54}Cu с периодом полураспада примерно 75 [нс]. У большинства изотопов меди период полураспада меньше минуты.

Изотопы ^{68}Cu , ^{69}Cu , ^{71}Cu , ^{72}Cu и ^{76}Cu имеют по одному метастабильному изомеру. Изотоп ^{76}Cu имеет два изомера. Наиболее стабильным изомером является $^{68\text{m}}\text{Cu}$ с периодом полураспада 3.75 [мин]. Наименее стабильным является $^{69\text{m}}\text{Cu}$ с периодом полураспада 360 [нс].

При активации природной меди нейтронами образуются три радионуклида ^{62}Cu , ^{64}Cu и ^{66}Cu с периодами полураспада соответственно 9.9 [мин], 12.8 [ч], 5.1 [мин]. Облучение тепловыми нейтронами даёт достаточно сильное излучение ^{66}Cu . См. [55, с. 141].

Определение наличия меди нейтронно-активационным анализом по короткоживущим изотопам возможно с очень высокой чувствительностью $10^{-6} - 10^{-7}\%$ в [г] с точностью 10 – 20%, см. [55, с. 141].

Большая вероятность образования изотопов ^{62}Cu , ^{64}Cu и ^{66}Cu в ядерных реакциях с нейтронами и большие времена полураспада, по сравнению с изомером $^{69\text{m}}\text{Cu}$, а также отсутствие $^{69\text{m}}\text{Cu}$ в природной меди позволяет заключить, что в экспериментах, описанных в п. 1.2, 1.4, засветка рентгеновской плёнки медным детектором спустя длительное время после его экспонирования и длительная радиоактивность меди по данным радиометра вызваны в основном именно предшествующим воздействием нейтронов на его ядра, а не переводом их в возбуждённое состояние.

Нестабильные изотопы меди с атомными массами ниже 63 имеют тенденцию к β^+ -распаду, в то время как изотопы с атомными

массами выше 65 имеют тенденцию к β^- -распаду. Изотоп ^{64}Cu подвержен трём видам распада: β^+ , β^- [54] и K -захват [44, с. 88].

Распад ^{62}Cu происходит по каналу β^+ с образованием ^{62}Ni , ^{66}Cu – по каналу β^- с образованием ^{66}Zn . Более долгоживущий изотоп ^{64}Cu распадается на ^{64}Ni по каналам β^+ -распада с вероятностью 17,8%, e -захвата с вероятностью 43%, внутренней конверсии с вероятностью 0,47% и на ^{64}Zn по каналу β^- -распада с вероятностью 39%. Полная таблица дочерних элементов распада меди приведена в [54]. Изотопы ^{62}Ni , ^{64}Ni и ^{64}Zn , ^{66}Zn являются стабильными [56, 57].

Таким образом, в условиях TNLТ происходит как изменение изотопного состава имеющихся элементов, так и образование новых химических элементов.

2.4. Оценки интенсивности источника нейтронов и доли наработанных в медном детекторе новых химических элементов

Регистрация нейтронного излучения приборами сопровождается ещё большим числом нюансов, чем регистрация рентгеновского и γ -излучения, см. начало п. 1.3. Например, в сцинтилляторных регистраторах сигнал от нейтронов накладывается на сигнал от рентгеновских и γ -квантов и необходимо разделение этих сигналов.

Особую сложность представляет непосредственное детектирование нейтронов с тепловыми энергиями и ниже, так как они имеют малую длину свободного пробега и в результате значительная их часть задерживаются материалами внутри реактора и кожухом регистратора.

Надёжный регистратор нейтронов – это сложное дорогостоящее оборудование. Однако самое главное – его трудно разместить в реакторе близко к источнику тепловых нейтронов. Поэтому **вместо регистратора целесообразно использовать простой детектор** в виде пластинки, например, медной, так как пластинку можно

установить внутри реактора рядом с источником нейтронов и в других труднодоступных местах, где поток нейтронов не затеняется. Активированная нейтронами пластинка излучает кванты в рентгеновском и γ -диапазоне и по интенсивности этого излучения можно оценить интенсивность генерации нейтронов. Получим такую оценку.

Примем, что на первых минутах после извлечения медной пластинки из реактора интенсивность рентгеновского и γ -излучения $n_{X\gamma, \text{Cu}}$ (4) пропорциональна интенсивности $n_{ws, n}$ облучавшего её источника нейтронов с коэффициентом ослабления ξ_{Cu}

$$n_{X\gamma, \text{Cu}} \approx \xi_{\text{Cu}} n_{ws, n}.$$

В простейшей оценке будем рассматривать точечный источник нейтронов, изотропный по телесному углу. Тогда в ξ_{Cu} входит отношение площади медной пластинки к площади сферы радиуса r_p , где r_p – расстояние от источника до пластинки: $\xi_S = S_{\text{Cu}} / (4\pi r_p^2)$. При $r_p \approx 2$ [см], $S_{\text{Cu}} \approx 12$ [см²]: $\xi_S \approx 0.24$.

Медная пластинка имеет малую толщину ~ 0.05 [см]. Поэтому лишь малая доля ξ_{width} достигших её нейтронов взаимодействует с атомами меди. Для тепловых нейтронов с энергиями 0.0253 [эВ] сечение с учётом их поглощения и других взаимодействий есть $\sigma \sim 5 \cdot 10^{-28}$ [м²] = $5 \cdot 10^{-24}$ [см²], см. [28, с. 1105]. При концентрации ядер меди $\rho = 7 \cdot 10^{22}$ [см⁻³], см. [28, с. 1105], средняя длина свободного пробега таких нейтронов составляет $\lambda = 1 / (\rho\sigma) \sim 3$ [см]. Поэтому долю провзаимодействовавших с медью нейтронов можно оценить как $\xi_{\text{width}} \sim 0.05$ [см] / 3 [см] ≈ 0.017 .

Под воздействием нейтронов на медь в ней образуются изотопы ^{62}Cu , ^{64}Cu и ^{66}Cu с периодами полураспада соответственно 9.9 [мин], 12.8 [ч], 5.1 [мин] и изомер $^{68\text{m}}\text{Cu}$ с периодом полураспада 3.75 [мин] (п. 2.3). Учитывая распространённость меди

^{63}Cu в природе 69.1%, можно ожидать, что под действием нейтронов образуется много изотопов ^{64}Cu , которые дают малый вклад в измеряемую на первых минутах интенсивности $n_{X\gamma, \text{Cu}}$ из-за большого периода полураспада. Кроме того, ^{64}Cu с вероятностью 43% распадается по каналу e -захвата без образования фотона (п. 2.1, 2.3). Учтём данные обстоятельства коэффициентом ослабления $\xi_{^{64}\text{Cu}} \sim 0.3$ излучения нейтронов, анализируемого по излучению медной пластинки на временах, много меньших 12.8 [ч].

Извлечение медной пластинки из труднодоступных мест реактора перед началом измерений может занимать ~ 1 [мин]. За это время от количества изотопов ^{62}Cu и ^{66}Cu остаётся соответственно $\sim 1 - 1/10 = 0.9$ и $\sim 1 - 1/5 = 0.8$ часть. Излучение рентгеновских и γ -квантов ослабляется с коэффициентом $\xi_{^{62}\text{Cu}, ^{66}\text{Cu}} \sim 0.85$.

Изотопы ^{62}Ni , ^{64}Ni и ^{64}Zn , ^{66}Zn , образующиеся при распаде ближайших к природной меди изотопов, являются стабильными и не дают вторичного излучения.

Итак, для интенсивности источника нейтронов $n_{ws, n}$, оцениваемой по измерению на первых минутах интенсивности рентгеновского и γ -излучения извлечённой медной пластинки, имеем

$$n_{ws, n} \gtrsim \frac{1}{\xi_{\text{Cu}}} n_{X\gamma, \text{Cu}} \sim \frac{1}{\xi_S \xi_{\text{width}} \xi_{^{64}\text{Cu}} \xi_{^{62}\text{Cu}, ^{66}\text{Cu}}} n_{X\gamma, \text{Cu}}.$$

Знак больше-порядка учитывает, помимо других обстоятельств, что не все электроны больших энергий, образовавшиеся при β -распаде, например, часть электронов на поверхности пластинки, быстро тормозятся и дают вклад в рентгеновское излучение.

Подставляя в неравенство для $n_{ws, n}$ численные значения коэффициентов ослабления и $n_{X\gamma, \text{Cu}}$ (4), получаем

$$n_{ws,n} \gtrsim \frac{1}{0.24 \cdot 0.017 \cdot 0.3 \cdot 0.85} n_{X\gamma, Cu} \approx \quad (8)$$

$$10^3 n_{X\gamma, Cu} \sim 10^8 - 10^9 \text{ [нейтрон/с].}$$

Отметим, что оценка (8) позволяет найти вклад процессов, связанных с нейтронами, в генерацию тепла в TNLT (13).

Для плотности потока нейтронов через площадь сферы на расстоянии $r = 4$ [см] от рабочего вещества имеем

$$\psi_{TNLT,n} = \frac{n_{ws,n}}{4\pi r^2} \gtrsim \frac{10^9 \text{ [нейтрон/с]}}{4\pi 4^2 \text{ [см}^2\text{]}} \approx 2 \cdot 10^7 \left[\frac{\text{нейтрон}}{\text{см}^2 \text{ с}} \right]. \quad (9)$$

Полученная плотность потока нейтронов сопоставима с применяемой на практике, например, в промышленных источниках [13] и в нейтронно-активационном анализе [55, с. 141].

