

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г. И. БУДКЕРА  
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

*На правах рукописи*

ГРИШНЯЕВ ЕВГЕНИЙ СЕРГЕЕВИЧ

**ГЕНЕРАТОР БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ КАЛИБРОВКИ  
ДЕТЕКТОРОВ СЛАБОВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ**

01.04.20 — физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

01.04.01 — Приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
Полосаткин Сергей Викторович  
кандидат физико-математических наук

Новосибирск — 2016

<b>Введение .....</b>	<b>6</b>
<b>Глава 1. Проект малогабаритного генератора нейтронов энергией</b>	
<b>2.45 МэВ.....</b>	<b>13</b>
§ 1.1. Классификация малогабаритных генераторов нейтронов .....	13
1.1.1. Ускорительные генераторы на отпаянных газонаполненных нейтронных трубках.....	14
1.1.2. Ускорительные генераторы на отпаянных вакуумных нейтронных трубках.....	18
1.1.3. Ускорительные генераторы на газонаполненных трубках с подсистемой API .....	19
1.1.4. Генераторы на основе плазменного фокуса .....	21
1.1.5. Генераторы на основе ИЕС.....	23
§ 1.2. Технология производства нейтронных трубок в ИЯФ СО РАН .....	26
1.2.1. Общая информация о конструкции нейтронной трубки.....	26
1.2.2. Технологический стенд.....	28
1.2.3. Процедура активации трубки.....	28
§ 1.3. Расчёт предельного выхода нейтронов .....	29
1.3.1. Методика численной оценки парциального нейтронного выхода.....	30
1.3.2. Компонентный состав ионного пучка.....	31
1.3.3. Исходные данные для расчёта нейтронного выхода .....	32
1.3.4. Полиномиальные представления нейтронного выхода.....	33
1.3.5. Номинальный рабочий режим нейтронной трубки .....	35
§ 1.4. Результаты работы с первым прототипом нейтронной трубки.....	35
1.4.1. Разработка исходной конфигурации нейтронной трубки .....	35
1.4.2. Результаты испытаний первого прототипа нейтронной трубки .....	37
<b>Глава 2 Разработка бесплазменного источника ионов с накаливаемым катодом .....</b>	<b>40</b>

§ 2.1. Стационарный итерационный метод моделирования нейтронной трубки .....	41
2.1.1. Метод конечных элементов для решения задач электростатики .....	41
2.1.2. Общий принцип вычисления пространственной плотности заряда .....	43
2.1.3. Специфика моделирования заряда электронов .....	46
2.1.4. Специфика моделирования заряда ионов .....	47
2.1.5. Итеративное вычисление пространственной плотности заряда ионов .....	49
2.1.6. Итеративное вычисление пространственной плотности заряда электронов .....	51
§ 2.2. Моделирование исходной конфигурации нейтронной трубки .....	52
2.2.1. Сходимость итерационного моделирования .....	52
2.2.2. Границы применимости метода .....	53
§ 2.3. Концепция бесплазменной нейтронной трубки .....	54
2.3.1. Результаты моделирования бесплазменной нейтронной трубки при напряжении на экстракторе 100 В .....	55
2.3.2. Результаты моделирования бесплазменной нейтронной трубки при 20 В на экстракторе .....	59
2.3.3. Общие замечания о принципе разработки бесплазменной нейтронной трубки .....	61
§ 2.5. О надёжности результатов моделирования .....	62
<b>Глава 3 Опыт работы с генератором нейтронов на бесплазменной нейтронной трубке .....</b>	<b>67</b>
§ 3.1. Конструкция бесплазменной нейтронной трубки .....	67
§ 3.2. Моделирование переходных процессов в ионном источнике .....	68
3.2.1. Представление переходного процесса на положительном фронте анодного напряжения .....	69

3.2.2. Моделирование переходного процесса на отрицательном фронте анодного напряжения .....	70
3.2.3. Влияние структуры экстракторной сетки на фронты нейтронных импульсов.....	71
§ 3.3. Стробоскопическое измерение формы нейтронных импульсов .....	73
§ 3.4. Выход нейтронов .....	74
§ 3.5. Зависимость выхода нейтронов от тока ионов и ускоряющего напряжения.....	77
§ 3.6. Запирание вторичных электронов с мишени при импульсной генерации нейтронов.....	79
<b>Глава 4 Scattronix - Программа для статистического моделирования рассеяния нейтронов в криогенном детекторе слабовзаимодействующих частиц.....</b>	<b>82</b>
§ 4.1. Обзор экспериментов по обнаружению тёмной материи .....	82
§ 4.2. Стандартная техника калибровки WIMP-детекторов.....	84
§ 4.3. Планирование калибровки КЛД, основанное на компьютерном моделировании.....	86
§ 4.4. Структура кода Scattronix .....	87
4.4.1. Генератор нейтронов.....	88
4.4.2. Детектор пересечений.....	91
4.4.3. Генератор рассеянных нейтронов и ядер отдачи .....	93
4.4.4. Генерация угла рассеяния.....	94
4.4.5. Генерация угла поворота .....	95
4.4.6. Энергия ядер отдачи .....	98
4.4.7. Сцинтилляционный детектор рассеянных нейтронов.....	100
§ 4.5. Аналитическая оценка ширины спектральных линий.....	100
<b>Глава 5 Калибровка КЛД на <math>^{40}\text{Ar}</math> по неупругому рассеянию нейтрона на малый угол .....</b>	<b>105</b>
§ 5.1. Свойства неупругого рассеяния нейтрона на ядре $^{40}\text{Ar}$ на малый угол.....	105

§ 5.2. Моделирование спектров событий в Scattronix.....	107
§ 5.3. Результаты моделирования .....	109
<b>Глава 6 Применение генератора нейтронов и кода Scattronix для измерения ионизационного выхода ядер отдачи в жидком аргоне .....</b>	<b>111</b>
§ 6.1. Прототип детектора слабо взаимодействующих частиц.....	111
§ 6.2. Измерение ионизационного выхода ядер отдачи $^{40}\text{Ar}$ энергией 80 и 233 кэВ.....	112
6.2.1. Учёт вклада фоновых событий .....	113
6.2.2. Сравнение теоретического и экспериментального спектров.....	114
<b>Заключение.....</b>	<b>116</b>
<b>Приложение .....</b>	<b>118</b>
Алгоритм итерационного стационарного решателя .....	118
<b>Литература.....</b>	<b>119</b>

## Введение

Малогобаритные генераторы быстрых нейтронов находят применение в ряде коммерческих технологий, сводящихся к получению информации о физических характеристиках облучаемого вещества. В их число входят: А) применения в нефтегазовой геофизике (различные методики нейтронного каротажа - оценки геофизических характеристик нефтенесущих формаций по отклику скважинной среды на облучение нейтронами [1]), Б) в атомной промышленности [2] (исследование и контроль подкритичности сборок, контроль ядерной безопасности бассейнов выдержки АЭС, определение содержания бора в трубопроводах АЭС, контроль содержания и равномерность распределения урана в ТВС, контроль отходов производства ядерных материалов), В) в урановой промышленности (определение содержания урана в скважинах, контроль технологии переработки и производства урана), Г) в металлургии (активационный метод определения кислорода в металлах и сплавах [3], определение границы металл – шлак [2]), Д) в горнорудной промышленности (сортировка руды, определение элементного состава химических удобрений [2], контроль качества угля [4]), Е) в цементной промышленности (контроль качества цемента [4]), Ж) в экологическом мониторинге (контроль состояния почвы, воды, промышленных отходов [2]). Больше половины из перечисленных применений основаны на регистрации гамма-излучения неупругого рассеяния и радиационного захвата. В основе этих методик лежит теория нейтрон-гамма активационного анализа [5].

Малогобаритные генераторы нейтронов по принципу работы разделяются на 5 видов:

1. ускорительные генераторы на газонаполненных нейтронных трубках [2]
2. ускорительные генераторы на вакуумных нейтронных трубках [2]
3. ускорительные генераторы на газонаполненных трубках с подсистемой регистрации сопутствующих частиц (Associated particle imaging - API) [7,8]
4. генераторы на основе камер плазменного фокуса [9, 10]

5. генераторы на основе инерциального электростатического удержания плазмы (Inertial Electrostatic Confinement - IEC) [11,12]

В контексте данной диссертации интересно одно из применений малогабаритных генераторов нейтронов в фундаментальных физических исследованиях – это калибровка детекторов слабо взаимодействующих частиц. Для решения этой проблемы необходим моноэнергетический пучок нейтронов [6].

Работа, описанная в данной диссертации, нацелена на разработку генератора нейтронов, наиболее подходящего в первую очередь для калибровки криогенного лавинного детектора (КЛД) слабо взаимодействующих частиц (WIMP – weakly interacting particles) на жидком  $^{40}\text{Ar}$ , разрабатываемого в Лаборатории космологии и элементарных частиц Новосибирского Государственного Университета (ЛКЭЧ НГУ). Именно этим обстоятельством обусловлен выбор одной из возможных разновидностей малогабаритных генераторов моноэнергетических нейтронов и внесение в план работ дополнительного направления, связанного с планированием калибровки КЛД.

Российская группа разработчиков детектора когерентного рассеяния нейтрино (RED – Russian Emission Detector) применила для калибровки генератор на вакуумной нейтронной трубке [13]. Опыт коллаборации RED показывает, что такие генераторы нейтронов не могут быть использованы для калибровки, потому что в момент срабатывания источников импульсных напряжений генератора в регистрирующих подсистемах калибруемого детектора возникают наводки. От калибровки при помощи генератора нейтронов пришлось отказаться в пользу концепции калибровки на исследовательском реакторе ИРТ МИФИ [14].

В Массачусетском Технологическом Институте для измерения сцинтилляционной эффективности ядер отдачи жидкого  $^{40}\text{Ar}$  успешно применялся генератор нейтронов MP320 на газонаполненной отпаянной DD-нейтронной трубке компании Thermo Scientific [15].

В нейтринной обсерватории в г. Садбери (Канада) разрабатывается сцинтилляционный детектор тёмной материи на жидком аргоне Mini-CLEAN. Для

его калибровки успешно применён генератор DD-нейтронов на основе газонаполненной трубки Minitron производства компании Schlumberger [16].

Для калибровки КЛД максимально удобно использовать источник непрерывного нейтронного потока с как можно более локализованной областью генерации нейтронов. Таким образом, для обеспечения инфраструктуры калибровки КЛД можно предложить 3 решения: покупка генератора нейтронов на газонаполненной трубке; покупка генератора на газонаполненной трубке с подсистемой API; разработка собственного генератора нейтронов на газонаполненной нейтронной трубке. Невозможно строго обосновать суждение, что один из трёх вариантов является лучше любого из двух других. Возможности генератора с API позволили бы увеличить соотношение «сигнал/шум» в спектре полезных событий рассеяния нейтронов [22], но его цена заметно выше, чем цена генератора без API. Разработка собственного генератора займёт несколько лет и обойдётся заметно дороже, чем покупка готового, однако применение нетрадиционных подходов к разработке может дать результаты, превосходящие самые передовые достижения современной технологии нейтронных генераторов, что открывает новые возможности для развития научных исследований в России вообще и в ИЯФ СО РАН в частности, а также перспективу коммерциализации. В связи с вышеизложенным считаем, что решение о начале разработки собственного генератора быстрых нейтронов не нуждается в строгом обосновании.

**Целью работы** является разработка генератора нейтронов на отпаянной газонаполненной дейтериевой нейтронной трубке, теоретическое обоснование возможности калибровки КЛД на жидком  $^{40}\text{Ar}$  по неупругому рассеянию нейтронов с начальной энергией 2.45 МэВ и измерение ионизационного выхода ядер отдачи  $^{40}\text{Ar}$  высоких энергий.

Для достижения поставленной цели было необходимо решить следующие задачи:

1. разработать средства компьютерного моделирования нейтронной трубки



2. на основе результатов моделирования разработать конструкцию нейтронной трубки
3. отработать технологические процедуры активации и отпайки нейтронной трубки и успешно отпаять как минимум одну нейтронную трубку
4. измерить нейтронный выход генератора и форму нейтронной вспышки в импульсном режиме работы генератора
5. разработать приложение, моделирующее спектры ядер отдачи аргона при калибровке КЛД по стандартной методике
6. смоделировать спектры ядер отдачи аргона при калибровке по рассеянию DD-нейтронов на малый угол и на основе результатов моделирования обосновать возможность (или принципиальную невозможность) калибровки КЛД на  $^{40}\text{Ar}$  по неупругому рассеянию DD и DT нейтронов.
7. Смоделировать спектр ядер отдачи  $^{40}\text{Ar}$  в КЛД, облучаемом генератором без системы рассеяния нейтронов и измерить соответствующий спектр событий при облучении КЛД нейтронами энергией 2.45 МэВ.

**Научная новизна работы:**

1. Разработан новый стационарный итерационный метод моделирования электростатических систем с пространственным зарядом и объёмной ионизацией [18]
2. Впервые в России разработана нейтронная трубка с накаливаемым катодом и низким анодным напряжением
3. Впервые в мире получена длительность фронтов нейтронных импульсов не более 110 нс [19]
4. Предложен новый метод калибровки КЛД на  $^{40}\text{Ar}$  на энергию ядер отдачи 8.2 кэВ по неупругому рассеянию нейтронов энергией 2.45 МэВ на малый угол [20, 21].
5. Впервые в мире проведено измерение ионизационного выхода ядер отдачи высоких энергий в жидком аргоне

**Теоретическая значимость работы** заключается в 3 результатах:

1. разработанный численный метод позволяет перевести полностью в виртуальную среду разработку и улучшение нейтронной трубки с накаливаемым катодом, а экспериментальную деятельность свести к проверке согласия результатов моделирования и измерения операционных характеристик трубки.
2. Сформулирована и обоснована теоретическая концепция бесплазменной нейтронной трубки. Этот класс нейтронных трубок наилучшим образом подходит для моделирования вышеупомянутым методом [18]
3. Предложен и теоретически обоснован новый метод калибровки КЛД на  $^{40}\text{Ar}$  по неупругому рассеянию нейтронов энергией 2.45 МэВ на малый угол [20, 21].

**Практическая значимость** работы заключается в 5 пунктах:

1. Применение предложенного полиномиального представления зависимости частичного нейтронного выхода от энергии и стехиометрии в разработке нейтронных трубок позволяет сократить затраты труда, связанные с выбором номинального напряжения и тока ионов нейтронной трубки [17]
2. Достижение наилучших временных характеристик нейтронных импульсов разработанного генератора создаёт научный задел для дальнейшего совершенствования нейтронной трубки до возможности использования генератора нейтронов на её основе в инструментах нейтронного каротажа
3. Существующий генератор нейтронов уже был успешно применён в ЛКЭЧ НГУ для калибровки КЛД на  $^{40}\text{Ar}$  [22, 23, 24].
4. Разработан удобный инструмент планирования экспериментов по калибровке КЛД на  $^{40}\text{Ar}$  – Монте-Карло-код Scattronix [25, 26].
5. Метод калибровки на энергии ядер отдачи 8.2 кэВ по неупругому рассеянию нейтронов является дополнительным к калибровке по упругому рассеянию. Использование двух независимых методов калибровки позволит повысить надёжность её результатов.

**Личный вклад** автора в получении научных результатов, лежащих в основе диссертации, является определяющим. Автором лично разработан численный

метод моделирования элементарных процессов в нейтронных трубках, сформулированы ограничения применимости метода, а также предложена и детально проработана концепция бесплазменной нейтронной трубки. Автором лично разработаны конструктивные решения источника ионов. При определяющем участии автора разработан комплекс технологических мероприятий по сборке, активации и отпайке нейтронных трубок. При определяющем участии автора получены экспериментальные результаты, свидетельствующие в пользу истинности представлений о работе бесплазменной нейтронной трубки. Автором лично разработано приложение Scattronix для статистического моделирования спектров ядер отдачи при калибровке КЛД на  $^{40}\text{Ar}$  монохроматическими нейтронами. При определяющем участии автора сформулирован и обоснован метод калибровки КЛД на  $^{40}\text{Ar}$  по неупругому рассеянию DD-нейтронов на малый угол. Автором лично смоделирован спектр ядер отдачи в аргоне для последующего измерения ионизационного выхода. Автором лично была собрана, активирована и отпаяна нейтронная трубка и собран генератор нейтронов с этой трубкой, который использовался в ЛКЭЧ для калибровки КЛД.

Работы, составляющие материал диссертации, докладывались и обсуждались на научных семинарах в ИЯФ СО РАН. Материалы диссертации были представлены автором на международной конференции «4-й азиатский форум по ускорителям и детекторам AFAD-2013» (Новосибирск).

По теме диссертации опубликовано 11 работ, из них 10 – в рекомендованных ВАК рецензируемых научных журналах [17-20, 22-25, 27, 28], 1 – в трудах международной научной конференции [29]. Также в результате работ по теме диссертации получено 2 патента на изобретение [21, 30] и 1 свидетельство о регистрации компьютерной программы [26].

#### **Основные положения, выносимые на защиту:**

Стационарный итерационный метод моделирования электростатических систем с пространственным зарядом и объёмной ионизацией.

Нейтронная трубка с накаливаемым катодом со следующими номинальными характеристиками: выход нейтронов  $10^5 \text{ с}^{-1}$ , напряжение экстрактора 100 В, напряжение анода 200 В, ускоряющее напряжение 80 кВ, ионный ток 50 мкА, времена нарастания и спада нейтронного импульса 110 и 100 нс соответственно.

Метод калибровки КЛД на  $^{40}\text{Ar}$  на энергию ядер отдачи 8.2 кэВ по неупругому рассеянию нейтронов энергией 2.45 МэВ на малый угол.

Применение генератора нейтронов и кода Scattronix для измерения ионизационного выхода ядер отдачи  $^{40}\text{Ar}$  высоких энергий.

# Глава 1. Проект малогабаритного генератора нейтронов энергией 2.45 МэВ

## § 1.1. Классификация малогабаритных генераторов нейтронов

В основе генерации монохроматических нейтронов всегда лежит одна из нейтронообразующих реакций (Таблица 1). Самыми удобными для генерации нейтронов являются те из них, которые характеризуются отсутствием порога и достаточно большим сечением (критическое значение сечения зависит от целевого значения нейтронного выхода) при сравнительно невысоких энергиях (около 50 кэВ) налетающих ядер.

Таблица 1. Характеристики нейтронообразующих реакций с лёгкими элементами [31].

Реакция	Порог (МэВ)	Выделение энергии (МэВ)	Минимальная энергия нейтрона (МэВ)
$D(d,n)^3He$	0	3.266	2.448
$T(p,n)^3He$	1.019	-0.764	0.0639
$T(d,n)^4He$	0	17.586	14.064
${}^7Li(p,n){}^7Be$	1.882	-1.646	0.0299
$Be(\alpha,n){}^{12}C$	0	5.708	5.266
${}^{12}C(d,n){}^{13}N$	0.328	-0.281	0.0034
${}^{13}C(\alpha,n){}^{16}O$	0	2.201	2.07

Таковыми реакциями являются в первую очередь реакции с изотопами водорода, поскольку кулоновский барьер минимален для ядер с зарядовым числом  $Z=1$  [32]. Генераторы на других реакциях не удаётся сделать портативными в первую очередь из-за необходимости получать ускоряющие напряжения порядка 1 МэВ, поэтому далее речь будет идти об устройствах, работающих на DD или DT-реакции. Сечения этих реакций приведены на

Рисунке 1 [33-35]. При прочих равных условиях выход нейтронов DD-генератора примерно в 100 раз меньше выхода DT-генератора (Рисунок 1).

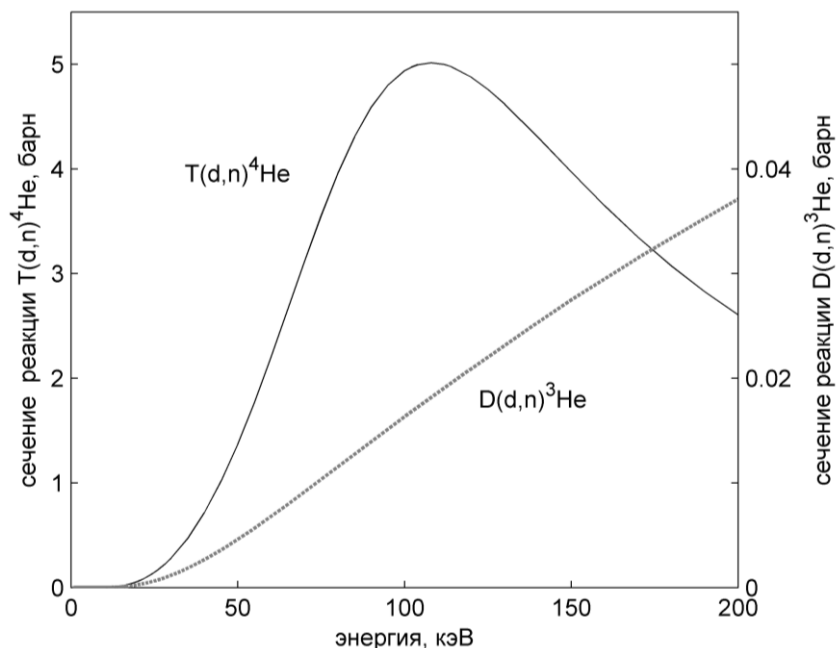


Рисунок 1. Зависимость сечений реакций  $T(d,n)^4\text{He}$  и  $D(d,n)^3\text{He}$  от энергии налетающих частиц.

### 1.1.1. Ускорительные генераторы на отпаянных газонаполненных нейтронных трубках

Генераторы нейтронов на отпаянных газонаполненных нейтронных трубках представляют собой комбинацию источника постоянного ускоряющего напряжения порядка 100 кВ, нейтронной трубки и блока управления источником ионов.

Газонаполненная нейтронная трубка – это герметичный запаянный металло-стеклянный или металло-керамический объём, содержащий в себе источник ионов, ионно-оптическую систему и нейтронообразующую мишень. Объём трубки заполнен рабочей газовой смесью (дейтерий или смесь дейтерия и трития). В источнике ионов горит разряд, в котором нарабатываются ионы, извлекаемые в ионно-оптическую систему. Ускоренные ионы попадают на мишень, насыщенную тритием или рабочей газовой смесью. Мишень представляет собой массивную подложку из металла с высокой теплопроводностью, на которую с хорошей адгезией нанесен слой металла, поглощающего водород до соотношения Н:Ме

около 2. Толщина обогащённого водородом слоя составляет порядка 1 мкм. Ядра изотопов водорода в пучке ионов сталкиваются с покоящимися ядрами в мишени, в результате чего происходит термоядерная реакция с образованием нейтрона.

Основной тип источников ионов, применяющихся в таких трубках, – это источник Пеннинга [36-38]. Поскольку давление газа в ИОС и ионном источнике одинаково, то выбор оптимального давления, при котором работает трубка, происходит с учётом не только разрядных характеристик источника, но и влияния резонансной перезарядки в ИОС на спектр пучка на мишени. Стандартное значение давления в нейтронных трубках на основе пеннинговских источников составляет около 0.1-0.2 Па [37, 38]. В Китае разрабатывается нейтронная трубка Ф50 с источником Пеннинга, работающая при давлениях  $4 \cdot 10^{-2}$ - $8 \cdot 10^{-2}$  Па [39].

Все газонаполненные нейтронные трубки российского производства работают с источниками пеннинговского типа [37, 38, 40]. В России производством газонаполненных нейтронных трубок занимаются 2 организации: ВНИИА им. Н.Л. Духова и комбинат «Электрохимприбор».

Французская компания EADS Sodern выпускает линейку нейтронных трубок типа Sodilog. Сообщается, что источник ионов работает на разряде, поджигаемом напряжением 2 кВ. Номинальный ток разряда 5 мА. Источник ионов работает без магнитного поля [41].

Американская компания Thermo Scientific выпускает генераторы нейтронов на основе газонаполненных нейтронных трубок собственного производства [8, 42]. Компания не раскрывает технические подробности устройства её генераторов. Генератор нейтронов P385 компании Thermo scientific демонстрирует рекордные длительности переднего и заднего фронтов нейтронной вспышки среди коммерческих генераторов – 1.5 и 0.5 мкс соответственно. Длительность фронтов нейтронных импульсов генератора, разработанного в ИЯФ, составляет 0.11 (передний фронт) и 0.1 мкс (задний фронт).

Нефтесервисная компания Schlumberger для геофизических исследований применяет инструменты, работающие с нейтронной трубкой Minitron [43]. Источник ионов Minitron'a формально не принадлежит ни к одному классу

общепринятой в плазменном сообществе классификации. Он работает на ударной ионизации дейтерий-тритиевой газовой смеси электронами, разогнанными до энергии 200 эВ и извлекаемыми с поверхности накаливаемого катода. Этот источник ионов можно назвать источником Баярда-Альперта [44].

Генераторы на отпаянных газонаполненных трубках применяются в тех случаях, когда необходим постоянный нейтронный выход, либо нейтронные импульсы прямоугольной формы с продолжительными плато. Импульсный режим генерации нейтронов характеризуется частотой, скважностью, а также длительностью фронтов нейтронных импульсов (интервал времени между отметками 90% и 10% максимального нейтронного выхода при переключении источника ионов). Частота и скважность определяются возможностями не самой трубки, а системы питания источника нейтронов, а на длительность фронтов нейтронных вспышек решающее влияние оказывают элементарные процессы, протекающие в плазме разряда. Типичное значение длительностей нарастания и спада нейтронного выхода для трубок с источниками Пеннинга – 1.5 и 1 мкс соответственно [40-42]. Дальнейшее укорочение фронтов импульсов тока источника Пеннинга затруднено, потому что при идеально прямоугольных импульсах анодного напряжения её значение определяется конечным временем установления равновесного распределения электронной плотности [45].

Один из примеров применения генераторов нейтронов на газонаполненных трубках – это класс методов импульсного нейтронного каротажа скважин. В силу геометрических особенностей каротажных инструментов и скважины имеет немаловажное значение то, каким образом подаётся ускоряющее напряжение на трубку. Рассмотрим, например, плотнометрический нейтрон-гамма-каротаж [46] (Рисунок 2). Суть его заключается в том, что скорость счёта  $\gamma$ -квантов неупругого рассеяния на дальнем детекторе однозначно зависит от электронной плотности среды (которая прямо пропорциональна массовой плотности). Для проведения измерений по этой методике необходимо экранировать генератор нейтронов от детекторов в осевом направлении.



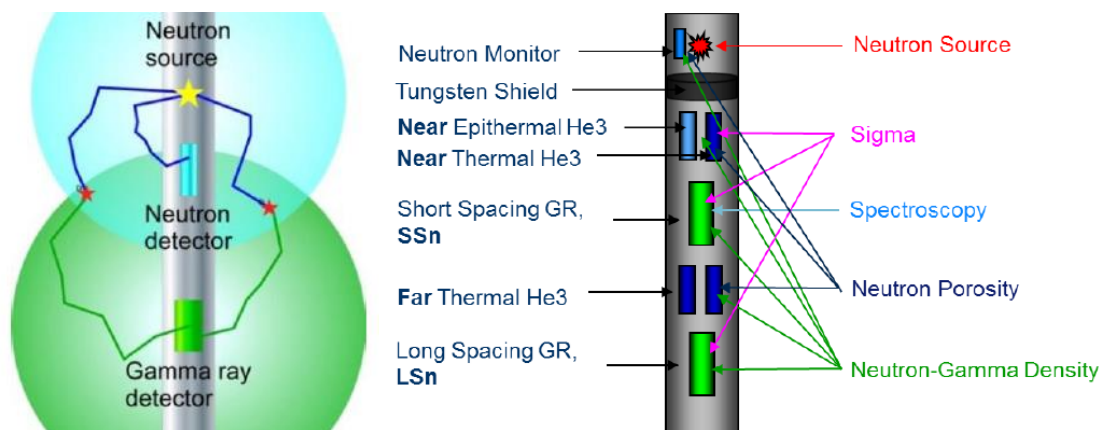


Рисунок 2. Схема плотнометрического нейтрон-гамма каротажа.

Для каротажа удобно было бы использовать генератор нейтронов с заземлённой мишенью, потому что вольфрамовый экран в такой конфигурации начинается сразу за точкой генерации нейтронов и имеет наибольшую толщину при заданном расстоянии от торца детектора до места генерации нейтронов. Если отрицательное ускоряющее напряжение подаётся на мишень, то с её стороны находится протяжённый генератор ускоряющего напряжения (например, умножитель Кокрофта-Уолтона), а толщину вольфрамового экрана приходится сократить, потому что между ним и мишенью теперь находится весь объём нейтронной трубки.

Для каротажа используются оба способа подключения трубки к источнику ускоряющего напряжения, но генерация постоянного нейтронного выхода в схеме с заземлённой мишенью требует разработки способов доставки энергии к источнику ионов через развязывающий трансформатор (ведь ускоряющее напряжение подаётся на источник ионов) с последующим выпрямлением. В открытой научно-технической печати нет публикаций, в которых описывалась бы такая конфигурация генератора нейтронов для инструментов каротажа.

Стандартное решение для мишени нейтронной трубки (как газонаполненной, так и вакуумной) – это медная подложка с титановым напылением, насыщенным тритием и/или дейтерием до стехиометрии 2. Также известны примеры применения напылённого Sc, Zr и Er [3]. В работе [47] описана молибденовая мишень (цельнометаллический молибден без напыления) и

показано, что нейтронный выход лишь в 2 раза ниже, чем на стандартной мишени «титан на меди».

Проблема выбивания вторичных электронов из мишени ионным пучком решается при помощи электрода-подавителя вторичной эмиссии (сапрессора). Его потенциал поддерживается ниже потенциала мишени, чтобы вторичные электроны не выходили за пределы мишенного узла [3]. Второй способ решения этой проблемы – это магнитная изоляция (вторичные электроны возвращаются на мишень, двигаясь по ларморовским траекториям в магнитном поле в окрестности мишени) [3, 40].

### **1.1.2. Ускорительные генераторы на отпаянных вакуумных нейтронных трубках**

Вакуумные нейтронные трубки (ВНТ) применяются в случаях, когда необходимо получать короткие (около 1 мкс) нейтронные импульсы.