Подчеркнём, что при этом в реакторную зону вкладывается достаточно малая мощность – лишь ~ 10 [Вт].

Перейдём к оценке числа новых химических элементов, рождённых в медном детекторе на установке TNLT.

В конце п. 2.3 приведены данные о том, что в результате взаимодействия природной меди с нейтронами нарабатываются устойчивые изотопы никеля и цинка. Если бы *все* нейтроны $n_{ws,n}$ захватывались медью, то интенсивность образования атомов никеля и цинка в ней составила

$$n_{Ni+Zn} \sim n_{ws,n} \gtrsim 10^8 \text{ [атом/с]}$$

За сутки нарабатывается

$$N_{Ni+Zn} \sim 10^5 n_{Ni+Zn} \sim 10^{13} \text{ [атом]}$$

Число атомов меди в объёме бруска $0.1 \times 0.1 \times 3 \approx 0.03$ [см³] длины 3 [см], большей средней длины свободного пробега в меди нейтронов тепловых энергий и ниже, есть [4, с. 441]

$$N_{\text{Cu}} \approx 7 \cdot 10^{22} [\text{атом}/\text{см}^3] \cdot 0.03 [\text{см}^3] \approx 2 \cdot 10^{21} [\text{атом}].$$

Доля новых элементов, наработанных в этом бруске за сутки,

$$\frac{N_{\text{Ni+Zn}}}{N_{\text{Cu}}} \gtrsim \frac{10^{13}}{2.1 \cdot 10^{21}} \sim 5 \cdot 10^{-9}.$$

Детектирование такой доли образовавшихся новых химических элементов находится в пределах разрешающей способности высокоточных диагностик, таких как нейтронно-активационный анализ [55, с. 141]. Увеличение длительности облучения до десятков часов, как это делается на практике [55, с. 141], и нейтронные зеркала позволят набирать большее число новых химических элементов и применять для их детектирования целый набор различных анализаторов состава вещества.

В заключение отметим, что в данном разделе рассмотрена генерация новых веществ только за счёт облучения меди нейтронами и последующего распада. Однако **при создании условий, подобных природным, оптимальном подборе реакционной смеси и параметров реактора можно ожидать более интенсивную генерацию новых химических элементов.**

3. Появление быстрых электронов и позитронов

Образование быстрых электронов и позитронов свойственно именно ядерным реакциям, но не химическим. В п. 2.2 показано, что в установке TNLТ рождаются нейтроны и под их воздействием происходит β -распад ядер с появлением быстрых электронов и позитронов. Типичный энергетический спектр электронов при β -распаде приведён на рис. 18. Их наиболее интенсивное рождение происходит при ~ 100 [кэВ]. Позитроны имеют аналогичную энергию наиболее интенсивной генерации при β -распаде, см., например: [33, п. 2.2.2, рис. 13].

При непосредственной регистрации эмиссии электронов активированным детектором важно зачищать его поверхность перед измерением для уменьшения торможения электронов тяжёлыми соединениями, например, окислами.

Измерение радиометром RadiaScan 701A интенсивности β -излучения энергий более 50 [кэВ] от активированной в реакторе медной пластинки показало превышение фона на $\sim 30 - 50\%$.

Аннигиляция электронов и позитронов, быстрое торможение электронов больших энергий приводит к появлению γ - и рентгеновского излучения, засвечивающего соответствующие фотоматериалы. Причём в некоторых экспериментах на TNLT слишком сильное рентгеновское излучение приводило даже к деградации рентгеночувствительного слоя.

4. Избыточное выделение тепла в TNLT при LENR

Оценку генерации избыточной по сравнению с вкладываемой в реакторную зону энергии проведём по следующей методике.

Обозначим W мощность, вкладываемую в реакторную зону извне при отсутствии таблетки с реакционной смесью. За время Δt реактору передаётся энергия $\Delta Q = W\Delta t$. Вводимая энергия расходуется в количестве ΔQ_{wz} на рабочую зону (working zone), предназначенную для размещения таблетки с реакционной смесью, а также на элементы конструкции реактора ΔQ_R , за исключением рабочей зоны, и на различного типа потери из реактора ΔQ_{los}

$$W\Delta t = \Delta Q_{wz} + \Delta Q_R + \Delta Q_{los}$$

Для долей энергии относительно вложенной извне энергии получаем

$$1 = \frac{\Delta Q_{wz}}{W\Delta t} + \frac{\Delta Q_R}{W\Delta t} + \frac{\Delta Q_{los}}{W\Delta t}.$$

Наличие таблетки (со смесью) в рабочей зоне может приводить к положительному или отрицательному приращению энергии ΔQ_s , которое необходимо учитывать в уравнении баланса энергии в реакторе.

Под рабочей зоной реактора с таблеткой понимается область размещения таблетки вместе с таблеткой.

Обозначим энергетические параметры реактора с таблеткой индексом T . Уравнение баланса возникающей в нём энергии $W_T \Delta t + \Delta Q_s$ имеет аналогичный вид

$$W_T \Delta t + \Delta Q_s = \Delta Q_{wz,T} + \Delta Q_{R,T} + \Delta Q_{los,T},$$

$$1 = \frac{\Delta Q_{wz,T}}{W_T \Delta t} + \frac{\Delta Q_{R,T}}{W_T \Delta t} + \frac{\Delta Q_{los,T}}{W_T \Delta t} - \frac{\Delta Q_s}{W_T \Delta t}.$$

Приравняв суммы, стоящие в уравнениях баланса долей энергии справа от единицы, получаем

$$\frac{\Delta Q_{wz}}{W \Delta t} + \frac{\Delta Q_R}{W \Delta t} + \frac{\Delta Q_{los}}{W \Delta t} = \frac{\Delta Q_{wz,T}}{W_T \Delta t} + \frac{\Delta Q_{R,T}}{W_T \Delta t} + \frac{\Delta Q_{los,T}}{W_T \Delta t} - \frac{\Delta Q_s}{W_T \Delta t}.$$

При сопоставимых по порядку величины вкладываемых в реактор энергиях $W \Delta t$ и $W_T \Delta t$ и хорошей изоляции элементов конструкции от энергии в рабочей зоне, передаваемые этим элементам доли вводимой в реактор энергии близки

$$\frac{\Delta Q_R}{W \Delta t} \approx \frac{\Delta Q_{R,T}}{W_T \Delta t}.$$

В данных условиях также близки доли совокупных потерь энергии из реактора

$$\frac{\Delta Q_{los}}{W \Delta t} \approx \frac{\Delta Q_{los,T}}{W_T \Delta t}.$$

В результате находим

$$\frac{\Delta Q_{wz}}{W\Delta t} \approx \frac{\Delta Q_{wz,T} - \Delta Q_s}{W_T\Delta t},$$
$$\frac{\Delta Q_{wz,T}}{W_T\Delta t} - \frac{\Delta Q_{wz}}{W\Delta t} \approx \frac{\Delta Q_s}{W_T\Delta t}.$$

Полученное соотношение означает, что в рассматриваемых условиях доля приращения энергии, связанная с присутствием таблетки, остаётся в основном в рабочей зоне.

В случае выделения энергии имеем $\Delta Q_s > 0$ и

$$\frac{\Delta Q_{wz,T}}{W_T\Delta t} - \frac{\Delta Q_{wz}}{W\Delta t} \approx \frac{\Delta Q_s}{W_T\Delta t} \gtrsim 0.$$

Итак, избыточное выделение энергии в реакторе с рабочей смесью на промежутке времени Δt можно детектировать по доминированию доли энергии в рабочей зоне относительно вложенной в реактор энергии над аналогичной долей в отсутствие рабочей смеси

$$\frac{\Delta Q_{wz,T}}{W_T\Delta t} \gtrsim \frac{\Delta Q_{wz}}{W\Delta t}. \quad (10)$$

При этом увеличение потерь энергии из рабочей зоны в присутствии таблетки может лишь уменьшить левую часть в неравенстве (10), то есть затруднить регистрацию появления избыточной энергии.

Промежуток времени Δt следует выбирать так, чтобы распределение энергии в таблетке и окружающей её области успело выровняться за Δt . Иначе измерение энергии в окружающей

таблетку области даст меньшее значение $\Delta Q_{wz,T}$, что также затруднит регистрацию избыточной энергии.

Таким образом, неравенство (10) является достаточным условием избыточной генерации энергии, то есть выполнение этого неравенства означает избыточную генерацию энергии на промежутке времени Δt , однако из нарушения (10), вообще говоря, не следует отсутствие такой генерации.

Условие генерации энергии (10) получено для любого вида энергии. Далее мы рассмотрим генерацию тепловой энергии.

Приращение энергии в рабочей зоне при наличии таблетки $\Delta Q_{wz,T}$ состоит из приращения тепловой энергии $\Delta Q_{wz,T,heat}$ и приращения других видов энергии $\Delta Q_{wz,T,other}$:

$$\Delta Q_{wz,T} = \Delta Q_{wz,T,heat} + \Delta Q_{wz,T,other}.$$

Тепловую энергию удобно измерять в градусах. Учитывая $\Delta Q_{wz,T,heat} = C_T \Delta T_{wz,T}$ и $\Delta Q_{wz} = C \Delta T_{wz}$, где C_T и C – теплоёмкости рабочей зоны при наличии и отсутствии таблетки, соотношение (10) переходит в соотношение для температур

$$\frac{\Delta T_{wz,T} + \Delta Q_{wz,T,other}/C_T}{W_T \Delta t} \gtrsim \frac{C}{C_T} \frac{\Delta T_{wz}}{W \Delta t}.$$

Если $\Delta Q_{wz,T,other} < 0$, то оцениваем левую часть неравенства большей $\Delta T_{wz,T} > \Delta T_{wz,T} + \Delta Q_{wz,T,other}/C_T$. Если $\Delta Q_{wz,T,other} > 0$, то, отбрасывая этот член, требуем выполнения более сильного неравенства для $\Delta T_{wz,T}$, из которого следует исходное. Получаем условие

$$\frac{\Delta T_{wz,T}}{W_T \Delta t} \gtrsim \frac{C}{C_T} \frac{\Delta T_{wz}}{W \Delta t},$$

реализация которого означает избыточную генерацию тепла на

промежутке времени Δt . При этом из способа получения этого неравенства видно, что его нарушение, вообще говоря, не означает отсутствие избыточной генерации тепла.

Присутствие таблетки увеличивает теплоёмкость рабочей зоны $C < C_T$, так как зона с таблеткой содержит дополнительный объект – таблетку, а вне таблетки материал зоны остаётся тем же.

Усиливаем требование, заменяя правую часть в неравенстве для температур на большую, и окончательно получаем условие, позволяющее детектировать избыточную генерацию тепла на Δt

$$\frac{\Delta T_{wz,T}}{W_T \Delta t} \gtrsim \frac{\Delta T_{wz}}{W \Delta t}. \quad (11)$$

Подчеркнём, что это условие допускает разнородность материалов таблетки и области её размещения, а также различие вкладываемой в реактор энергии в экспериментах с таблеткой и без неё. Для аккуратного детектирования избыточной генерации тепла с помощью проверки условия (11) требуется лишь хорошая тепловая изоляция рабочей зоны от других элементов конструкции, выбор промежутка времени Δt , за который распределение тепла в рабочей зоне становится близким к установившемуся, и соизмеримость по порядку величины вкладываемых в реактор энергий $W \Delta t$ и $W_T \Delta t$.

Таким образом, избыточное выделение тепла на промежутке времени Δt можно регистрировать с помощью проверки выполнения неравенства (11) по известным температуре рабочей зоны и вкладываемой мощности в экспериментах с таблеткой и без неё.

Условия, при которых получена формула (11), выполнены в установке TNLT.

КПД_{tablet} генерации тепла таблеткой на промежутке измерений, состоящем из отрезков времени Δt_i , $i = 1, \dots, N$, даётся делением долей суммарного приращения температуры относительно вложенной за всё время энергии в экспериментах с таблеткой и без неё

$$\begin{aligned} \text{КПД}_{\text{tablet}} &\approx \frac{\sum_{i=1}^N \Delta T_{wz,T,i} / \sum_{i=1}^N W_{T,i} \Delta t_i}{\sum_{i=1}^N \Delta T_{wz,i} / \sum_{i=1}^N W_i \Delta t_i} = \\ &= \frac{(T_{wz,T,N} - T_{wz,T,0}) / \sum_{i=1}^N W_{T,i} \Delta t_i}{(T_{wz,N} - T_{wz,0}) / \sum_{i=1}^N W_i \Delta t_i}. \end{aligned} \quad (12)$$

Выполнение локального условия (11) на каком-то промежутке времени Δt_i говорит о генерации тепла на Δt_i , но ещё не гарантирует сверхединичный КПД_{tablet} (12) на большом отрезке времени.

Подчеркнём, что КПД_{zone} тепловыделения всей реакторной зоны, а не только таблетки с рабочей смесью, может быть выше, чем КПД_{tablet} (12), так как, в зависимости от применяемых в реакторной зоне материалов, резонансное воздействие может вызвать ядерные реакции и выделение тепла даже в отсутствие рабочей смеси.

Проверку достаточного условия локального на $\Delta t = \Delta t_i$ выделения тепла (11) и вычисление суммарного КПД_{tablet} (12) на всех Δt_i целесообразно начинать через несколько минут после запуска TNLT, так как необходимо время для установления температурного режима в реакторе, усиления амплитуды колебаний физического вакуума под резонансным воздействием, генерации в значительном количестве реакции LENR и создания условий для их самоактивации.

Температура рабочей зоны в установке TNLT даже в присутствии таблетки обычно составляет менее ста градусов Цельсия. Это позволяет проводить измерения температуры в этой зоне с помощью стандартной термомпары.

Низкая температура рабочей зоны и её хорошая тепловая изоляция дают установке TNLT существенное преимущество – возможность проведения значительно более точных и простых измерений избыточного тепла по сравнению с традиционными

никель-водородными реакторами и другими установками, работающими при температуре ~ 1000 [C°]. Высокая температура в таких установках осложняет применение даже специальной термопары в непосредственной близости к рабочему веществу. Поэтому часть тепла рассеивается до достижения термопары. При этом условия рассеяния изменяются во времени из-за возникновения при высокой температуре химических реакций и эрозии конструкции реактора, что также сильно затрудняет оценку количества тепла, генерируемого именно LENR. В результате для калориметрических измерений применяют теплоноситель или хорошую теплоизоляцию. Но такие подходы значительно усложняют конструкцию установки.

Известно, что реакции LENR сопровождаются сильными колебаниями и всплесками напряжения на термопаре, см. п. 5. Поэтому для снятия показаний температуры в процессе работы TNLT резонансное воздействие на рабочую смесь прерывалось каждые две минуты на несколько секунд.

В эксперименте на TNLT без таблетки при температуре помещения 22 [C°] температура в области расположения таблетки возросла с 40.5 [C°] на 8-й минуте до 44 [C°] на 20-й минуте при средней вкладываемой во всю реакторную зону мощности 7.2 [Вт]. В тех же условиях, но с таблеткой, содержащей смесь (а), температура в области расположения таблетки возросла с 36 [C°] на 8-й минуте до 43.5 [C°] на 20-й минуте при средней вкладываемой в реакторную зону мощности 7.9 [Вт]. Время отсчитывалось от начала работы TNLT. По формуле (12) находим

$$\text{КПД}_{\text{tablet}} \approx \frac{(43.5 - 36)/7.9}{(44 - 40.5)/7.2} \sim 2.$$

Полученный КПД_{tablet} сопоставим и выше, чем в типичных LENR-установках [11, 12]. Сравнение КПД генерации тепла в TNLT и в промышленных источниках дано в п. 10.4.

На всех промежутках времени $\Delta t_i = 2$ [мин] при $8 \leq t \leq$

20 [мин] выполнялось локальное условие тепловыделения (11), несмотря на то, что это лишь достаточное условие и его нарушение ещё не означает отсутствие генерации тепла.

В области расположения таблетки со смесью (а) за 12 [мин] образуется избыточное тепло $\sim((43.5 - 36) - (44 - 40.5))7.2/7.9 \sim 4 [C^\circ] \approx 24 [Дж]$. В среднем за 12 [мин] создаётся избыточная тепловая мощность $24 [Дж]/720 [с] \approx 0.033 [Вт]$.

Наблюдаемое выделение тепла не объясняется химическими реакциями с участием $NaBH_4$. Кислород и вода отсутствуют в области расположения таблетки в сколько-нибудь значимых количествах. Поэтому энтальпийные реакции типа $H_2 + O_2$ (гремучий газ) не могут дать существенного вклада в тепловыделение. Распад $NaBH_4$ с выделением тепла начинается при температуре $505 [C^\circ]$, см. [58, с. 396; 66], поэтому $NaBH_4$ не разлагается в реакторе, так как температура в нём составляет лишь $\sim 50 [C^\circ]$. При этой температуре не возникают и многие другие химические реакции.

В настоящее время нет окончательного ответа на вопрос о деталях процесса тепловыделения при LENR. Предложены десятки различных теорий LENR. Однако во многих из них есть общее – гипотеза об образовании нейтроноподобных объектов в результате тех или иных процессов. Такая гипотеза имеет хорошее основание, так как подтверждается наблюдениями в многочисленных экспериментах на разных установках, в том числе и на TNLT, см. п. 2.2.

Нейтроны или нейтроноподобные объекты, будучи не заряженными, могут подойти близко к ядрам атомов и изменить их изотопный номер или, потеряв там электрон, образовать следующий справа в таблице Менделеева химический элемент. Такой процесс, как правило, сопровождается значительным выделением энергии вплоть до перехода нуклида в железо, при этом обычно высвобождается энергия $5 - 8 [МэВ]$ на один нуклон [59, рис. 6.2].

В п. 2.4 получена оценка снизу (8) числа тепловых нейтронов, рождающихся в TNLT. Естественно предположить, что помимо них в рабочей смеси рождаются нейтроны с меньшими

энергиями, которые из-за малой средней длины свободного пробега захватываются в окрестности смеси и не выходят вне реактора. Тогда число нейтронов в оценке (8) может значительно увеличиться, например, на порядок или два. В последнем случае при переходе в рабочей области 10% энергии ядерных реакций с нейтронами в тепло выделалась бы мощность

$$10^{10} \text{ [нейтрон/с]} \cdot 8 \cdot 10^6 \text{ [эВ]} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ [Дж/эВ]} \sim 0.01 \text{ [Вт]}. \quad (13)$$

Тем не менее даже в предположении об интенсивном рождении холодных нейтронов оценки (13) не хватает для объяснения наблюдаемой мощности 0.033 [Вт].