Стандартное давление остаточного газа в запаянной ВНТ составляет не более  $10^{-2}$  Па. Газ в объёме трубки появляется во время срабатывания источника ионов на основе вакуумного дугового разряда [48]. Электроды источника ионов, содержащие изотопы водорода в окклюдированном состоянии, являются источником рабочего газа в ВНТ. Дуга горит между катодом и анодом, но её поджиг осуществляется подачей импульсного высокого напряжения на поджигающий электрод. Дуга начинается с пробоя диэлектрического промежутка между катодом и поджигающим электродом [2, 49]. Далее через дугу происходит разрядка высоковольтного конденсатора, включённого между анодом и катодом.

Стандартный материал электродов источника ионов ВНТ – цирконий, поэтому плазма дуги источника ионов содержит помимо ионов газовой смеси ещё и значительную долю ионов циркония с разной степенью ионизации (от  $Zr^{+1}$  до  $Zr^{+4}$ ). Немаловажен тот факт, что в катодных и анодных пятнах дуги нарабатываются преимущественно атомарные ионы изотопов водорода [48], что улучшает эффективность конверсии ионного тока в нейтроны по сравнению с газонаполненными трубками, где преобладают молекулярные ионы.

В ВНТ импульсным является не только напряжение между электродами источника ионов, но и ускоряющее напряжение, поэтому одно из основных направлений совершенствования генераторов на ВНТ – это разработка электротехнических решений, позволяющих правильным образом синхронизировать срабатывание генератора импульсного ускоряющего напряжения (ГИН) и источника ионов [49, 50]. В качестве ГИН для ускорения ионов обычно используется схема на импульсном трансформаторе с емкостным накопителем энергии. Существуют схемы, в которых ускоряющее напряжение подводится к мишени, к источнику ионов [50], либо частично к источнику ионов, а частично – к мишени (например, при создании ускоряющего напряжения 120 кВ потенциал -60 кВ подаётся на мишень и +60 кВ – на источник ионов) [51].

В настоящее время развивается технология генерации на ВНТ нейтронных импульсов длительностью порядка 100 нс [52].

### **1.1.3. Ускорительные генераторы на газонаполненных трубках с подсистемой АРІ**

Поскольку нейтроны не имеют заряда, их движение невозможно упорядочить. Любой нейтронный источник генерирует не узкий пучок, а приблизительно равномерно распределённый по сферическим углам нейтронный поток. Но этот факт не является фатальным для возможности нейтронной инспекции выделенного объёма. Быстродействие современной электроники позволяет «метить» генерируемые нейтроны регистрацией  $\alpha$ -частиц от реакции  $T(d,n)^4He$ . Особенность этой реакции состоит в том, что нейтрон и  $\alpha$ -частица разлетаются почти под развёрнутым углом в системе отсчёта покоящегося атома дейтерия (Рисунок 3).  $\alpha$ -частица регистрируется элементом матрицы  $\alpha$ -детекторов. Измерение времени пролёта нейтрона позволяет выбирать элемент объёма для инспекции. Типичное применение генераторов с АРІ – это нейтронная инспекция грузовых контейнеров на предмет взрывчатки, наркотиков и делящихся материалов [54].

ВНИИА им. Н.Л. Духова производит генераторы нейтронов ИНГ-27 с подсистемой АРІ (Рисунок 4, 5).

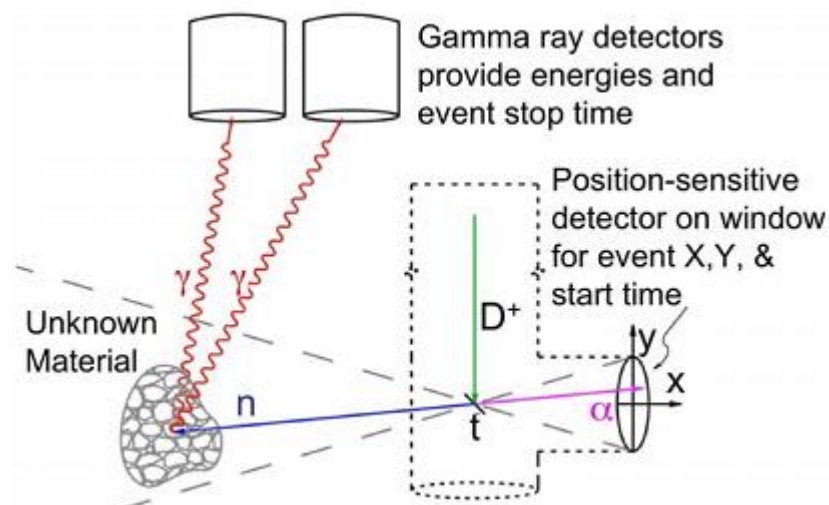


Рисунок 3. Схема действия метода АРІ [53]

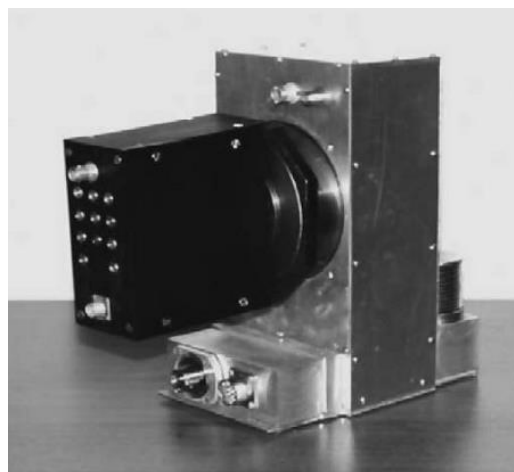


Рисунок 4. Генератор нейтронов ИНГ-27 [55]

В ИНГ-27 реализована схема с заземлённой мишенью (а значит,  $\alpha$ -детектор тоже заземлён). Ускоряющее напряжение 120 кВ подводится к пеннинговскому источнику ионов. Матрица кремниевых  $\alpha$ -детекторов состоит из 9 пикселей (таким образом, можно выбирать 9 элементов объёма для инспекции) и расположена на расстоянии 62 мм от центра нейтронобразующей мишени (в отличие от мишеней обычных газонаполненных трубок, поверхность которых перпендикулярна пучку ионов, плоскость мишени генератора с АРІ расположена под углом к пучку, чтобы  $\alpha$ -частицы не рассеивались подложкой мишени) [55].

Чтобы предположение о том, что гамма-квант, регистрируемый системой нейтронной инспекции, возникает в событии, в котором участвует меченый

нейтрон, было справедливым, нейтронный выход не должен быть слишком большим. Обычно это ограничение – не более  $5 \times 10^7$  н/с.

Для достижения оптимального выхода нейтронов ускоряющее напряжение может быть понижено до 80 кВ, если вместо пеннинговского источника применить СВЧ-источник с высокой долей атомарной компоненты ионного пучка [53].

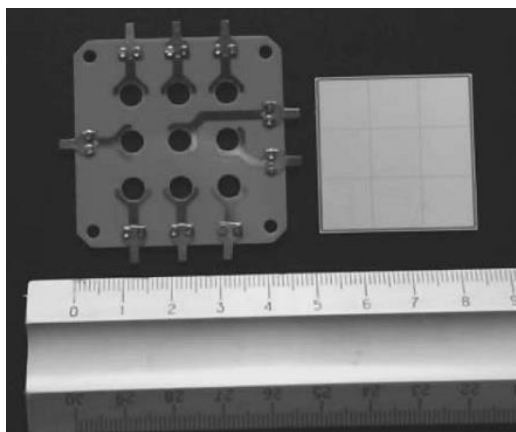


Рисунок 5. Матрица кремниевых  $\alpha$ -детекторов, используемых в подсистеме АРІ генератора ИНГ-27 [55].

#### 1.1.4. Генераторы на основе плазменного фокуса

Плазменные фокусы (ПФ) – это класс устройств на основе пинч-разряда, в которых импульс высокого напряжения прикладывается к зазору между коаксиальными электродами, заполненному газом при низком давлении, и генерирует короткоживущую ( $\sim 10$ -50 нс) и высокоплотную ( $\sim 10^{19} \text{см}^{-3}$ ) плазму (Рисунок 6) [56]. Впервые ПФ исследовали Мэзер и Филлипов. ПФ филлиповского типа имеют характеристическое отношение (отношение длины электродов к диаметру внутреннего электрода)  $< 1$  (типичные значения – менее 0.2). ПФ мэзеровского типа имеют характеристическое отношение  $> 1$  (типичные значения – 5-10) [57].

Принцип действия плазменного фокуса заключается в следующем: на электроды подаётся высокое напряжение, и по поверхности изолятора между катодом и анодом развивается пробой. Сила Ампера  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  выталкивает токовый слой по направлению к торцу анода, где происходит его сжатие на оси системы,

сопровождающееся нагревом плазмы и развитием неустойчивостей. При сжатии токового слоя к оси системы происходит адиабатический нагрев плазмы, в результате которого температура оказывается достаточной для того, чтобы происходили термоядерные реакции. Выход нейтронов из дейтериевого пинча можно оценить как  $Y = n^2 \cdot V \cdot \tau \cdot v \cdot \sigma$  ( $n$  – концентрация дейтерия,  $V$  – реакционный объём,  $\tau$  – время жизни пинча,  $v$  – температурная скорость ионов плазмы,  $\sigma$  – сечение реакции синтеза). Температура плазмы пинча  $T \sim v^2$  ( $v$  – скорость токового слоя). Скорость плазменного слоя  $v$  пропорциональна току  $I$ . Сечение рождения нейтрона в реакции DD-синтеза возрастает с температурой быстрее, чем  $\sim T^4$ . Таким образом, зависимость нейтронного выхода от тока может иметь вид  $Y \sim I^k$ , где  $k \approx 8$  [58, 59].

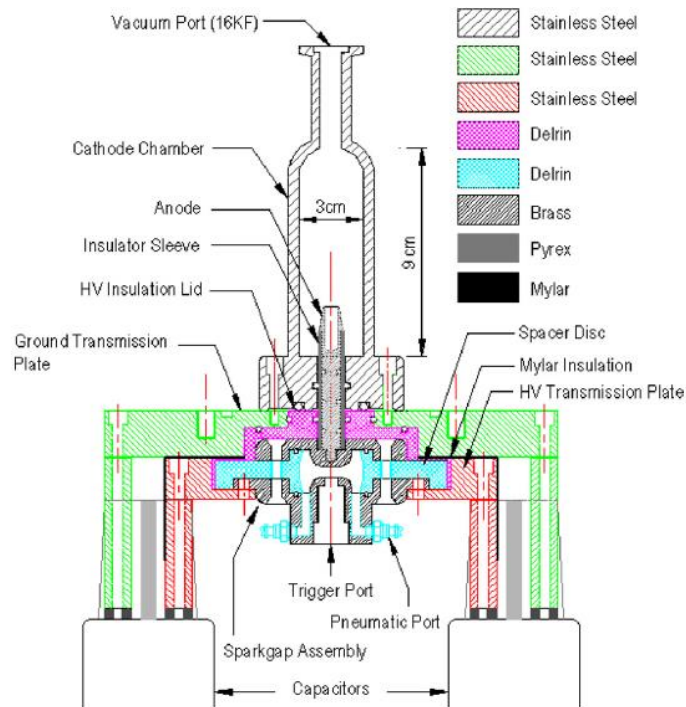


Рисунок 6. Схема плазменного фокуса Мэзеровского типа.

Пинчующийся аксиальный плазменный шнур, вообще говоря, неустойчив. Это значит, что при возникновении определённых малых возмущений формы пинча возникают силы, стремящиеся эти возмущения усилить (т.н. гидродинамические неустойчивости. Отличаются от кинетических неустойчивостей плазмы тем, что последние связаны не с формой объёма, занятого плазмой, а с функцией распределения заряженных частиц [60]). Для

пинча характерны аксиально-симметричные неустойчивости. Их развитие приводит к обрыву разряда. В области разрыва начинает течь ток смещения  $\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ .

Ионы ускоряются в направлении поля  $\vec{E}$  до энергий в десятки кэВ и сталкиваются с частицами остаточной плотной плазмы. Нейтронный выход по такому механизму будет анизотропным, в отличие от термоядерного выхода. Преимущественно вылет нейтронов происходит вдоль оси системы.

По степени анизотропии нейтронного выхода можно судить о соотношении генерации по двум механизмам [61]. Нейтронный выход в единицу телесного угла, регистрируемый в точке, видимой под углом в  $90^\circ$  (radial yield) по отношению к оси системы, является почти чисто термоядерным, тогда как регистрируемый под углом в  $0^\circ$  (axial yield) - смешанным.

Пример коммерческого генератора нейтронов на основе камеры ПФ – это генератор ИНГ-102 производства ВНИИА им. Н.Л. Духова [9]. Средний выход DD-нейтронов в импульсе составляет  $5 \times 10^5$ , продолжительность импульса на уровне 0.5 амплитудного значения – 10 нс.

### 1.1.5. Генераторы на основе ИЕС

В заземлённой сферической металлической камере расположена концентрическая сферическая сетка-катод, находящаяся под потенциалом от -50 до -120кВ (Рисунок 7). Камера заполнена рабочим газом под давлением 1-15 мТорр. С поверхности проводов сетки происходит автоэмиссия электронов, которые ускоряются по направлению к стенкам камеры и производят ионизацию в межэлектродном пространстве. Ионы ускоряются по направлению к центру камеры. Во внутреннем объёме сетки накапливаются ионы, удерживаемые потенциалом сетки. Энергии ионов достаточно для того, чтобы протекали реакции синтеза с генерацией нейтронов при взаимодействии двух высокоэнергетических ионов и при взаимодействии ионов с фоновым нейтральным газом. Следует отдельно остановиться на влиянии давления дейтерия в камере на нейтронный выход. Увеличение давления, с одной стороны, способствует увеличению количества актов ионизации в единицу времени, а

значит, и нейтронного выхода по обоим механизмам. Однако при давлениях свыше 0.5 Па становится заметным влияние процессов перезарядки, ухудшающее характеристики удержания ионов [63]. Рекордное значение нейтронного выхода в сферических ИЕС-генераторах на DD-синтезе  $10^8$  н/с было получено в ИТТ Laboratories.

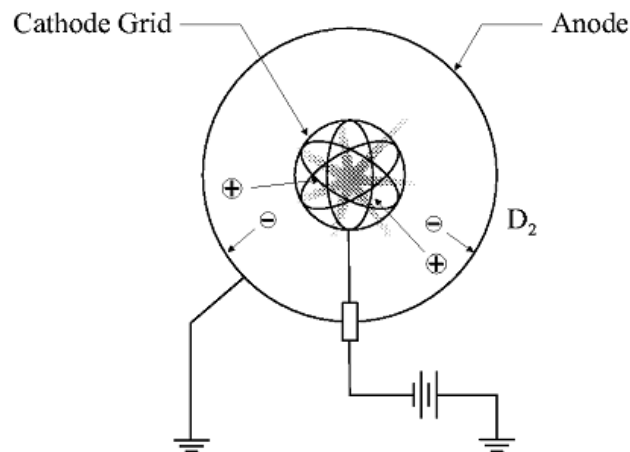


Рисунок 7. Схема простейшего источника нейтронов на основе ИЕС [62]

Сферический ИЕС-генератор представляет собой точечный источник нейтронов и среди его применений в основном рассматриваются обнаружение взрывчатки и наркотиков, а также промышленный нейтрон-гамма-активационный элементный анализ. Существует класс цилиндрических ИЕС-генераторов с областью генерации нейтронов, протяжённой вдоль отрезка прямой. Такие устройства (класс C-device, Рисунок 8, 9) рассматриваются как нейтронные генераторы для управления подкритическими ядерными реакторами [64].