Электроны, образующиеся при β^- -распаде, также вряд ли могут объяснить избыточное тепло, так как много нейтронов улетает из рабочей зоны.

Рассмотрим энергию, высвобождающуюся при образовании нейтроноподобных объектов.

Автору данного обзора представляется наиболее адекватным механизм образования нейтроноподобных объектов за счёт перехода атомов водорода и атомов других элементов в состояние с уменьшенным радиусом электронов в результате резонансных или каталитических воздействий. Тем более что существование таких состояний подтверждается многими экспериментальными фактами. См. [1, 2] и приведённые там ссылки.

Например, переход водорода из обычного состояния H[1] в гидринное (нейтроноподобное) с уменьшенным в целое число раз m радиусом атома H[1/ m] сопровождается существенно большим выделением энергии на одну реакцию по сравнению со всеми типами химических реакций. Энерговыведение на одну химическую реакцию обычно не превосходит 6 [эВ], см. [60; 61, п. 4.1, 4.2; 62]. При переходе же H[1] \rightarrow H[1/2] выделяется энергия 40.8 [эВ], а при переходе H[1] \rightarrow H[1/10] – энергия 1300

[эВ], см. [1] и приведённые там ссылки.

Использование NaBH_4 упрощает получение атома свободного водорода, так как известно, что отщепление водорода в NaBH_4 является обратимым процессом [58, с. 396], то есть водород не так сильно связан в соединении NaBH_4 .

Для образования $0.033 - 0.01 = 0.023$ [Вт] достаточно очень малого количества переходов $\text{H}[1] \rightarrow \text{H}[1/2]$ – лишь $\sim 3 \cdot 10^{-5}\%$ [переход/с] атомов водорода $\text{H}[1]$, имеющих в 0.3 [г] NaBH_4 .

Таким образом, наблюдаемое **избыточное выделение тепла в TNLT объясняется количественно атомарными и ядерными процессами, то есть LENR.**

5. Осцилляции и всплески напряжения на термопаре

Быстрые осцилляции температуры при протекании LENR отмечают многие исследователи. Систематически этот эффект изучен, например, в экспериментах [63].

Данный эффект можно объяснить протеканием LENR в виде коротких хаотических импульсов разной длительности. LENR приводит к образованию заряженных частиц при β -распаде и другим процессам, которые порождают блуждающую между отдельными участками реакционной смеси разность потенциалов. Термопара способна регистрировать малые изменения напряжения ~ 40 [мкВ/град] и менее, [28, п. 8.5, табл. 8.15], поэтому хаотически возникающий потенциал регистрируется в виде осцилляций температуры.

Кроме того, колебания напряжения на термопаре могут возникать из-за резонансного воздействия на рабочее вещество.

В экспериментах на TNLT использовался измеритель температуры Delta DTA4848C1 с термопарой типа K хромель-алюмель. Термопара располагалась на расстоянии около 2 [мм] от реакционной смеси и имела с ней проводящий контакт. Быстрые осцилляции показаний термопары коррелируют с ростом показаний радиометра и засветкой рентгеновской плёнки. Наблюдается

заметное увеличение амплитуды всплесков с увеличением интенсивности LENR.

Таким образом, температурная диагностика **позволяет не только измерять температуру реакционной смеси, но и определять моменты времени, в которые происходит усиление интенсивности импульсов LENR, и оценивать их амплитуду.**

6. Следы странного излучения от TNLT

Протекание низкоэнергетических ядерных реакций LENR обычно сопровождается появлением своеобразных следов (треков) на различных материалах: рентгеновская плёнка, DVD или CD диск, оргстекло, стекло, слюда, керамика, алюминиевая фольга. Причём следы наблюдаются не только на поверхности, но и внутри материалов. Длина следов варьируется от малых долей миллиметра до нескольких сантиметров [64; 65, 8 мин : 50 с и далее]. Следы имеют необычную форму, поэтому излучение, которое их создаёт, называют «странным излучением». Данный термин предложил Л.И. Уруцкоев – один из первых исследователей LENR. Многочисленные фотографии разнообразных треков можно найти в докладах и ссылках на сайте <http://lenr.seplm.ru>, см., например: [2, 65, 63].

Одна из трактовок странного излучения дана в [4, pdf от 04.07.2021 и позднее, дополнение 5; 5, п. 23.13].

Согласно [65, 46 мин : 00 с], странное излучение существенно ослабевает на расстоянии более 30 [см] от реактора. Кроме того, в [63] показано, что для защиты от странного излучения можно использовать относительно слабое магнитное поле, например, создаваемое магнитной плёнкой. Защита необходима в том числе для персонала и электроники, находящихся вблизи реактора.

Странное излучение наблюдалось в экспериментах на установке TNLT. Ниже приведены примеры следов странного излучения от TNLT, оставленные на различных материалах. Форма и размер следов хорошо соответствуют наблюдениям в экспери-

ментах с LENR других авторов [2, 65, 63], применявших устройства и создававших физические условия, принципиально отличающиеся от TNLT.

6.1. На рентгеновской плёнке

Использовалась рентгеновская плёнка размером 3×4 [см²], см. рис. 1. Следы показаны на рис. 19.

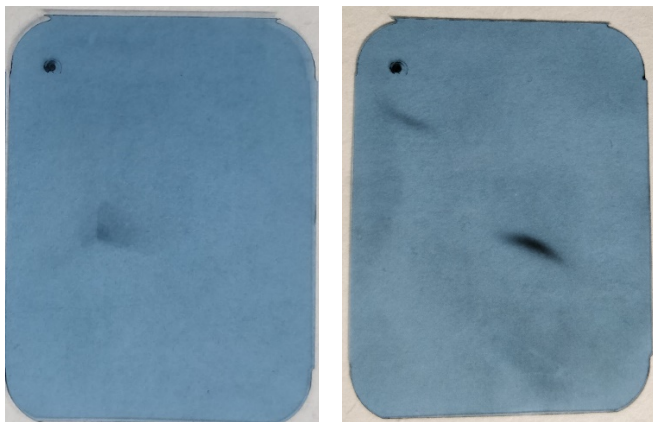


Рис. 19. Следы странного излучение на рентгеновской плёнке.
Точки в углах – технологические отметки.

6.2. На DVD

На рис. 20–23 представлены фотографии следов странного излучения на DVD под оптическим микроскопом при 42-кратном увеличении. Своеобразная форма следов и повторяющийся как при печати характерный рисунок не позволяют отнести такие следы к обычным механическим повреждениям поверхности DVD. При этом тонкие сплошные линии на фотографиях представляют собой царапины, возможно, не имеющие отношения к странному излучению.

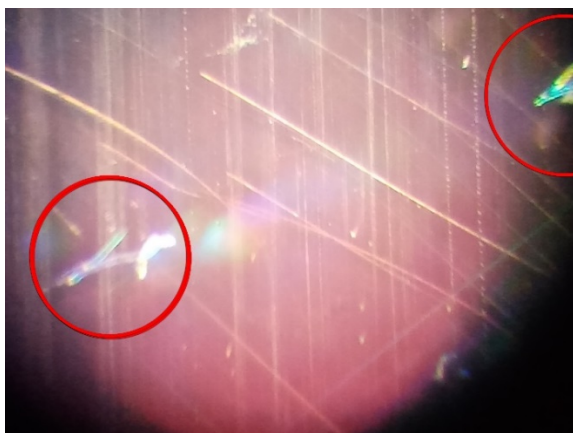


Рис. 20. Следы на DVD в виде двух похожих по форме галок.



Рис. 21. Два близких по виду прерывистых следа на DVD в форме галок, состоящих из пузырьков.

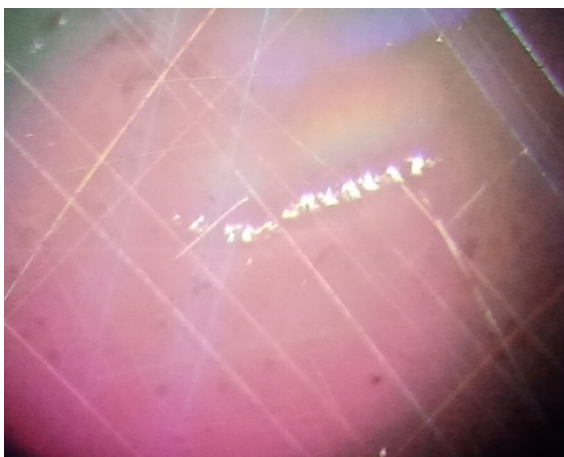


Рис. 22. Протяжённый прерывистый след на DVD.



Рис. 23. Параллельные прерывистые следы, появившиеся после 7-и суточной экспозиции DVD вплотную на отработанной реакционной смеси.

6.3. На алюминиевой фольге

Следы на алюминиевой фольге показаны на рис. 23.



Рис. 24. Следы на алюминиевой фольге в форме снежинок.