Полый катод эмитирует электроны, которые осциллируют в двух разделённых областях между катодом и двумя рефлекторами, проходя через полые аноды с максимальной скоростью. Рефлекторы и катод заземлены, аноды находятся под потенциалом около 80кВ. Рефлекторы имеют изогнутую поверхность, рассчитанную таким образом, чтобы отражённые электроны фокусировались в области анодов. Аналогично, поле около анодов фокусирует ионы, увеличивая тем самым плотность ионов в пучке и время жизни ионов до гибели на катоде, а каждый из этих двух факторов, в свою очередь увеличивает



нейтронный выход. Характерное значение нейтронного выхода для таких устройств –  $10^7$  н/с.

Ещё один подход к реализации C-device-ИЕС-концепции описан в статье [65]. С двух сторон цилиндрической камеры расположены ВЧ-ионизационные камеры, выпускающие пучки навстречу друг другу (Рисунок 10). Давление дейтерия в ионизационных камерах 0.1 Па, в центральной камере – 0.001 Па (перепад обеспечивается дифференциальной откачкой). Пучки стабилизируются продольным магнитным полем около 0.1 Т. Нейтронный выход составляет  $2.6 \cdot 10^{11}$  н/с при плотности дейтерия в ионизационных камерах  $10^{19} \text{ м}^{-3}$ , магнитном поле 0.4 Т, энергии пучка 30 кэВ.

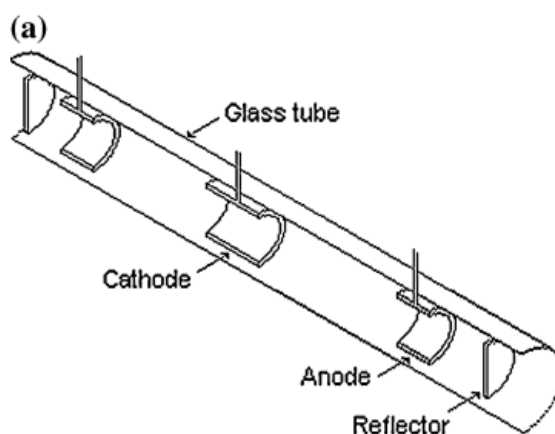


Рисунок 8. Схема генератора класса C-device для управления подкритическими ядерными реакторами [64]



Рисунок 9. Фотография прототипа C-device, на котором получен нейтронный выход  $10^7$  н/с (DD) [64]

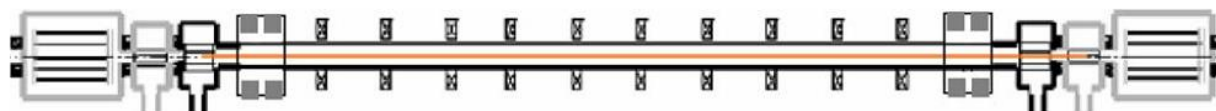


Рисунок 10. Схема C-device со стабилизирующим магнитным полем [65]

Ещё одним вариантом технологии ИЕС является концепция RIDO-генераторов (RIDO – resonant ion driven oscillation). Она основывается на согласовании времени рециркуляции ионов в ИЕС-системе с периодом инжекции ионов по направлению к центру камеры. Инжекция происходит в тот момент, когда рециркулирующие ионы движутся по направлению к центру камеры (с частотой 1-10МГц). Такая схема позволяет снизить термализацию благодаря отсутствию встречно движущихся потоков ионов.

В статье [66] описан RIDO-генератор, в котором кроме катодной сетки есть ещё 2 концентрические анодные сетки в шаровом слое между катодом и стенкой камеры. На стенке камеры расположены электронные эмиттеры. При подаче положительного потенциала на анодные сетки электроны запираются в шаровом слое между этими сетками и производят там ионизацию. Потенциал нижней анодной сетки периодически обнуляется, так что ионы ускоряются по направлению к центру. Напряжение на нижней анодной сетке пульсирует с частотой, подбираемой экспериментально при максимизации нейтронного выхода. Достижимые значения DD-нейтронного выхода превышают  $10^8$ н/с.

## **§ 1.2. Технология производства нейтронных трубок в ИЯФ СО РАН**

### **1.2.1. Общая информация о конструкции нейтронной трубки**

В ИЯФ СО РАН разработан и реализован проект газонаполненной отпаянной нейтронной трубки с источником ионов Баярда-Альперта. Дизайн трубки основывается на стандартных технических решениях: за источником ионов расположена двухэлектродная ионно-оптическая система (ИОС, состоящая из экстрактора ионов и сапрессора – подавителя вторичной электронной эмиссии с мишени), под сапрессором расположена нейтроногенерирующая мишень, представляющая собой медную подложку с титановым напылением. Ускоряющее напряжение подводится к узлу мишени. Непосредственно с умножителем Кокрофта-Уолтона гальванически связан сапрессор. Мишень соединена с сапрессором через сопротивление 20 МОм, чтобы при номинальном ионном токе в окрестности мишени создавалось поле, препятствующее вылету вторичных

электронов. Если говорится об ускоряющем напряжении 80 кВ, то подразумевается, что потенциал сапрессора в исходной конфигурации будет -81 кВ (Рисунок 11).

В первых изделиях источником электронов служил низкотемпературный (рабочая температура 750-850°C) диспенсерный барийоксидный катод производства ФГУП «НПП Торий». Регулятором давления является накаливаемая полоска геттера St101 (SAES Getters). Согласно спецификации этого геттера, его основные составляющие – это Zr (84%) и Al (16%), геттер необратимо хемосорбирует все стандартные компоненты остаточного газа высоковакуумных систем, кроме водорода. Последний сорбируется обратимо и может быть напущен из геттера в объём при достаточном накале. Это свойство геттера используется для управления давлением дейтерия в отпаянной трубке током накала.

Корпус нейтронной трубки – это металлокерамическое изделие. Все металлические части трубки, спаиваемые с керамикой, сделаны из ковара или меди.

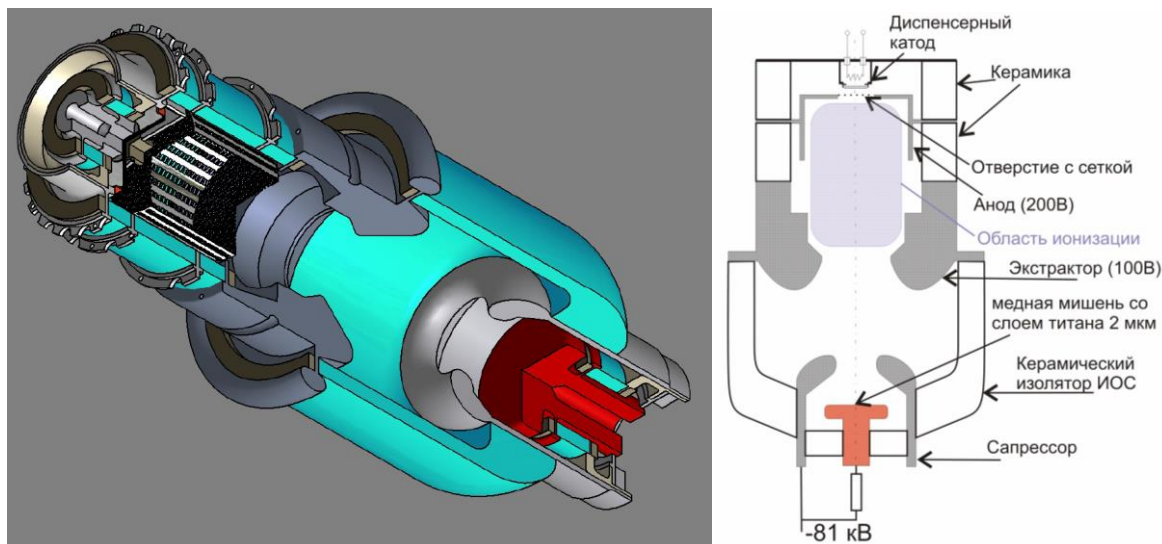


Рисунок 11. Конструкция нейтронной трубки исходной конфигурации.

Для проведения всех необходимых технологических процедур трубка на медном штенгеле, припаянном к фланцу Conflat, монтируется на технологическом стенде

### 1.2.2. Технологический стенд

Технологический стенд – это настольная вакуумная установка, состоящая из высоковакуумной (ВВМ, собрана на фланцах conflat с медными уплотнениями) и низковакуумной (НВМ, собрана на фланцах Kf с витоновыми уплотнениями) магистралей. ВВМ откачивается турбомолекулярным насосом Shimadzu TMP-303, к выхлопу которого подключён последовательно форвакуумный насос Anest Iwata ISP-250C. На ВВМ установлен ионизационный измеритель давления Granville Phillips Micro ion Plus и квадрупольный масс-спектрометр Pfeiffer Quadera PrismaPlus QME-220. ВВМ и НВМ отделены друг от друга в двух местах: в одном – вентилем, а в другом – палладиевой мембраной натекателя водорода СРНВ-5. Для контролируемого прецизионного избирательного напуска дейтерия в ВВМ используется следующий подход: в НВМ из баллона через импульсный натекатель напускается дейтерий, далее ток накала мембраны СРНВ устанавливается на значении, обеспечивающем необходимое давление в ВВМ.

ВВМ снабжена системой автоматического прогрева (как самой ВВМ, так и нейтронной трубки) для улучшения вакуумных условий. Активация трубки начинается после достижения давления порядка  $10^{-6}$  Па в ВВМ вблизи трубки при открытой откачке.

### 1.2.3. Процедура активации трубки

После прогрева и обезгаживания при исходном вакууме не хуже  $5 \times 10^{-6}$  Па активируется геттер постепенным поднятием накала до 5 А за 2-3 часа. При максимальном накале ВВМ откачивается 30 минут, после чего в ВВМ напускается дейтерий до давления порядка 1 Па, накал снижается до 2.5-3 А, откачка закрывается. Далее в течение 8-14 часов происходит изотопный обмен между геттером и напущенным дейтерием. Результат хорошо виден сразу после выключения накала геттера и открытия откачки – на масс-спектре остаточного газа преобладают пики 2 ( $H_2$  и D) и 3 а.е.м (HD). Как показывает практика активации трубок, для полного замещения водорода в геттере на дейтерий необходимо не менее 3 операций изотопного обмена.

Активация катода проводится после возвращения давления на отметку  $5 \times 10^{-6}$  Па. Накал катода постепенно поднимается до тех пор, пока эмиссия не достигает 15 мА. Каждый следующий шаг поднятия накала делается после того, как давление опускается до  $5-9 \times 10^{-5}$  Па. Ток накала увеличивается на такое значение, чтобы давление не поднималось выше  $9 \times 10^{-4}$  Па.

После активации катода проводится процедура задания равновесного давления дейтерия при накале геттера 2 А (накал, обеспечивающий достаточную скорость откачки примесей, возникающих в объёме при тренировке ИОС и работе трубки). Для этого геттер выдерживается 3 часа при накале 2 А и необходимом давлении дейтерия (для этого откачка прикрывается и подбирается нужное значение накала мембраны СРНВ), которое нужно сделать равновесным. Первые прототипы работали при равновесном давлении 1.5 Па. К настоящему моменту наилучшим давлением считается 0.5 Па.

Активированная трубка отпаивается от стенда методом холодной сварки. Для этого используются ручные клещи, имеющие цилиндрические губки из высокоуглеродистой стали.

Тренировка ИОС проводится на отпаянной трубке, смонтированной в генераторе нейтронов, заполненном элегазом под давлением 6 атмосфер.

### **§ 1.3. Расчёт предельного выхода нейтронов**

Для того чтобы определиться с рабочей точкой нейтронной трубки (номинальными значениями ионного тока и ускоряющего напряжения), необходимо знать зависимость нейтронного выхода от ионного тока и ускоряющего напряжения. Поскольку на этом этапе конфигурация электрического поля в трубке ещё неизвестна, то можно исходить только из самых элементарных оценок (без учёта перезарядки при ускорении ионов). Для большей практической ценности результатов расчёты проведены не только для D, но и для DT-трубок.

### 1.3.1. Методика численной оценки парциального нейтронного выхода

Нейтронный выход, приведенный к одной частице пучка определенного сорта (дейтрон из иона  $D^+$ , дейтрон из иона  $D^{2+}$  и др.), называется парциальным. Общая формула для расчета парциального нейтронного выхода иона с заданной энергией имеет вид

$$W(E_0) = \int_0^{\infty} P_r(E_0, s) n \sigma(E) ds ,$$

где  $P_r(E_0, s)$  – вероятность прохождения ионом в мишени расстояния  $s$  при начальной энергии  $E_0$ ,  $s$  – координата вдоль траектории движения иона,  $n$  – концентрация атомов определённого изотопа водорода (для иона дейтерия это тритий и наоборот) в мишени,  $\sigma(E)$  – соответствующая зависимость сечения реакции от энергии налетающего ядра,  $E$  – энергия ядра, имевшего начальную энергию  $E_0$ , после прохождения расстояния  $s$  вдоль траектории движения.

Поскольку для отдельно взятого ускоренного иона вероятность сгенерировать нейтрон не превышает  $\int_0^{s_0} n \sigma(E) ds = 10^{-5}$  ( $s_0$  – пробег ядра с начальной энергией  $E_0$  в материале мишени) то  $P_r$  имеет вид функции Хэвисайда

$$P(E_0, s) = H(s_0 - s)$$

Тогда, предполагая однородное распределение изотопов по объему мишени и переходя к интегрированию по энергии налетающей частицы, можно записать

$$W(E_0) = n \int_{E_0}^0 \sigma(E) \left( \frac{dE}{ds} \right)^{-1} dE$$

Имея данные об энергетической зависимости парциального нейтронного выхода и доле компонентов  $\alpha_D$ ,  $\alpha_{D_2}$ ,  $\alpha_T$ ,  $\alpha_{T_2}$ ,  $\alpha_{DT}$  в ускоряемом потоке ионов, можно рассчитать нейтронный выход, приведенный к единице ионного тока  $[1/(с \cdot mA)]$ , по формуле

$$\frac{N}{I}(E) = \frac{10^{-3}}{1,6 \cdot 10^{-19}} \left\{ \alpha_D W_D(E) + 2\alpha_{D_2} W_D\left(\frac{E}{2}\right) + \alpha_T W_T(E) + 2\alpha_{T_2} W_T\left(\frac{E}{2}\right) + \alpha_{DT} \left[ W_T\left(\frac{3E}{5}\right) + W_D\left(\frac{2E}{5}\right) \right] \right\}$$

### 1.3.2. Компонентный состав ионного пучка

Как отмечалось, генерируемый источником поток ионов содержит кроме одноатомных  $\text{H}^+$  двух- и трехатомные ионы  $\text{H}_2^+$  и  $\text{H}_3^+$ . В случае источника с осцилляцией электронов в электрическом поле содержание различных фракций может быть получено из анализа элементарных процессов в источнике.

Основными процессами, приводящими к образованию ионов, являются диссоциативная ионизация



и ионизация с образованием молекулярного иона



Оценки показывают, что атомы водорода и двухатомные ионы, образующиеся в этих реакциях, быстро покидают ионный источник, так что вероятность образования одноатомных ионов путем двухступенчатой ионизации молекулы водорода пренебрежимо мала.

Отношение сечений реакций (1) и (2) (Рисунок 12) достигает максимума  $\sigma_1/\sigma_2 = 0,07$  при энергии электронов 170 эВ [67]. С погрешностью меньше 10% можно принять, что для энергий электронов 100–300 эВ доля одноатомных ионов в ионном пучке составляет 6%.

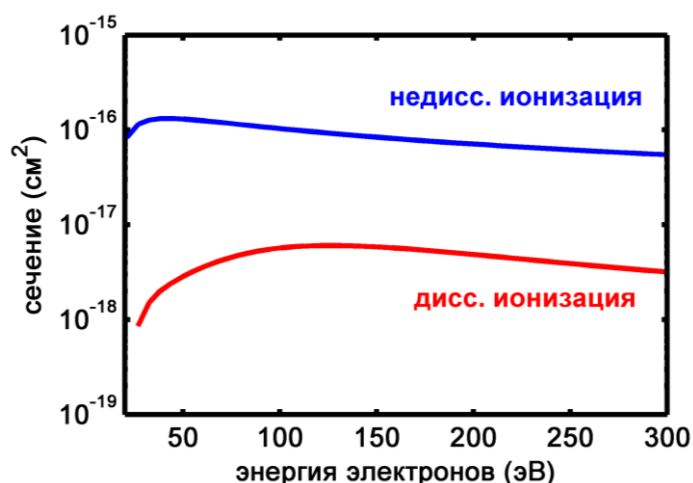


Рисунок 12. Сечения диссоциативной и недиссоциативной ионизации молекулярного водорода.

Для низкоэнергетичных ионов  $\text{H}_2^+$  существует вероятность столкновения с молекулой  $\text{H}_2$  с образованием иона  $\text{H}_3^+$ . Сечение реакции



достигает  $10^{-14} \text{ см}^2$  при тепловой энергии ионов и быстро уменьшается при энергии выше 1 эВ [68]. В связи с этим доля трехатомных ионов в ионном пучке существенно зависит от распределения потенциалов внутри ионного источника. Далее будет показано, что в окончательной конфигурации нейтронной трубки ионы в источнике ионов разгоняются до 10 эВ на расстояниях менее 1.5 мм при давлении 0.5 Па. Доля трёхатомных ионов в таких условиях составляет не более 2%. При этом, поскольку нейтронный выход быстро снижается с уменьшением энергии ионов, вкладом ионов  $\text{H}_3^+$  в нейтронный выход можно пренебречь, и основным эффектом является уменьшение тока ионов  $\text{H}_2^+$  при заданном полном ионном токе. В дальнейшем оценки приведены для двух случаев – потоке ионов со 100%-ным содержанием одноатомного компонента и потоке с отношением фракций  $\text{H}^+/\text{H}_2^+ = 6/94$ , для DT генератора  $\text{T}_2/\text{DT}/\text{D}_2 = 1/2/1$  [17].

### 1.3.3. Исходные данные для расчёта нейтронного выхода

Энергетическую зависимость сечений  $\sigma(E)$  для реакций  $\text{D}(t,n)^4\text{He}$  и  $\text{D}(d,n)^3\text{He}$  брали из [33-35] (Рисунок 1).

Тормозные способности ионов  $\frac{dE}{dx} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{ds}$  ( $\rho$  – плотность вещества)

рассчитывались с помощью кода SRIM [69]. Тормозные способности дейтонов в мишени  $\text{TiTi}_{1,7}$ , рассчитанные по данным [70], кодами pstar и SRIM, показаны на Рисунке 13. Для мишеней из гидрида титана предполагали, что тормозные потери складываются из тормозных потерь в титане и водороде по правилу Брэгга [17].



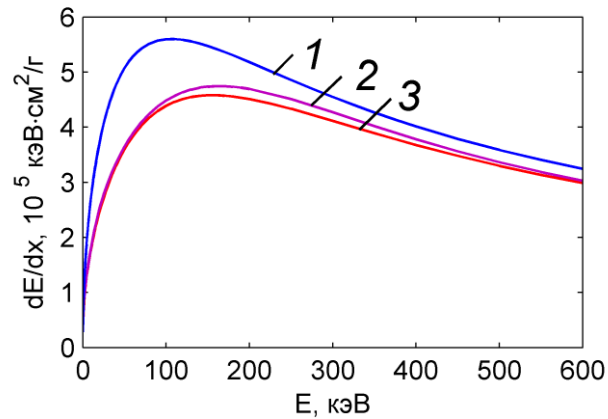


Рисунок 13. Тормозные способности дейтонов в мишени  $TiT_{1.7}$ , рассчитанные различными методами: **1** – по данным [70], **2** – PSTAR, **3** – SRIM.

### 1.3.4. Полиномиальные представления нейтронного выхода

Для оперативной оценки нейтронного выхода по ускоряющему напряжению трубки и содержанию водорода в мишени удобно использовать простые аппроксимационные формулы, связывающие парциальный нейтронный выход  $W$  с энергией ионов  $E$ , бомбардирующих мишень, и стехиометрией водорода в мишени  $k$ .

Полиномиальное представление энергетических зависимостей  $W(E)$  с членами до 4-й степени включительно  $W = \sum_{i=0}^4 B_i E^i$  позволяет достичь ошибки аппроксимации не более 5% на интервале 20 – 110 кэВ. Зависимость коэффициента полинома  $B_i$  от стехиометрии  $k$  в пределах 0,5 – 1,7 имеет незначительную кривизну, поэтому имеет смысл использовать линейное полиномиальное представление  $B_i = \sum_{j=0}^1 A_{ij} k^j$ .

Таким образом, получаем полиномиальное представление для зависимости парциального нейтронного выхода от энергии и стехиометрии.

$$W = \sum_{i=0}^4 \sum_{j=0}^1 A_{ij} E^i k^j \quad (4)$$

Полиномиальные коэффициенты  $A$ , найденные по расчетному нейтронному выходу с помощью метода наименьших квадратов, равны:

$$A_{D-DT} = 10^{-10} \begin{pmatrix} -156 & -948 \\ 21 & 117,3 \\ -1,07 & -5,54 \\ 0,024 & 0,117 \\ -1,04 \cdot 10^{-4} & -4,8 \cdot 10^{-4} \end{pmatrix}, \quad A_{T-DT} = 10^{-10} \begin{pmatrix} -90 & -399 \\ 11 & 46,5 \\ -0,46 & -2 \\ -8,12 \cdot 10^{-3} & -3,146 \cdot 10^{-2} \\ -2 \cdot 10^{-5} & -8,1 \cdot 10^{-5} \end{pmatrix},$$

$$A_{D-DD} = 10^{-13} \begin{pmatrix} 653 & 2224 \\ -52,3 & -164,3 \\ 0,4 & -0,5 \\ 0,05 & 0,25 \\ -2,1 \cdot 10^{-4} & -9,3 \cdot 10^{-4} \end{pmatrix}.$$

Здесь  $A_{D-DT}$ ,  $A_{T-DT}$  – матрицы полиномиальных коэффициентов для парциального нейтронного выхода ионов дейтерия и трития в мишени, насыщенной равнокомпонентной смесью изотопов водорода;  $A_{D-DD}$  – матрица коэффициентов для парциального нейтронного выхода ионов дейтерия и мишени, насыщенной дейтерием. Энергия в формуле (4) выражена в кэВ [17].

Приведенные формулы применимы для стехиометрии от 0,5 до 1,7 и энергии от 20 до 110 кэВ, ошибка аппроксимации при энергии 20–40 кэВ не превышает 20%, при 40–110 кэВ – не более 5%.

Результирующий выход находится как сумма выходов от различных компонентов пучка. Отметим, что в случае пучка, содержащего молекулярный компонент, необходимо учитывать вклад частиц с дробной энергией (для дейтерий-тритиевого пучка – ионов дейтерия энергией  $E/2$  и  $2E/5$  и ионов трития энергией  $E/2$  и  $3E/5$ ). Поскольку приведенные аппроксимационные формулы являются корректными для энергии частиц выше 20 кэВ, их можно использовать для расчета выхода при напряжении не ниже 50 кВ.

Нейтронный выход, оцененный для DT- и DD-генераторов через полиномиальные представления парциального нейтронного выхода и непосредственно по тормозным способностям из SRIM и сечению реакции по [33–35], приведен для случаев 6%-ного и 100%-но атомарного пучка на Рисунке 14.

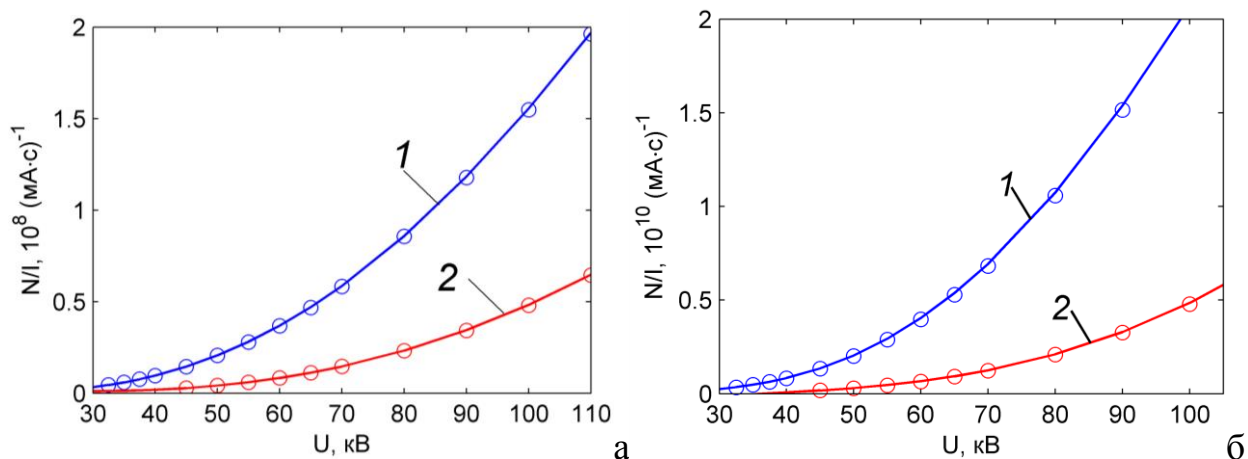


Рисунок 14. Аппроксимация приведенного нейтронного выхода по формулам полиномиального представления (—) и численная оценка (○) для DD (а) и DT (б) трубок с содержанием одноатомной компоненты 100 (1) и 6% (2) при стехиометрии водорода в титане 1.7

### 1.3.5. Номинальный рабочий режим нейтронной трубки

Согласно результатам расчётов, при токе ионов 50 мкА (94% ионов  $D_2^+$  и 6%  $D^+$ ), ускоряющем напряжении 80 кВ и стехиометрии дейтерия в мишени 1.7 предельно достижимый нейтронный выход составляет  $10^6$  н/с, что вполне достаточно не только для обеспечения калибровки КЛД, но и для потенциального применения в инструментах каротажа. Напряжение анода принято 200 В (для максимизации соотношения  $D^+/D_2^+$ ), экстрактора 100 В (для обеспечения резкого заднего фронта нейтронной вспышки).

## § 1.4. Результаты работы с первым прототипом нейтронной трубки

### 1.4.1. Разработка исходной конфигурации нейтронной трубки

Расчет ионно-оптической системы проводился для поиска оптимальной геометрии высоковольтной части нейтронной трубки. Целью оптимизации было создание равнонапряженной конструкции по отношению к факторам, ограничивающим срок службы.

К этим факторам относятся:

- 1) Высоковольтная прочность изолятора, главным образом по отношению к пробую по поверхности

- 2) Высокая напряженность электрического поля на поверхности металла, приводящая к автоэмиссии электронов, развитию взрывной эмиссии, попаданию вторичных электронов на поверхность изолятора и, наконец, к вакуумному пробою
- 3) Высокая плотность тока на мишени, которая ведет к ограничению ее срока службы
- 4) Запыление поверхности изолятора продуктами эрозии мишени и ионного источника
- 5) Возникновение коронного разряда на остриях
- 6) Пробой внешнего ВВ промежутка
- 7) Вторичная электронная эмиссия под действием ионного пучка

Расчеты проводились с помощью пакета программ SAM [71], который развивается с 1985 года в ИЯФ и активно используется для решения широкого класса двумерных электро- и магнитоэлектростатических задач, возникающих при проектировании инжекционных узлов ускорителей и мощных СВЧ генераторов. Среди них вычисление электрического поля в системах электродов с изоляторами, вычисление магнитного поля в фокусирующих магнитных системах или системах, формирующих сопровождающее магнитное поле, с ферромагнитными элементами, моделирование ионных и электронных пушек.

В источнике ионов 1-го прототипа нейтронной трубки был полый анод длиной 1.2 см. Расстояние между открытым торцом анода и апертурой (сечением с наименьшей площадью пропускающего отверстия) экстрактора составляло 1.3 см.

При моделировании профиля плотности ионного тока на мишени (Рисунок 15) в коде SAM необходимо в наряду с другими исходными данными задавать форму плазменной границы. Моделирование основывалось на допущении, что холодные ионы  $D_2^+$  извлекаются с плоской плазменной границы, компланарной с открытым торцом полого анода (Рисунок 16).

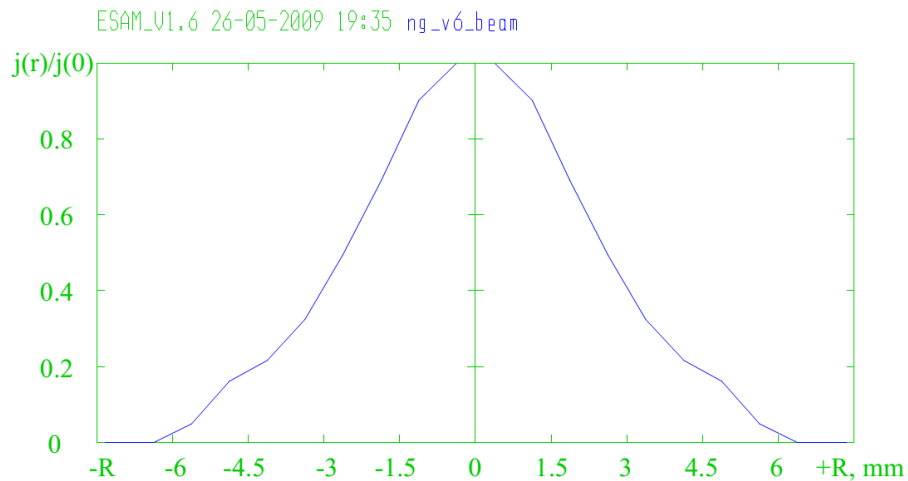


Рисунок 15. Профиль плотности ионного тока на мишени, рассчитанный в программе SAM.