6.4. На рентгеночувствительной стеклянной пластине

Две прижатые друг к другу рентгеночувствительные стеклянные фотопластины размером 9×12 [см²] и толщиной 1.4 [мм], располагались на расстоянии ~ 5 [см] от реакционной смеси. Одна оказалась засвеченной, на второй появился след от странного излучения в форме «девички в платье», рис. 25. Видимо, на первой пластине странное излучение теряло часть своей энергии, что позволяло получить разборчивое изображение на второй пластине. Видны прерывистые треки, тонкие фрактальные структуры и тонкие линии, заканчивающиеся утолщениями.

Подчеркнём, что данное изображение не является результатом способа проявки пластины.

6.5. В толстом оргстекле

Толщина оргстекла составляла 33 [мм]. Оргстекло находилось на расстоянии ~ 30 [см] от реакционной смеси. На фотографиях, рис. 26, видны следы в форме прерывистых трещин, имеющих в том числе фрактальную структуру с явно выраженным центром как будто от микровзрыва. Характерный размер следов – не-

скольких сантиметров. Следы расположены не только на поверхности, но и внутри оргстекла, причём даже в местах, не находящихся под нагрузкой и вне прямой видимости реакторной зоны. Следы появлялись как во время эксперимента, так и спустя некоторое время после его завершения.



Рис. 25. След в форме «девочки в платье» на рентгеночувствительной стеклянной пластине.



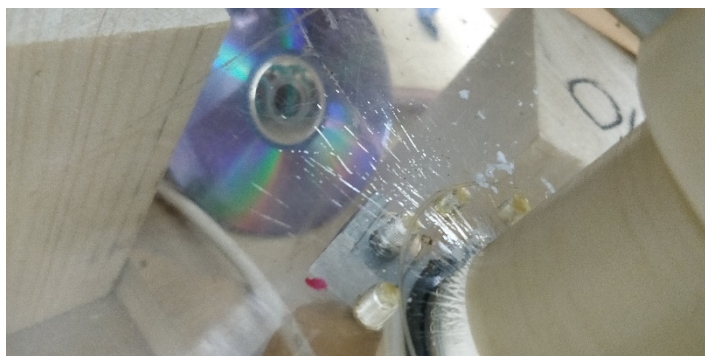


Рис. 26. Следы от странного излучения на поверхности и внутри оргстекла.

7. Последействие

Многие исследователи LENR отмечают последействие данных реакций – продолжение регистрации признаков LENR в течении длительного времени после окончания возбуждения LENR, измеряющегося часами, сутками и даже неделями [65, 63].

В экспериментах на установке TNLT также наблюдалось последействие. Медный детектор проявлял радиоактивность в течение нескольких суток, см. п. 2.2, 2.3. Следы от странного излучения, см. п. 6, возникали как во время эксперимента, так и спустя длительное время после его окончания, измеряемое сутками.

8. Изменение структуры материалов

На установке TNLT проведены первые эксперименты по изменению структуры материалов. Получены положительные результаты. В частности, установлено, что после воздействия реактора на поляризационно нейтральную среду плоскость поляризации света в ней поворачивалась на значительный для такого эффекта угол – почти на половину от максимально известного.

9. Катализ химических реакций

Описанные в п. 1–5 измерения показывают высокую концентрацию энергии в TNLT, приводящую к возникновению ядерных реакций.

Энергия одной ядерной реакции составляет от десятков до миллионов электронвольт и выше, см., например: [1, 59]. Энергия одной химической реакции значительно ниже и не превышает нескольких электронвольт, см. соотношение между [кДж/моль] и [эВ] в [60, 62], а также данные в [61].

Поэтому естественно ожидать каталитическое воздействие условий в реакторе TNLT на химические реакции, которые не происходят или затруднены в обычных условиях.

Конкретные примеры катализа химической реакций не предоставлены разработчиками TNLT.

10. Оценки эффективности технологии LENR-R по данным экспериментов на установке TNLT

Создатели технологии LENR-R не ставили задачу разработки конкретных приложений, так как такая работа должна выполняться совместно со специалистами, имеющими требуемый опыт в соответствующей области. В данном разделе описаны лишь некоторые преимущества технологии LENR-R, которые могут дать большой экономический эффект при её развитии и внедрении в технологические процессы и технические изделия.

10.1. Эффективность генерации LENR в TNLT относительно традиционных никель-водородных реакторов

Сравним энергии, затрачиваемые на генерацию LENR в установке TNLT и в традиционных никель-водородных реакторах, эксперименты с которыми достаточно хорошо освещены в публикациях, см., например: [11].

В реакторную зону TNLT вводится не более ~ 10 [Вт], что, например, на 10-и минутах работы даёт затраты энергии 6 [кДж].

В никель-водородных реакторах только на нагрев на ~ 1000 [K°] реакторной зоны, состоящей, например, из 0.8 [кг] алунда ($\sim 95\%$ Al_2O_3 , теплоёмкость ~ 1000 [Дж/(кг K)] при ~ 1000 [K°], [28, с. 219]) и 0.2 [кг] никеля (теплоёмкость 561 [Дж/(кг K)] при ~ 1000 [K°], [28, с. 200])) требуется

$$(1000 \text{ [Дж/(кг K)]} \cdot 0.8 \text{ [кг]} + 561 \text{ [Дж/(кг K)]} \cdot 0.2 \text{ [кг]}) \cdot 1000 \text{ [K°]} \sim 900 \text{ [кДж]}.$$

Средняя величина вкладываемой в реакторную зону никель-водородных реакторов мощности составляет ~ 600 [Вт], см. [11], что на 10-и минутах работы даёт затраты энергии 360 [кДж].

В результате эффективность η_{LENR} генерации LENR на первых 10-и минутах работы в TNLТ существенно выше, чем в никель-водородных реакторах

$$\eta_{\text{LENR}} \sim \frac{900 + 360 \text{ [кДж]}}{6 \text{ [кДж]}} = 210 \text{ раз.}$$

С течением времени доля энергии начального разогрева уменьшается в общем количестве введённой энергии и эффективность η_{LENR} , определённая по вкладываемой в реакторную зону мощности, составляет

$$\eta_{\text{LENR}} \sim \frac{600 \text{ [Вт]}}{10 \text{ [Вт]}} = 60 \text{ раз.}$$

Энергия, необходимая для работы всей установки, здесь не учитывается, так как в TNLТ она может быть существенно уменьшена.

Таким образом, эффективность η_{LENR} генерации реакций LENR по разработанной технологии LENR-R почти на два порядка выше, чем в традиционных никель-водородных установках. Данное обстоятельство открывает широкие возможности по использованию технологии **LENR-R** в различных приложениях, в том числе для создания недорогих компактных источников тепла, см. п. 10.4.

10.2. Эффективность генерации нейтронов на основе технологии LENR-R по сравнению с термоядерным реактором ITER

Комплексное сравнение технологии LENR-R и установки TNLТ, как источника нейтронов, с промышленными источниками представляет сложную задачу, так как требует учёта целого

ряда различных факторов. Здесь мы остановимся лишь на новых аспектах предлагаемого подхода, дающих принципиальные преимущества перед традиционными источниками нейтронов.

Технология LENR-R, в отличие от стандартных технологий, позволяет генерировать нейтроны из нерадиоактивных материалов, причём сразу в том месте, где предполагается использование этого источника, и при затрате мощности ~ 120 [Вт]. Кроме того, в технологии LENR-R генерируются нейтроны тепловых энергий и ниже, которые из-за относительно малой длины свободного пробега значительно менее радиотоксичны, чем быстрые нейтроны, генерируемые стандартными источниками.

Перечисленные свойства позволяют избежать больших расходов на транспортировку и хранение радиоактивных материалов, существенно снизить расходы на специальные меры безопасности при использовании источников нейтронов, а также решить серьёзные экологические проблемы утилизации радиоактивных отходов, возникающих при производстве радиоактивных веществ.

Для оценки эффективности генерации нейтронов сравним плотности потоков нейтронов в установке TNLT $\Psi_{\text{TNLT},n}$ (9) и в установке ITER – международном термоядерном реакторе-токамаке, начало эксплуатации которого намечено на 2025 г. [67].

В индуктивном сценарии ITER с током 15 [МА] планируется получить мощность выделения энергии в плазме 500 [МВт] за счёт реакции $D + T \rightarrow He^4$ (3.5 МэВ) + n (14.1 МэВ). Из них ~ 100 [МВт] будет приходиться на альфа-частицы, которые удерживаются магнитным полем в плазме и передают ей свою энергию, и ~ 400 [МВт] – на нейтроны, которые не имеют заряда и поэтому покидают плазму. Усиление вложенной мощности планируется в 10 раз, то есть в ITER будет вкладываться только ~ 50 [МВт].

В ITER, как и в TNLT, нас интересует число нейтронов, которые могут участвовать в создании полезной нагрузки. В простейшей оценке предположим, что такие нейтроны в ITER составляют $\sim 30\%$ рождённых в плазме с учётом их потерь около её границы и на элементах конструкции.