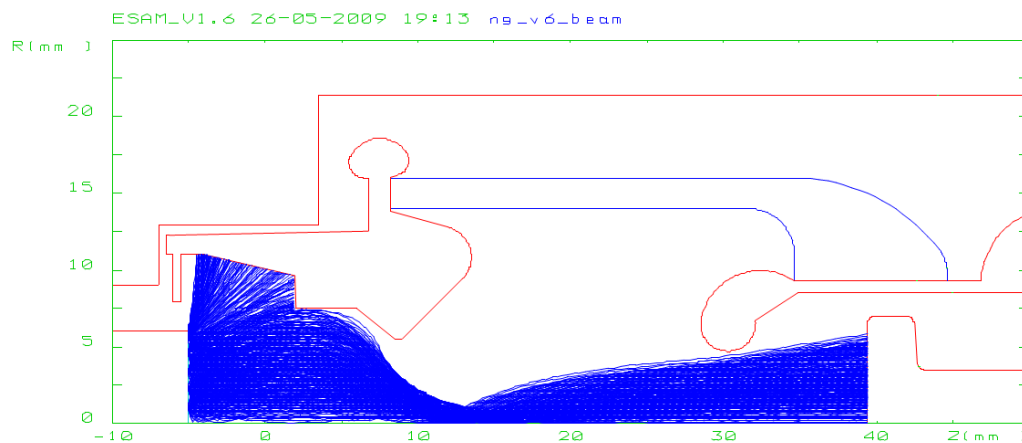


Рисунок 16. Моделирование траекторий ионов  $D_2^+$  в программе SAM.

Ускоряющее напряжение 80 кВ.

#### 1.4.2. Результаты испытаний первого прототипа нейтронной трубки

Первый прототип испытывался при напряжении 35 кВ (согласно результатам моделирования, пучок ионов не попадает на сапрессор при напряжениях выше 5 кВ) и среднем токе пучка ионов 50 мкА (импульсный режим генерации нейтронов). Испытание длилось около 600 ч (до пробоя изолятора ИОС). Изучение мишени на сканирующем электронном микроскопе показало, что имеет место чрезвычайно узкий профиль эрозии мишени [27] (Рисунок 17), то есть исходное предположение о том, что ионы извлекаются в ИОС с плоской плазменной границы, не верно.

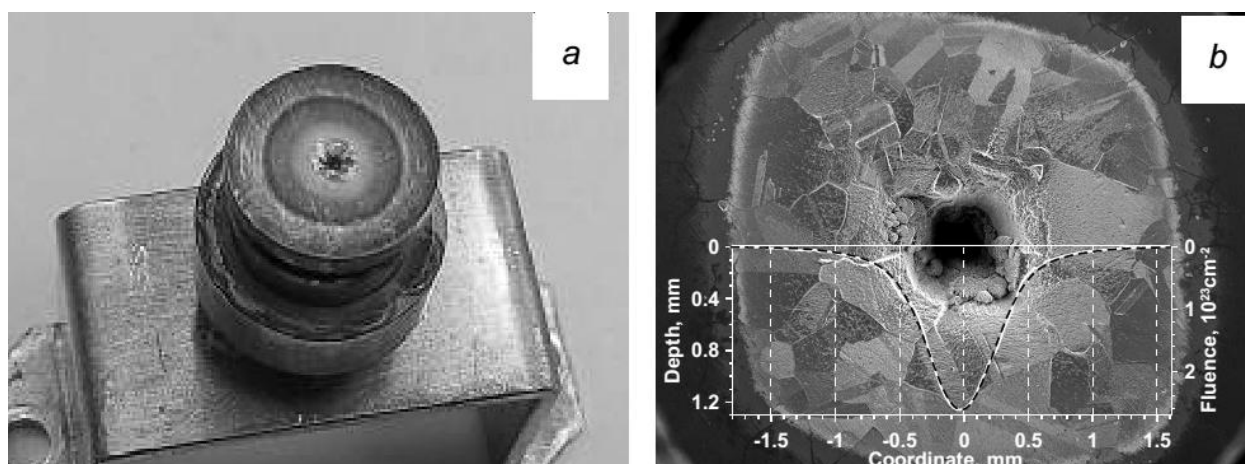


Рисунок 17. Фотография мишени первого прототипа после испытания (а) и профиль эрозии мишени, полученный на сканирующем электронном микроскопе (b).

При испытаниях первого прототипа при помощи стробоскопической методики набирался временной спектр нейтронных вспышек. Для этого использовался сцинтилляционный детектор с  $n$ - $\gamma$ -разделением по форме высвечивания [28]. Полученные таким образом фронты нейтронных вспышек (Рисунок 18) имеют длительность 200 нс (передний фронт) и 750 нс (задний фронт) [29].

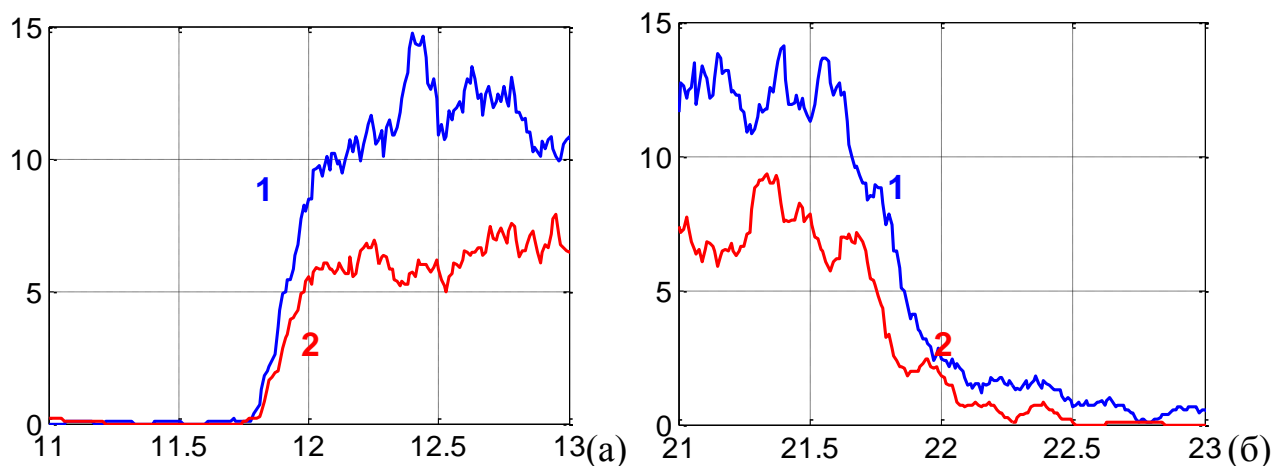


Рисунок 18. Передний (а) и задний (б) фронты нейтронной вспышки первого прототипа нейтронной трубки. Вертикальные шкалы – нейтронный выход в относительных единицах, по горизонтали – время в мкс. 1 – с экстрактором под напряжением 100 В, 2 – с заземлённым экстрактором.

В силу того, что на первом прототипе не проводился контроль состава газовой смеси, выходящей из геттера при нагреве, отношение содержаний водорода и дейтерия в отпаянной трубке составило  $H/D=2.7$  (этот факт был обнаружен при спектроскопии разряда в ИОС по соотношению интенсивностей линий  $H\alpha$  и  $D\alpha$ ).

Нейтронный выход первого прототипа при ускоряющем напряжении 80 кВ и токе ионов 50 мкА составил  $2.5 \times 10^3 \text{ с}^{-1}$ . (измерено по скорости счёта нейтронов в сцинтилляционном детекторе с  $n$ - $\gamma$ -разделением).

## Глава 2

### Разработка бесплазменного источника ионов с накаливаемым катодом

Надёжность результатов моделирования нейтронной трубки, а также технических решений, выработанных на базе такого моделирования, определяется тем, насколько точно моделированием учитываются элементарные процессы в нейтронной трубке. На сегодняшний день самым в этом смысле совершенным средством компьютерного моделирования разреженной плазмы является метод частиц в ячейках [72] (PIC - particle in cell), однако даже современные PIC-программы для вычисления самосогласованных полей чрезвычайно неудобны в использовании. Их интерфейсы (или встроенные языки программирования) настолько громоздки, что могут быть без проблем использованы разве что самими разработчиками этих программ.

На наш взгляд, наиболее мощной (в смысле возможностей учёта разнообразных элементарных процессов) коммерческой программой для моделирования электродинамических явлений методом PIC является программа MAGIC, развиваемая компанией Orbital ATK [73]. Но обращение к этой программе «с нуля» для разработки нейтронной трубки сопряжено с совершенно непредсказуемыми затратами времени и труда (прежде всего на освоение встроенного языка команд).

С другой стороны, существуют хорошо известные коммерческие программы для моделирования физических явлений с долгой историей развития и конкуренции за пользователей, а потому с хорошо продуманными пользовательскими интерфейсами. Речь идёт прежде всего о Comsol Multiphysics и CST Studio. Последняя даже включает в себя PIC-решатель, однако он позволяет взаимно согласовывать только электромагнитное поле и движение заряженных частиц с фиксированным источником. Форму и интенсивность источника частиц согласовать с остальными величинами уже невозможно.



Comsol Multiphysics не имеет готового PIC-решателя, но предоставляет пользователю мощный командный язык на основе Matlab (Comsol Script 1.3 в ранних версиях пакета), с помощью которого можно разработать собственные средства моделирования нейтронной трубки.

## **§ 2.1. Стационарный итерационный метод моделирования нейтронной трубки**

Для вычисления самосогласованных распределений пространственных зарядов, скоростей ионизации и электрического поля решено разработать узкоспециализированный метод класса «предиктор-корректор» на основе возможностей программ Comsol Multiphysics 3.5 и Comsol Script 1.3. Базовая идея метода заключается в том, что плотности зарядов (а именно, предикторы плотностей) и скорость ионизации вычисляются итерационно. На каждой итерации решается уравнение Пуассона – вычисляется электрическое поле, а из этого поля вычисляются корректоры плотностей зарядов. В данном методе предикторы плотностей заряда на следующей итерации вычисляются как линейные комбинации предикторов и корректоров на предыдущей итерации. Коэффициенты в этих линейных комбинациях подбираются таким образом, чтобы обеспечивалась сходимость – т.е. уменьшение отличия предикторов от корректоров от итерации к итерации.

### **2.1.1. Метод конечных элементов для решения задач электростатики**

Comsol Multiphysics реализует метод конечных элементов (МКЭ) для моделирования физических явлений, описываемых дифференциальными уравнениями в частных производных. МКЭ основан на переформулировании начально-краевых задач для дифференциальных уравнений в вариационные задачи для интегральных функционалов от искомым функций. Смысл такой переформулировки заключается в том, что при этом снижается порядок производных, что позволяет далее искать аппроксимацию точного решения в виде суперпозиции базисных функций, к которым предъявляются менее строгие

требования на гладкость, чем к решению исходной начально-краевой задачи [74]. По этой причине вариационную формулировку начально-краевой задачи так же называют слабой формой дифференциального уравнения. Коэффициенты, с которыми базисные функции входят в суперпозицию, называются в терминологии МКЭ степенями свободы.

В МКЭ используются базисные функции с локальным носителем (т.е. не равные нулю на ограниченной части пространства). Область, в которой конкретная базисная функция не равна нулю, называется ячейкой конечноэлементной сетки (Рисунок 19). Использование базисных функций с локальным носителем, например, лагранжевых квадратичных базисных функций [75], позволяет свести слабую форму исходной задачи (при условии, что коэффициенты при частных производных не зависят от решения) к системе линейных алгебраических уравнений с разреженной матрицей, решение которой не представляет трудности.

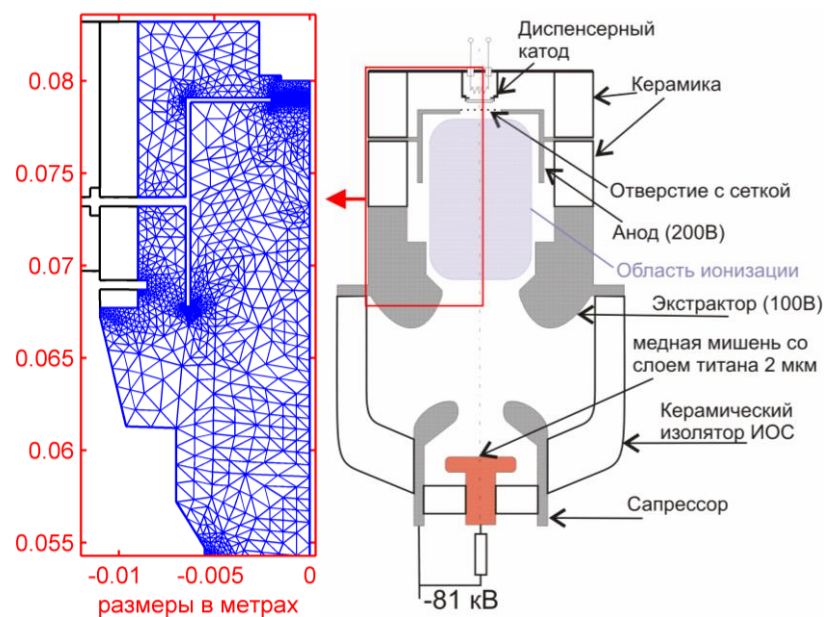


Рисунок 19. Схема нейтронной трубки и МКЭ-сетка в области источника ионов.

Для того чтобы смоделировать нейтронную трубку, необходимо как минимум решить краевую задачу для уравнения Пуассона. Все граничные условия являются условиями Дирихле (задаётся значение потенциала на границе), кроме двух границ (это обрывы области моделирования), на которых задаётся

условие «напряжённость поля коллинеарна с границей» (частный случай условия 2-го рода, Рисунок 20).



Рисунок 20. Граничные условия на обрывах области моделирования.

Правой частью уравнения Пуассона является пространственная плотность заряда, поэтому для моделирования необходимо разработать алгоритм вычисления плотности заряда в узлах сетки из треугольных элементов.

### 2.1.2. Общий принцип вычисления пространственной плотности заряда

Если нейтронная трубка обладает аксиальной симметрией, можно предложить простую процедуру вычисления плотности заряда на основе инструмента *particle tracing* в *Comsol Multiphysics 3.5*. Этот инструмент вычисляет координаты и скорости частиц в последовательные моменты времени, используя метод Рунге-Кутты 5 порядка. Для моделирования используются настройки инструмента по умолчанию ( $10^{-5}$  – расхождение между оценками координат 4-го и 5-го порядков, автоматический шаг по времени). В модели используются лагранжевы квадратичные базисные функции. Плотность заряда вычисляется в вершинах дополненной сетки (т.е. включающей по 6 опорных точек каждого конечного элемента).

Область, в которой рождаются заряженные частицы, аппроксимируется как конечный набор точечных источников тока величиной, пропорциональной скорости рождения частиц в этих точках. Сумма элементарных токов равна суммарному заряду, высвобождаемому в области в единицу времени. Каждый

элементарный источник выпускает ток вдоль токовой линии (ТЛ), которая является 2D-траекторией частицы, вылетающей из источника с нулевой начальной скоростью. Фактически ТЛ – это 2D представление токонесущей поверхности вращения в 3D геометрии.

Каждая ТЛ состоит из большого количества прямых отрезков. Для каждого отрезка каждой ТЛ и любого треугольного элемента сетки рассматриваются 4 возможных варианта взаимного расположения при сборке распределения пространственного заряда: 1. Обе вершины отрезка находятся за пределами элемента, и отрезок не пересекает его периметр (например, отрезок  $P_{n-1}P_n$  и элемент ABC, Рисунок 21), 2. Обе вершины отрезка находятся за пределами элемента, и отрезок пересекает периметр элемента (например,  $P_{n-1}P_n$  и элемент BED), 3. Одна вершина отрезка внутри, а другая снаружи элемента (например,  $P_{n-2}P_{n-1}$  и элемент BCD), 4. Обе вершины отрезка лежат внутри элемента (например,  $P_{n-3}P_{n-2}$  и элемент ABC). Существует несколько других несводимых вариантов расположения (например, отрезок лежит на одной из сторон элемента), но они не рассматриваются, из-за низкой вероятности реализации. Это позволяет значительно ускорить вычисления, внося при этом пренебрежимо малую ошибку в распределение заряда.

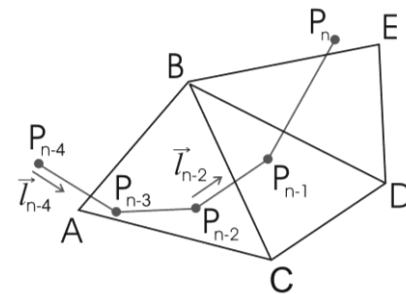


Рисунок 21. Различные варианты взаимного расположения отрезков ТЛ и ячеек сетки.

В первом случае взаимного расположения вклад отрезка в заряд, сосредоточенный внутри элемента, равен 0. Во втором случае вычисляются локальные координаты пересечения отрезка с периметром элемента. Локальная безразмерная координата  $k$  на отрезке ТЛ задаёт аналитическое выражение для

отрезка  $\vec{x} = \vec{l}k + \vec{p}$ , где  $\vec{x}$  - это 2D-вектор координат любой точки на отрезке,  $\vec{p}$  - это радиус-вектор точки, которая рассматривается как начало отрезка (точки  $P_{n-4} \dots P_n$ , Рисунок 21),  $\vec{l}$  - это направляющий вектор отрезка (Рисунок 21). Отрезок есть множество точек с  $k \in [0; 1]$ . Из значений времени частицы (отсчитывается от момента рождения в точечном источнике до исчезновения на электроде) в вершинах отрезка  $t_{k=0}$ ,  $t_{k=1}$  вклад отрезка в заряд элемента  $\Delta q$  вычисляется как  $\Delta q = |t_{k=0} - t_{k=1}| \cdot |k_1 - k_2| \cdot I_{strl}$ , где  $k_1$  и  $k_2$  - это значения локальных координат точек пересечения периметра элемента,  $I_{strl}$  - это ток ТЛ.

В третьем случае имеет место только одно пересечение, поэтому формула для  $\Delta q$  принимает вид  $\Delta q = |t_{k=0} - t_{k=1}| \cdot k \cdot I_{strl}$  (как для вклада  $P_{n-2}P_{n-1}$  в элемент ABC) или  $\Delta q = |t_{k=0} - t_{k=1}| \cdot |1 - k| \cdot I_{strl}$  (как для вклада  $P_{n-2}P_{n-1}$  в элемент BCD).

В 4-м случае выражение для  $\Delta q$  окончательно упрощается  $\Delta q = |t_{k=0} - t_{k=1}| \cdot I_{strl}$ .

Вычисление вкладов всех отрезков всех ТЛ в заряды, сосредоточенные во всех элементах, даёт поэлементное распределение зарядов, но для решения уравнения Пуассона необходимо попершинное распределение плотности заряда. Поэтому на следующем этапе поэлементное распределение зарядов пересчитывается в попершинное распределение зарядов суммированием зарядов во всех элементах, прилежащих к каждой вершине. Чтобы затем вычислить плотность заряда, нужно разделить набор зарядов в окрестностях вершин на объёмы окрестностей в 3D-геометрии. Окрестность вершины образуется всеми элементами, прилежащими к вершине.

Вычисление объёма окрестности основано на формуле объёма усечённого конуса  $V = \frac{\pi h}{3} (R^2 + Rr + r^2)$ , где  $h$  - высота конуса,  $R$  и  $r$  - радиусы оснований.

Вклад элемента ABC (Рисунок 22) в объём окрестности есть сумма трёх

слагаемых:  $V_{ABC}=V_{AB}+V_{BC}-V_{AC}$ , где  $V_{AB}$  – это объём конуса с образующей АВ и т.д. Для определения знака слагаемых разработана аналитическая процедура.

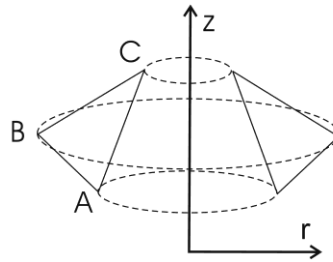


Рисунок 22. Треугольный элемент сетки в 3D-геометрии.

### 2.1.3. Специфика моделирования заряда электронов

Источником электронов является плоская поверхность катода. Электрическое поле на поверхности катода слабо зависит от заряда, возникающего в объёме трубки. Площадь катода  $7 \text{ мм}^2$ , ток эмиссии – до  $15 \text{ мА}$ , промежуток «катод-анод» - не более  $0.5 \text{ мм}$ , поэтому эмиссия не ограничена пространственным зарядом, т.е. ток эмиссии не зависит от апряжения анода.

Радиус эмиттирующей поверхности катода  $1.5 \text{ мм}$ . Распределение плотности заряда электронов вычисляется после моделирования  $3000$  электронных ТЛ, начинающихся в точках, равномерно покрывающих весь радиус катода. Токи, присвоенные ТЛ линейно увеличиваются от  $r=0$  до  $r=1.5 \text{ мм}$  (потому что с радиусом линейно возрастает площадь кольца, с которого собирается ток ТЛ), причём сумма по всем ТЛ равна полному току эмиссии.

Ослаблением первичного электронного пучка через рассеяние на дейтерии пренебрегаем. Полное сечение возбуждения молекулы  $D_2$  около  $2.9 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$  для электронов энергией  $200 \text{ эВ}$ , полное сечение ионизации -  $8 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$  [67], транспортное сечение упругого рассеяния  $1.7 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$  [76]. Если давление дейтерия  $2.3 \text{ Па}$ , то для электронов энергией  $200 \text{ эВ}$  длина свободного пробега составит  $4.2 \text{ см}$ , тогда как длина ТЛ в исходной конфигурации нейтронной трубки не превышает  $2 \text{ см}$ . В оптимизированной конфигурации, описанной ниже, длина свободного пробега электрона составляет  $21 \text{ см}$ , а длина ТЛ - не более  $1 \text{ см}$ .

Влиянием электронов вторичной ионизации также пренебрегаем, потому что полный ионный заряд будет примерно в  $43$  раза больше заряда вторичных

электронов ионизации (примерное отношение скоростей электронов и ионов составляет  $\sqrt{\frac{m_i}{m_e}} = \sqrt{4 \cdot 1840} \approx 86$ , где  $m_e$  – масса электрона,  $m_i$  – масса иона  $D_2^+$ . Эта величина должна быть поделена на 2, потому что на каждый ион приходится 2 вылетающих электрона). Такое упрощение ограничивает применимость метода (с. 53).

#### 2.1.4. Специфика моделирования заряда ионов

Процедура расчёта плотности электронного заряда совмещена с расчётом распределения скорости рождения ионов. В последней используются сечения ионизации, показанные на Рисунке 12. Таким образом, учитываются только диссоциативная и недиссоциативная объёмная ионизация. Предполагается, что ионы рождаются с нулевыми скоростями. В таком упрощённом представлении ионы  $D_2^+$  и  $D^+$ , стартующие из одной точки, движутся в потенциальном поле вдоль одной и той же траектории, но с отличающимися скоростями. Этот факт используется, чтобы избежать избыточного моделирования траекторий  $D^+$ .

Для каждого типа ионизации скорость рождения ионного заряда может быть оценена по формуле  $S = n_D \cdot \overset{electrons}{\rho} \langle v\sigma \rangle$ , где  $n_D$  – концентрация дейтерия,  $\overset{electrons}{\rho}$  – плотность электронного заряда (а именно, предиктор плотности электронного заряда, см. раздел 2.1.5),  $v$  – скорость,  $\sigma$  – зависимость сечения реакции от энергии, выражение  $\langle v\sigma \rangle$  означает усреднение по распределению энергии электронов. Если считать, что электроны рождаются на катоде с нулевой начальной скоростью, то распределение по скоростям в любой точке становится

$\delta$ -образным с пиком на  $v = \sqrt{\frac{2Ue}{m_e}}$ , где  $U$  – потенциал в точке,  $m_e$  – масса электрона,  $e$  – заряд электрона. При этом упрощается выражение для скорости

рождения ионного заряда:  $S = n_D \overset{electrons}{\rho} \sqrt{\frac{2Ue}{m_e}} \sigma \left( \sqrt{\frac{2Ue}{m_e}} \right)$ .

Скорость рождения ионного заряда в явном виде нигде не вычисляется в рамках метода. Вместо этого токи ТЛ вычисляются для каждой вершины МКЭ-сетки на основе попершинного распределения заряда электронов, вычисленного

ранее в скрипте:  $I_{D^+/D_2^+} = n_D \frac{q_e}{3} \sqrt{\frac{2Ue}{m_e}} \sigma \left( \sqrt{\frac{2Ue}{m_e}} \right)$ . Здесь  $q_e$  – это попершинное

распределение электронного заряда. Деление на 3 возникает из-за того, что каждый элемент при вычислении попершинного распределения делает одинаковый полный вклад в 3 разных узла сетки.

Считается, что ионы движутся свободно, т.е. на их движение влияет только электрическое поле. Это допущение неверно в общем случае, но оно может быть подтверждено *a posteriori* при анализе ионных траекторий.

Преобладающие процессы при взаимодействии ионов с фоновым газом – это резонансная перезарядка и поляризационное взаимодействие (Рисунок 23) [77].

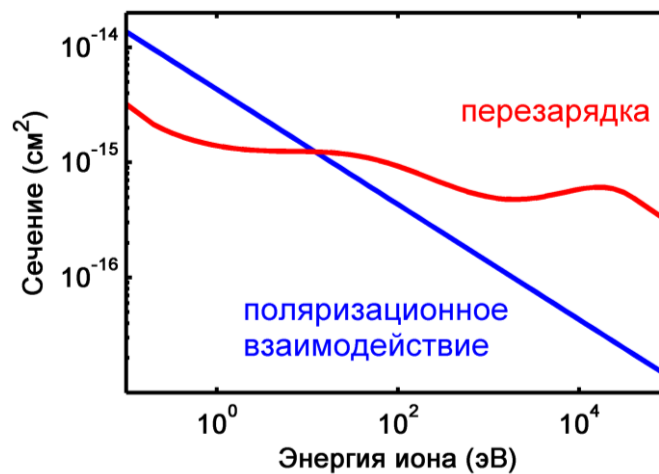


Рисунок 23. Транспортное сечение поляризационного взаимодействия и сечение перезарядки ионов  $D_2^+$  на газе  $D_2$  [67, 77].

Чтобы выяснить, справедливо ли предположение о свободном движении ионов, необходимо вычислить вероятность события, когда ион перестаёт следовать траектории свободного движения (т.е. происходит одно «эффективное» поляризационное столкновение или перезарядка). Эта вероятность равна:



$$p = n_D \int_{w=0}^{w=100V} (\sigma_{tr\_p}(w) + \sigma_{ch\_ex}(w)) dl, \quad \text{где интегрирование проводится вдоль}$$

траектории свободного движения. Область сильного поля ионной оптики (там отсутствуют эффекты пространственного заряда) начинается сразу, как только ион пересекает 100-вольтовую эквипотенциаль, поэтому интегрирование ведётся только на участке 0-100 В.

В оптимизированной конфигурации нейтронной трубки эта вероятность оказывается не более 0.12 для 99% ТЛ, поэтому поляризационным взаимодействием и перезарядкой в источнике ионов пренебрегаем.

### 2.1.5. Итеративное вычисление пространственной плотности заряда ионов

Вычисления реализованы по схеме «предиктор-корректор». Каждая итерация нумеруется 2 индексами:  $j$  – количество проделанных коррекций электронного заряда,  $i$  – количество коррекций ионного заряда. Каждая коррекция электронного заряда происходит после большого количества последовательных коррекций ионного заряда. На каждой итерации существует 3 предиктора: 1. предиктор плотности электронного заряда, 2. предиктор плотности заряда ионов  $D_2^+$ , 3. предиктор плотности заряда ионов  $D^+$ . После внесения предикторов в FEM-структуру (основной тип данных Comsol Script 1.3, представляющий МКЭ-модель) Решатель «Femstatic» вычисляет поле электрического потенциала, решая уравнение Пуассона. Исполнение алгоритма Femstatic включает в себя сборку матрицы системы линейных алгебраических уравнений для степеней свободы и решение этой системы методом LU-факторизации.

После вычисления потенциального поля инструмент particle tracing моделирует движение  $D_2^+$  ионов. Корректор вычисляется на основе данных о ТЛ в пределах одной итерации.

На следующей итерации предиктор плотности заряда вычисляется из корректора и предиктора на предыдущей итерации по формуле:

$${}^{ions} \rho_{i+1,j}^p = (1 - \alpha_{ions}) {}^{ions} \rho_{i,j}^p + \alpha_{ions} {}^{ions} \rho_{i,j}^c,$$

где  ${}^{ions} \rho_{i,j}^p$  - предиктор на итерации  $i,j$ ,  ${}^{ions} \rho_{i,j}^c$  - корректор на итерации  $i,j$ ,  $\alpha_{ions}$  – параметр релаксации заряда ионов.

Вычисление начинается с начальных оценок электронной и ионной плотностей заряда. Начальная оценка, использовавшаяся в вычислениях, имела вид:

$$\begin{cases} {}^{D^+} \rho_{0,0}^p = I_{D^+} \cdot 10^{-7} [s] / \sqrt{2} / V \\ {}^{D_2^+} \rho_{0,0}^p = I_{D_2^+} \cdot 10^{-7} [s] / V \end{cases}$$

Это эвристическая оценка, предполагающая, что плотность заряда определяется только вновь рождёнными медленными ионами,  $V$  - средний объём ячейки, а  $10^{-7}$  с – это характерное время извлечения иона  $D_2^+$  из одной ячейки средних размеров. Множитель  $1/\sqrt{2}$  вносит поправку на то, что ионы  $D^+$  движутся в  $\sqrt{2}$  раз быстрее ионов  $D_2^+$ . Правильный подбор начальной оценки плотности ионного заряда позволяет сэкономить время лишь на одной-двух первых итерациях, поэтому ей можно не уделять особого внимания.

Начальная оценка для заряда электронов – это плотность заряда, вычисленная по электронным ТЛ, смоделированным в вакуумном поле.