Интенсивность появления нейтронов, имеющих возможность участвовать в полезной нагрузке, даётся отношением переносимой ими мощности к энергии одного нейтрона

$$I_{\text{ITER},n} \sim \frac{0.3 \cdot 400 \text{ [МВт]}}{14.1 \text{ [МэВ]} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}} \approx 5.3 \cdot 10^{19} \text{ [нейтрон/с]}.$$

Плотность потока данных нейтронов через поверхность сферы радиуса $r \sim 900 \text{ [см]}$, касающейся внутренней части первой стенки ITER, составляет

$$\Psi_{\text{ITER},n} = \frac{I_{\text{ITER},n}}{4\pi r^2} \approx \frac{5.3 \cdot 10^{19} \left[\frac{\text{нейтрон}}{\text{с}} \right]}{4\pi 900^2 \text{ [см}^2\text{]}} \approx 5.2 \cdot 10^{12} \left[\frac{\text{нейтрон}}{\text{см}^2 \text{ с}} \right].$$

Сравним эффективности генерации нейтронов в TNLT и ITER, рассчитанные как отношение плотностей потоков нейтронов на расстояниях, где они могут быть использованы, к вложенным в установки мощностям,

$$\eta_n = \frac{\Psi_{\text{TNLT},n}/120 \text{ [Вт]}}{\Psi_{\text{ITER},n}/50 \text{ [МВт]}} \sim \frac{2 \cdot 10^7 \left[\frac{\text{нейтрон}}{\text{см}^2 \text{ с}} \right] / 120 \text{ [Вт]}}{5.2 \cdot 10^{12} \left[\frac{\text{нейтрон}}{\text{см}^2 \text{ с}} \right] / 50 \text{ [МВт]}} \approx 1.6.$$

Эффективность генерации нейтронов в TNLT оказывается сопоставимой с ITER. Более того, TNLT имеет **большой потенциал для увеличения потока нейтронов** за счёт подбора состава реакционной смеси, модификации режимов работы и компонентов реактора, усиления резонансного воздействия.

При этом, конечно, надо помнить, что в TNLT рождаются тепловые нейтроны (п. 2.2) и переносимая ими энергия значительно меньше энергии, переносимой быстрыми нейтронами в ITER. Однако быстрые нейтроны обычно замедляют перед использованием. Это делает источники тепловых нейтронов более привлекательными для применения на практике.

10.3. Эффективность генерации рентгеновского излучения в TNLТ при LENR относительно лампы

Сравним поверхностную плотность энергии на поверхности плёнки, рассчитанную по энергии рентгеновской лампы исходя из данных рис. 1, и поверхностную плотность энергии на поверхности плёнки, рассчитанную по энергии создания рентгеновского излучения при протекании LENR. Отношение этих плотностей энергий даст оценку эффективности η_x генерации рентгеновского излучения реакциями LENR в установке TNLТ по сравнению с обычной рентгеновской лампой. В простейшей оценке сравним только энергии, вкладываемые непосредственно в рентгеновскую лампу и реакторную зону. Затраты на производство и энергообеспечение рентгеновского аппарата и установки TNLТ учитывать не будем. Отметим лишь, что в конкретных приложениях накладные расходы энергии в технологии LENR-R могут быть сведены до минимума.

Подчеркнём, что здесь идёт речь о затраченной для генерации рентгена энергии, приходящейся на единицу площади плёнки, а не о энергии, поступившей на эту площадь с излучением.

По данным о характеристиках дентальных плёнок, рис. 1, энергия, затрачиваемая на рентгеновскую лампу для аналогичной по темноте засветки плёнки при съёмке зубов, имеет порядок $\sim 560 \text{ [Дж]} = 70000 \text{ [В]} \cdot 0.008 \text{ [А]} \cdot 1.0 \text{ [с]}$. При этом расстояние от источника излучения до плёнки обычно составляет $\sim 10 \text{ [см]}$.

При прохождении потенциала 70 [кВ] электроны приобретают энергию 70 [кэВ] . Однако на рентгеновское излучение расходуется лишь 1% энергии ускоренных электронов, а остальные 99% энергии переходят в тепло [16, (с)]. Во многих случаях необходимо охлаждение. В этом смысле расходование энергии в рентгеновской трубке считается не эффективным.

Поэтому рентгеновское излучение стараются сфокусировать на облучаемом объекте, см., например: [27]. В простейшей оценке будем считать, что излучение лампы покрывает на расстоянии

~ 10 [см] площадку $5 \times 6 = 30$ [см²], содержащую плёнку рис. 1 площадью 12 [см²]. На плёнке для поверхностной плотности энергии, затраченной на создание рентгеновского излучения, получаем

$$\sim 19 \text{ [Дж/см}^2\text{]} \approx \frac{560 \text{ [Дж]}}{30 \text{ [см}^2\text{]}}.$$

В установке TNLТ рентгеновское излучение возникает в следствие образования и распада радиоактивных изотопов при LENR, п. 2.2. В частности, оно создаётся активацией вещества, например, железа или меди, находящегося непосредственно рядом с плёнкой.

В реакторную зону вкладывается мощность ~ 10 [Вт]. Для специализированной рабочей смеси время экспонирования плёнки до плотности засветки, аналогичной рентгеновской лампе, составляет ~ 600 [с] (может быть значительно уменьшено при необходимости). За это время в реакторную зону передаётся энергия ~ 6000 [Дж]. Не вся эта энергия вкладывается в рабочую смесь, но её расход требуется для генерации LENR и рентгеновского излучения.

Предполагая в простейшей оценке, что излучение (нейтроны), необходимое для активации вещества, распределено равномерно по телесному углу, получаем на поверхности плёнки, находящейся на расстоянии ~ 10 [см] от точечного источника, для плотности энергии, затраченной на создание рентгена:

$$\sim 4.8 \text{ [Дж/см}^2\text{]} \approx \frac{6000 \text{ [Дж]}}{4\pi 10^2 \text{ [см}^2\text{]}}.$$

Таким образом, оценка эффективности генерации рентгеновского излучения в TNLТ по сравнению с рентгеновской лампой составляет не менее

$$\eta_x \sim \frac{19 \text{ [Дж/см}^2\text{]}}{4.8 \text{ [Дж/см}^2\text{]}} \approx 4 \text{ раз.}$$

Возможно увеличение эффективности η_X за счёт подбора состава реакционной смеси для максимизации выхода рентгена, подбора облучаемого нейронами вещества, модификации режимов работы и компонентов реактора.

Высокое значение эффективности η_X делает крайне привлекательным всестороннее изучение возможности использования разработанной технологии LENR-R для **создания новых источников излучения в рентгеновском и γ -диапазонах.**

10.4. Сопоставление КПД генерации тепла в TNLT с КПД промышленных источников

Первоочередная задача исследований на TNLT состояла в убедительной демонстрации генерации LENR. Задача максимизации избыточного выделения тепла не изучалась. Однако, начиная с первых же измерений, КПД выделения тепла составил порядка двойки, см. п. 4, что сопоставимо или выше по сравнению с типичными LENR-реакторами [11, 12]. С учётом на два порядка большей эффективности генерации LENR в TNLT по сравнению другими LENR-установками, см. п. 10.1, представляется крайне перспективным создание источника тепловой энергии на основе технологии LENR-R.

Максимизация избыточного тепловыделения в TNLT может быть достигнута за счёт варьирования состава реакционной смеси, настройки оптимального режима работы реактора, модификации его компонентов, в том числе геометрических форм, применения тех или иных внешних воздействий, увеличения вклада энергии в реактор, усиления резонансного воздействия.

Изучение возможности использования технологии LENR-R для получения тепловой энергии в промышленных масштабах требует использования значительно большей массы рабочего вещества. Это сопряжено с усилением мер радиационной безопасности персонала и теплостойкости конструкций реактора.

Анализ выделения тепла в различных LENR-системах позволяет надеяться на создание компактных, автономных, экологически чистых источников энергии мощностью до 100 [кВт], не конкурирующих с большими электростанциями [1].

Экономически выгодное производство энергии по сравнению с существующими источниками требует усиление вложенной мощности приблизительно в десять раз. Например, такое усиление предполагается в проекте термоядерного реактора ITER [67]. Однако всесторонний учёт негативных последствий производства энергии на современных электростанциях, в том числе для экологии, может существенно снизить требование десятикратного усиления мощности.

Заключение. Основные выводы

В установке TNLT детектированы все основные процессы, сопутствующие LENR: рентгеновское и γ -излучение, появление тепловых нейтронов, изменение состава изотопов, образование новых химических элементов, возникновение быстрых электронов, избыточное выделение тепла, сильные всплески напряжения на термопаре, странное излучение, последствие. **Совокупность полученных данных однозначно свидетельствует о протекании реакций LENR в установке TNLT.**

Представленный в данном обзоре материал можно рассматривать как общую методику обоснования генерации LENR в различных устройствах.

Технология генерации LENR-R и демонстрирующая её установка TNLT имеют **принципиальные преимущества над другими технологиями** генерации LENR и соответствующими устройствами, см. с. 9. Оценки эффективности в п. 10 показывают большую перспективу применения нового подхода в конкретных коммерческих технологиях и устройствах, перечисленных на с. 10.

Кроме того, **технология LENR-R и установка TNLT имеют значительный потенциал** для усиления описанных в обзоре эффектов. Возможны оптимизация состава реакционной смеси для

определённой цели, модификация компонентов реактора, в том числе варьирование их геометрических форм, применение тех или иных внешних воздействий, экспозиция различных материалов, увеличение вклада энергии в реактор, миниатюризация оборудования и т.д.

Таким образом, предложенный новый подход открывает путь к созданию значительно более энергетически выгодных, менее дорогостоящих, более безопасных, компактных и экологически чистых технологий и приложений в экономике, медицине и науке.

Измерения дозиметрами «Горинь» и «ДП-5В» радиоактивности реактора во время его работы и после выключения, а также радиоактивности использованных рабочих смесей не показали сильного превышения радиационного фона. Реакторная зона, построенная из материалов, не дающих в потоке нейтронов (8) большого количества вредных для здоровья долго живущих радиоактивных изотопов, достаточно быстро становится безопасной после выключения установки.

Однако длительный прямой контакт с рабочим веществом и окружающей его областью, в зависимости от использованных веществ, нежелателен в течение нескольких суток после выключения TNLТ из-за возможного излучения при распаде образовавшихся неустойчивых нуклидов и последствия странного излучения (п. 7). На протяжении этого периода и во время работы TNLТ также не рекомендуется долго находиться на расстоянии ближе метра от реакторной зоны.

В общем случае важно иметь ввиду, что **оперирование с TNLТ и рабочим веществом необходимо проводить с соблюдением адекватных мер контроля и безопасности** во избежание негативного воздействия на персонал и выхода реактора из строя.

Например, оперирование с большими количествами радиоизотопов меди относится к верхней границе второго класса и нижней границе первого класса радиационной токсичности [44, с. 363], что предъявляет специальные требования к помещениям, зданиям и квалификации сотрудников при организации работ [44, с. 364–366].

Приложение 1. Анализ чувствительности применявшейся рентгеновской плёнки к ультрафиолетовому излучению во всём его диапазоне

В данном разделе описаны эксперименты и проведён их анализ, показывающие, что рентгеновская плёнка, представленная на рис. 1, не чувствительна ко всему диапазону ультрафиолетового излучения UVA–XUV [68], в том числе экстремального, граничащего с рентгеновским диапазоном. То есть эта плёнка регистрирует именно рентгеновское излучение. Энергии квантов рентгеновского излучения, для регистрации которого она ориентирована, имеют масштаб десятков кэВ, см. п. 1.5.

Специалистами команды установки TNLT проведены эксперименты по засветке плёнки на рис. 1 разными ультрафиолетовыми лампами и эксперимент по засветке ультрафиолетом медной пластинки, используемой в качестве детектора, см. п. 1.2, 1.4. Во всех случаях никакого потемнения плёнок не обнаружено.

Краткое описание проведённых экспериментов:

1. Облучение плёнки ультрафиолетовым излучателем постоянного действия диапазона UVA (3.10 – 3.94 [эВ]) + UVB (3.94 – 4.43 [эВ]) с лампой PHILIPS TL44025/09N мощностью 25 [Вт]. Расстояние от плёнки до лампы – менее 1 [см]. На плёнке со стороны лампы располагалась металлическая шайба – аналог гайки в реакторе. Время облучения 30 [мин]. После проявки следов потемнения на плёнке не обнаружено.
2. Тот же эксперимент, но с облучение плёнки ультрафиолетовым излучателем постоянного действия диапазона UVC (4.43 – 12.4 [эВ]) «МЭЛЗ ФОТОН» с лампой ИВР мощностью 12 [Вт]. Следов потемнения на плёнке также не обнаружено.
3. Облучение плёнки рециркулятором воздуха [69] со светодиодной бактерицидной ультрафиолетовой лампой UVA мощностью 5 [Вт]. Расстояние до лампы 3 [см]. На плёнке

со стороны лампы располагалась металлическая гайка. Время облучения 40 [мин]. Следов почернения на плёнке не обнаружено.

4. Засветка такой же медной пластинки, что используется в качестве детектора (п. 1.2, 1.4), в течение 30 [мин] одновременно использованными выше двумя лампами UVA + UVB и UVC. Расстояние от медной пластинки до ламп – почти вплотную, менее 1 [см]. После засветки пластинка располагалась на плёнке в течение 30 [мин]. Следов на плёнке не обнаружено.

Плёнка не чувствительна к фоновому ультрафиолетовому излучению, в том числе его ближнему диапазону NUV, так как не засвечивается фоновым излучением.

Отсутствие влияния экстремального ультрафиолета EUV, XUV (0.2 – 124 [эВ]) на используемую рентгеновскую плёнку можно обосновать исходя из свойств излучения в данном диапазоне.

Известно, что экстремальный ультрафиолет ~20 [нм] создаётся воздействием лазера на экстремально горячую плазму, а весь диапазон экстремального ультрафиолета 10 – 121 [нм] создаётся в синхротроне, см., например, разделы «Plasma and synchrotron sources of extreme UV», «Tunable vacuum ultraviolet (VUV)» в [68]. Но подобные условия не достигаются в TNLT.

Экстремальный ультрафиолет характеризуется очень малой глубиной проникновения в металлы. Например, ультрафиолет ~20 [нм] применяется в литографии [68] для прожига на глубину до десятков нанометров. Поэтому, если реактор генерирует экстремальный ультрафиолет, то он должен поглощаться даже тонкой металлической фольгой.

Для проверки влияния диапазона EUV, XUV на засветку плёнки, если такой генерируется в реакторе, проведён специальный эксперимент. На реакторной зоне TNLT размещались две плёнки, одна из которых была полностью обернута алюминиевой фольгой. Подчеркнём, что так как засветка плёнки возникает только в присутствии рабочей смеси, а рабочая смесь в данном

эксперименте находилась в алюминиевой фольге, то фактически на пути ультрафиолета (если он есть) к обёрнутой плёнке имелись два слоя фольги. Между обеими плёнками и рабочим веществом располагались гайки, как и в других экспериментах (без гаек засветка плёнки мала). Интенсивность засветки обеих рентгеновских плёнок оказалась близкой. Причём площадь засветки на обёрнутой фольгой плёнке была даже несколько больше, чем на не обёрнутой, что и следовало ожидать из-за увеличения числа захваченных нейтронов рядом с плёнкой.

Из данного эксперимента можно сделать вывод о том, что, если реактор и генерирует кванты в диапазоне EUV, XUV, то они не принимают участие в засветке плёнки. Учитывая сложность генерации излучения в этом диапазоне, оно вряд ли образуется в TNLT.

Таким образом, плёнки ERGONOM-X, рис. 1, не чувствительны к ультрафиолетовому излучению во всём его диапазоне. Поэтому данные плёнки являются достаточно надёжным детектором именно рентгеновского излучения, сильно превышающего фоновое.

Источники информации

1. Н.М. Евстигнеев, Ф.С. Зайцев, А.И. Климов, Н.А. Магницкий, О.И. Рябков. Математическое моделирование эффекта высвобождения энергии в плазменном вихревом реакторе. ДАН. 2013, том 450, N 2, с. 154–157.
2. Ф.С. Зайцев, В.А. Чижов, В.Л. Бычков. Изучение физических механизмов низкотемпературной трансформации нуклидов. Доклад на научном семинаре в РУДН 27.12.2018: [слайды \(2.6 Mb\)](#), [видео \(166 Mb\)](#).
3. F.S. Zaitsev. Mathematical modeling of toroidal plasma evolution. English edition. – Moscow: MAKS Press, 2014, 688 p. Link: eth21.ru/Center_FZ_en.html. ISBN 978-5-317-03840-3.
4. В.Л. Бычков, Ф.С. Зайцев. Математическое моделирование электромагнитных и гравитационных явлений по методологии механики сплошной среды. – 2-е изд., расшир. и доп. – М.: МАКС Пресс, 2019, 640 с. Link: eth21.ru. ISBN 978-5-317-06077-0.
5. F.S. Zaitsev, V.L. Bychkov. Mathematical modeling of electromagnetic and gravitational phenomena by the methodology of continuous media mechanics. English edition. – Moscow: MAKS Press, 2021. – 651 p. Link: eth21.ru/index_en.html. ISBN 978-5-317-0604-8.
6. Информация о Ф.С. Зайцеве (F.S. Zaitsev) в Интернете:
<https://www.iter.org/org/team/fst/itpa/ep>
<https://www.rfbr.ru/rffi/ru/council>
https://ru.wikipedia.org/wiki/Зайцев,_Фёдор_Сергеевич
<https://istina.msu.ru/profile/fzaitsev>
7. Поручение Конгресса США Национальному научному фонду по вопросу LENR. <https://www.congress.gov/congressional-report/116th-congress/house-report/101/1>
8. Тема LENR в конкурсе на лучшие проекты фундаментальных научных исследований, проводимом совместно Российским фондом фундаментальных исследований и Национальным исследовательским советом Италии.
https://www.rfbr.ru/rffi/ru/contest/o_2107080

9. <https://ru.wikipedia.org/wiki/Нуклид>
<https://en.wikipedia.org/wiki/Nuclide>
10. https://ru.wikipedia.org/wiki/Гидрид_лития
https://en.wikipedia.org/wiki/Lithium_hydride
11. А.Г. Пархомов. Никель-водородные реакторы, созданные после публикации отчёта об эксперименте в Лугано. Журнал Формирующихся Направлений Науки. 2016, № 11(4), с. 58–62.
12. The 23rd International Conference on Condensed Matter Nuclear Science (ICCF-23). 2021, June 9-11. <http://ikkem.com/iccf-23.php>
13. Производственное Объединение «МАЯК». Источники нейтронного излучения.
https://www.po-mayak.ru/products_services/products/radioisotope_products/?sphrase_id=13693
14. И.Н. Бекман. Ядерная медицина: физические и химические основы. – М.: Изд-во Юрайт, 2017, 400 с.
15. В.А. Скворцов, Н.И. Фогель. Физика генерации экзотических квазичастиц и их взаимодействие с веществом, электрическими и магнитными полями. – М.: МРТИ РАН, 2015, препринт № 215-01, 22 с.
16. (a) https://ru.wikipedia.org/wiki/Электромагнитное_излучение
(b) <https://ru.wikipedia.org/wiki/Гамма-излучение>
(c) https://ru.wikipedia.org/wiki/Рентгеновское_излучение
(d) <https://en.wikipedia.org/wiki/X-ray>
(e) <https://dic.academic.ru/dic.nsf/bse/127151/Рентгеновские>
17. <https://ru.wikipedia.org/wiki/Сцинтилляторы>
<https://en.wikipedia.org/wiki/Scintillator>
18. https://ru.wikipedia.org/wiki/Нейтронный_захват
https://en.wikipedia.org/wiki/Neutron_capture
19. https://ru.wikipedia.org/wiki/Замедление_нейтронов
https://en.wikipedia.org/wiki/Neutron_moderator
20. https://ru.wikipedia.org/wiki/Изотопы_бор
21. Р.А. Назипов, А.С. Храмов, Л.Д. Зарипова. Основы радиационного неразрушающего контроля. – Казань: Изд-во Казанск. гос. ун-та, 2008, 66 с.
22. Ю.Т. Игнатъев, С.Д. Хомяков. Лабораторное дело в рентгенологии. 2-е изд., перераб. и дополн. – Омск: Омский гос. мед. ун-т, 2017, 169 с.

23. Тормозное излучение.
<https://en.wikipedia.org/wiki/Bremsstrahlung>
24. А.М. Абызов. Рентгенодифракционный анализ поликристаллических веществ на минидифракторе «Дифрей». – Санкт-Петербург: Санкт-Пет. гос. техн. инс-т, 2008, 95 с.
25. Е.В. Штрыкова. Место рентгеновского излучения среди других видов ионизирующих излучений. Безопасность и охрана труда. 2013, № 2, с. 53–56.
26. <https://ru.wikipedia.org/wiki/Аннигиляция>
<https://en.wikipedia.org/wiki/Annihilation>
27. <https://vetstudy.ru/рентгенология/принципы/физика-рентгеновских-лучей>
28. Физические величины: Справочник. Под. ред. И.С. Григорьева, Е.3. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991, 1232 с.
29. https://ru.wikipedia.org/wiki/Тепловые_нейтроны
https://en.wikipedia.org/wiki/Neutron_temperature#Thermal
30. С. де Бенедетти. Ядерные взаимодействия. – М.: Атомиздат, 1968, 476 с.
31. К.Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика. Кн. 1. Физика атомного ядра. Ч. I. Свойства нуклонов, ядер и радиоактивных излучений. 5-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1993, 376 с.
32. К.Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика. Кн. 1. Физика атомного ядра. Ч. II. Ядерные взаимодействия. 5-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1993, 320 с.
33. А.Б. Сазонов. Ядерная физика. – М.: РХТУ им. Д.И. Менделеева, 2012, 268 с.
34. И.Н. Бекман. Измерение ионизирующих излучений. Курс лекций. – М.: МГУ имени М.В. Ломоносова, химический факультет, кафедра радиохимии, 2006,
<http://profbeckman.narod.ru/radiometr.htm>
35. <https://en.wikipedia.org/wiki/Helium-3>
<https://ru.wikipedia.org/wiki/Гелий-3>
36. Д.А. Тестов, Ш. Бриансон, С.Н. Дмитриев, А. В. Еремин, Ю.Э. Пенионжкевич, Ю.В. Пятков, Е.А. Сокол. Применение ^3He нейтронного детектора. Ядерная физика. 2009, т. 72, № 1, с. 4-9.

37. В.Е. Алейников, В.А. Архипов, Л.Г. Бескровная, Г.Н. Тимошенко. Сравнительные исследования характеристик газоразрядных детекторов нейтронов при работе в полях с высокими уровнями гамма-излучения. – Дубна: ОИЯИ, 1997, препринт № P16-97-158, 10 с.
38. И.Н. Бекман. Атомная и ядерная физика. Радиоактивность и ионизирующее излучение. 2-е изд., испр. и доп. – М.: Изд-во Юрайт, 2021, 493 с.
39. Н.Н. Числов, Д.Н. Числов. Введение в радиационный контроль. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2014, 199 с.
40. <https://istok2.ru/data/4018/>
41. https://en.wikipedia.org/wiki/Neutron_cross_section
https://ru.wikipedia.org/wiki/Эффективное_сечение
42. <https://ru.wikipedia.org/wiki/Бета-распад>
https://en.wikipedia.org/wiki/Beta_decay
43. И.Н. Бекман. Радиоактивность и радиация. – М.: МГУ имени М.В. Ломоносова, химический факультет, кафедра радиохимии, 2006, 581 с.
44. И.Н. Бекман. Радиохимия. Том 1. Радиоактивность и радиация. – МО, Щёлково: Издательство ОНТОПРИНТИ, 2011, 398 с.
45. https://ru.wikipedia.org/wiki/Рентгенофлуоресцентный_анализ
https://en.wikipedia.org/wiki/X-ray_fluorescence
46. В.Д. Нефёдов, М.А. Торопова, И.В. Кривохатская, Е.Н. Синова. Радиоактивные изотопы в химических исследованиях. – Ленинград – Москва: Изд-во «Химия», 1965, 300 с. См. также: Справочник химика 21. Химия и химическая технология. Ядерные изомеры методы получения.
<https://www.chem21.info/page/078149198255215073070121072023147005017181073239/>
<https://www.chem21.info/info/572642/>
47. Е.В. Ахрамеев. Исследование процессов высвобождения энергии изомерных уровней атомных ядер под действием фемтосекундных лазерных импульсов. Дис. канд. физ.-мат.

- наук. – М.: Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, 2016, 82 с.
48. https://ru.wikipedia.org/wiki/Изомерный_переход
https://ru.wikipedia.org/wiki/Изомерия_атомных_ядер
https://en.wikipedia.org/wiki/Nuclear_isomer#Decay_processes
https://en.wikipedia.org/wiki/Nuclear_isomer
49. Изотопы: свойства, получение, применение. В 2 т. Т. 1. Под ред. В.Ю. Баранова. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005, 600 с.
50. https://ru.wikipedia.org/wiki/Деление_ядра
https://en.wikipedia.org/wiki/Nuclear_fission
51. https://www.yeint.ru/detektory_nejtronov
52. https://ru.wikipedia.org/wiki/Бета-частица#Средняя_длина_пробега
https://en.wikipedia.org/wiki/Beta_particle
53. Л. Фелдман, Д. Майер. Основы анализа поверхности и тонких плёнок: Пер. с англ. – М.: Мир, 1989, 344 с.
54. https://ru.wikipedia.org/wiki/Изотопы_меди
https://en.wikipedia.org/wiki/Isotopes_of_copper
55. В.Н. Подчайнова, Л.Н. Симонова. Медь. Серия АН СССР: Аналитическая химия элементов. – М.: Наука, 1990, 279 с.
56. https://ru.wikipedia.org/wiki/Изотопы_никеля
https://en.wikipedia.org/wiki/Isotopes_of_nickel
57. https://ru.wikipedia.org/wiki/Изотопы_цинка
https://en.wikipedia.org/wiki/Isotopes_of_zinc
58. А.Ф. Жигач, Д.С. Стасиневич. Химия гидридов. – Ленинград: Издательство «Химия», 1969, 676 с.
59. Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, Н.П. Юдин. Частицы и атомные ядра: Учебник. Изд. 2-е, испр. и доп. – М.: Издательство ЛКИ, 2007, 584 с.
60. https://ru.wikipedia.org/wiki/Энергия_разрыва_химической_связи
https://en.wikipedia.org/wiki/Bond-dissociation_energy
61. А.И. Волков, И.М. Жарский. Большой химический справочник. – Мн: Современная школа, 2005, 608 с.
62. <https://ru.wikipedia.org/wiki/Электронвольт>
<https://en.wikipedia.org/wiki/Electronvolt>

63. В.А. Чижов. «Странное» излучение в камере Вильсона и его энергетическая оценка при тепловом процессе в никель-водородной системе. РУДН, 27 февраля 2020 г., <http://lenr.seplm.ru/seminary/prezentatsii-i-video-seminara-v-rudn-27022020>.
64. В.А. Жигалов. Странное излучение и LENR: какая связь? РЭНСИТ, 2021, 13(3), с. 329–348. V.A. Zhigalov. Strange radiation and LENR: what's the relation? RENSIT, 2021, 13(3), p. 329-348. DOI: 10.17725/rensit.2021.13.329
65. В.А. Жигалов. Что мы знаем о странном излучении? Вебинар Климова – Зателепина, 17 марта 2021 г., <http://lenr.seplm.ru/seminary/video-seminara-klimova-zatelepina-17-marta-2021>».
66. https://ru.wikipedia.org/wiki/Борогидрид_натрия
https://en.wikipedia.org/wiki/Sodium_borohydride
67. <https://www.iter.org>
68. Ультрафиолетовое излучение:
<https://en.wikipedia.org/wiki/Ultraviolet>
https://ru.wikipedia.org/wiki/Ультрафиолетовое_излучение
https://en.wikipedia.org/wiki/Extreme_ultraviolet_lithography
69. Рециркулятор воздуха с ультрафиолетовой лампой:
<https://general-family.ru/products/medical/retsirkulyatory/aircube.html>