Когда первая итерация завершается, вычисляется ошибка согласования ионного заряда:

$${}^{ions} D_{i,j} = \frac{\int_V |{}^{ions} \rho_{i,j}^p - {}^{ions} \rho_{i,j}^c| dV}{\int_V {}^{ions} \rho_{i,j}^p dV},$$

где объём интегрирования – это весь активный объём нейтронной трубки.

Вычисления с  $\alpha_{ion}=1$  и 0.4 не продемонстрировали сходимости, а при  $\alpha_{ion}=0.05$  сходимость была достигнута (Рисунок 24).

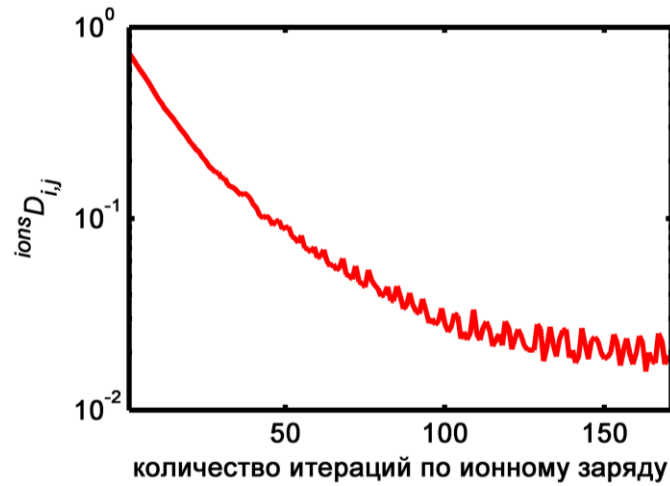


Рисунок 24. Сходимость итераций по ионному заряду при  $\alpha_{ion}=0.05$  до первой коррекции электронного заряда.

### 2.1.6. Итеративное вычисление пространственной плотности заряда электронов

Критерием завершения серии коррекций заряда ионов является условие  ${}^{ions}D_{i,j} \leq t_{ions}$ , где  $t_{ions}$  – целевое значение ошибки согласования ионного заряда. После завершения серии коррекций заряда ионов происходит одна коррекция заряда электронов:

$${}^{electrons}\rho_{j+1}^p = (1 - \alpha_{electrons}) {}^{electrons}\rho_j^p + \alpha_{electrons} {}^{electrons}\rho_j^c,$$

где  ${}^{electrons}\rho_j^p$  – это предиктор после  $j$ -й коррекции электронного заряда,  ${}^{electrons}\rho_j^c$  – это корректор после  $j$ -й коррекции электронного заряда,  $\alpha_{electrons}$  – параметр релаксации заряда электронов. Следует отдельно отметить, что предикторы и корректоры электронной плотности заряда нумеруются одним индексом, в отличие от ионных распределений, которые нумеруются двумя индексами.

После коррекции заряда электронов вычисляется ошибка согласования электронного заряда:

$${}^{electrons}D_j = \frac{\int_V |{}^{electrons}\rho_j^p - {}^{electrons}\rho_j^c| dV}{\int_V |{}^{electrons}\rho_j^p| dV}$$

Далее решатель делает серию коррекций ионного заряда. Когда условие  ${}^{electrons}D_j \leq t_{electrons}$  ( $t_{electrons}$  – целевое значение ошибки согласования электронного заряда) выполняется,  $t_{electrons}$ ,  $t_{ions}$ ,  $\alpha_{ions}$  и  $\alpha_{electrons}$  меняются в соответствии с настройками пользователя или управление передаётся пользователю.

Полный алгоритм стационарного итерационного решателя показан в приложении (с. 118).

## § 2.2. Моделирование исходной конфигурации нейтронной трубки

### 2.2.1. Сходимость итерационного моделирования

Работа нейтронной трубки исходной конфигурации моделировалась при токе эмиссии 15 мА, давлении дейтерия в трубке 2.3 Па. Вычисления проводились на компьютере Intel Core i7 4790, 4x3600 МГц, 16 Гб RAM. Настройки решателя показаны в таблице 2. Решатель переходит с одной строки таблицы настроек на другую, когда удовлетворяется условие  ${}^{electrons}D_j \leq t_{electrons}$ .

Таблица 2. Настройки решателя, использованные для моделирования исходной конфигурации нейтронной трубки.

$t_{electrons}$	$t_{ions}$	$\alpha_{electrons}$	$\alpha_{ions}$
0.1	0.095	0.07	0.07
0.02	0.01	0.04	0.04
0.01	0.007	0.018	0.018
0.006	0.005	0.012	0.012

Каждое событие снижения профиля сходимости ионного заряда ниже графика  $t_{ions}$  (Рисунок 25) соответствует очередной коррекцией электронного заряда. Наименьшие значения ошибки согласования, полученные в этом моделировании, составляют 0.6 % для электронов и 0.4% для ионов.

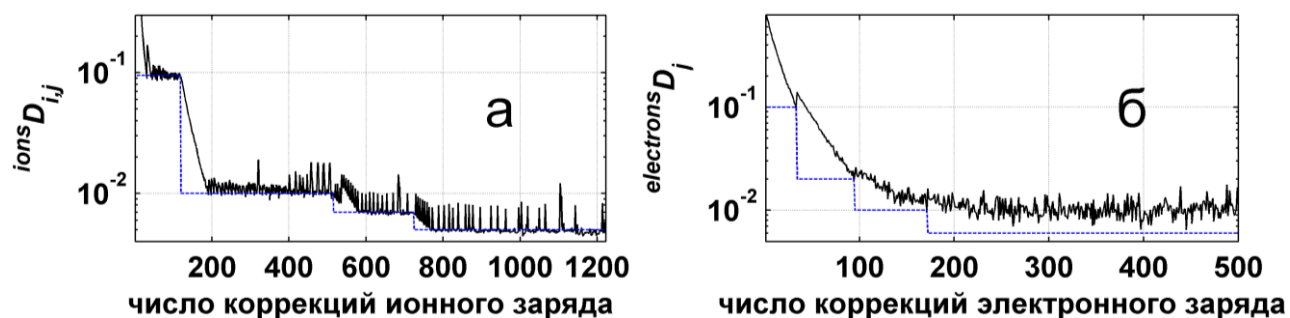


Рисунок 25. Сходимость итераций по ионному заряду (а) и электронному заряду (б) для исходной конфигурации нейтронной трубки. Пунктирные линии показывают значения  $t_{ions}$  и  $t_{electrons}$  соответственно

### 2.2.2. Границы применимости метода

Псевдосогласованное электростатическое поле в источнике ионов трубки исходной конфигурации показано на Рисунке 26. Это поле называется псевдосогласованным, потому что оно имеет максимум во внутреннем объёме полого анода. Это значит, что низкоэнергетичная часть вторичных электронов ионизации не может покинуть потенциальную яму и накапливается там до тех пор, пока не начнёт оказывать существенного влияния на потенциальное поле. Это тот случай, когда необходимо детальное моделирование методом PIC, а описанный выше метод не работает.

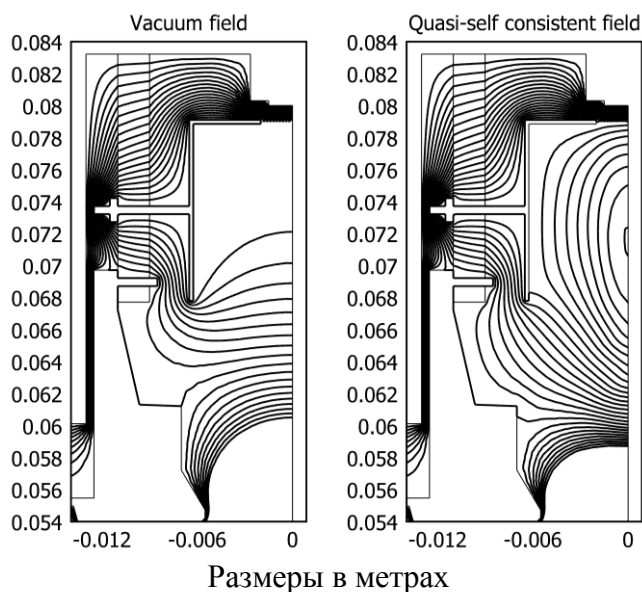


Рисунок 26. Вакуумное (слева) и псевдосогласованное (справа) поля в ионном источнике трубки исходной конфигурации. Экипотенциали показаны с шагом 10 В.

Таким образом, область применимости метода распространяется на электростатические системы с низким давлением (или малым характерным размером), в которых влияние пространственного заряда достаточно слабо, чтобы искажения поля не приводили к образованию экстремумов потенциала.

### § 2.3. Концепция бесплазменной нейтронной трубки

Когда в полости анода возникает плазма, извлечение ионов становится неэффективным: ионы частично извлекаются в апертуру экстрактора, но преимущественно на стенку анода. Это в свою очередь свидетельствует о низкой эффективности использования эмиссии катода. Эффективность извлечения ионов также снижается из-за малой напряженности электрического поля внутри сетки, приводящей к конверсии ионов  $D_2^+$  в  $D_3^+$ . Кроме того, моделирование такой системы чрезвычайно проблематично из-за необходимости учета холодных электронов, заполняющих потенциальную яму в анодной полости.

В связи с этим предлагается сделать трубку **бесплазменной**. Это определение означает, что везде в полости анода существует извлекающее поле (т.е. нет областей, экранированных холодной плазмой). При условии, что катод может давать эмиссию в 15 мА, можно показать, что извлечение может быть улучшено, обеспечивая 50 мкА ионного тока даже при уменьшенном давлении дейтерия (около 0.5 Па). Чтобы достичь этого, нужно увеличить напряжённость извлекающего поля, укоротив анод и придвинув его к экстрактору. Это изменение позволяет сдвинуть мишень глубже под сапрессор (что уменьшает необходимый номинал сопротивления между мишенью и сапрессором, улучшает защиту изолятора ИОС от напыления продуктов эрозии мишени и улучшает расходимость пучка ионов на мишени), уменьшив (или как минимум, сохранив) при этом расстояние от катода до мишени. Этот факт интересен с точки зрения потенциального применения такой трубки в инструментах нейтронного каротажа (см. с. 14). В исходной конфигурации расстояние от катода до мишени 5.6 см, в бесплазменной – 4.9.

Ещё одна доработка – это коническая сетка на экстракторе, решающая две проблемы: когда трубка работает в импульсном режиме (напряжение анода имеет вид меандра) сетка экстрактора запирает медленные ионы при скачке напряжения анода вниз, делая острее задние фронты нейтронных вспышек, кроме того сетка рассеивает первичные электроны с катода на периферию (Рисунок 29), делая профиль ионного тока на мишени более широким.

### 2.3.1. Результаты моделирования бесплазменной нейтронной трубки при напряжении на экстракторе 100 В

Работа бесплазменной нейтронной трубки моделировалась при токе эмиссии 12 мА, напряжении экстрактора 100 В, напряжении на аноде 200 В и давлении дейтерия 0.5 Па. Вычисления проводились на компьютере Intel Pentium Dual CPU E2180, 2ГГц, 1Гб RAM. Настройки решателя показаны в таблице 3.

Таблица 3. Настройки решателя, использованные для моделирования бесплазменной нейтронной трубки.

$t_{electrons}$	$t_{ions}$	$\alpha_{electrons}$	$\alpha_{ions}$
0.1	0.1	0.5	0.5
0.02	0.02	0.15	0.15
0.01	0.007	0.09	0.09

Следует отметить, что при моделировании бесплазменной трубки сходимость (Рисунок 27) может быть получена при более высоких значениях параметров релаксации (т.е. ускорена), потому что потенциальное поле слабее зависит от пространственного заряда, возникающего в активном объёме, и наоборот.

Минимальные ошибки согласования плотностей зарядов 1.5% для электронов и 0.5 % для ионов. Первое событие снижения ошибки согласования электронного заряда ниже 1.5% происходит после 7 часов вычислений.

Интересно отметить, что внесение экстракторной сетки заметно ухудшает предел сходимости для электронов и не оказывает влияния на сходимость для

ионов. Причина этого заключается в качественном различии того, как движутся ионы и электроны вблизи сетки. Поле в потенциальных менисках около концентрических проводов (Рисунок 28) упрощённой сетки действует на заряженные частицы таким образом, что значительная часть электронных ТЛ заканчивается на сетке (Рисунок 29, эффективная прозрачность меньше геометрической). Ионы фокусируются в окрестности менисков и проходят сетку без потерь (Рисунок 30, эффективная прозрачность больше геометрической). Для многих электронных ТЛ сам факт окончания на сетке определяется малыми вариациями поля, происходящими при коррекции зарядов, это приводит к резким скачкам электронного заряда на периферии анодной полости при коррекциях электронного заряда и крупной ряби на профиле сходимости итераций по электронному заряду.

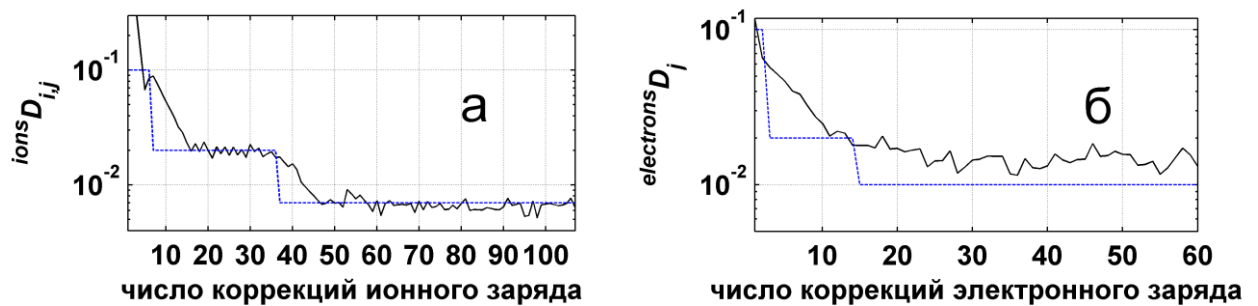


Рисунок 27. Сходимость итераций по ионному заряду (а) и электронному заряду (б) для бесплазменной нейтронной трубки. Пунктирные линии показывают значения  $t_{ions}$  и  $t_{electrons}$  соответственно

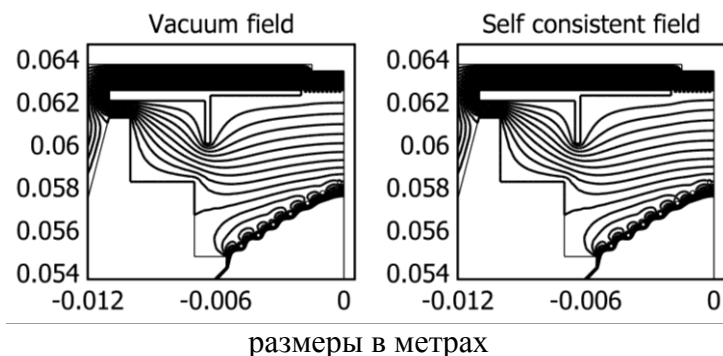


Рисунок 28. Вакуумное (слева) и согласованное (справа) поля в ионном источнике бесплазменной трубки. Эквипотенциалы показаны с шагом 10 В.



На Рисунке 29 можно видеть, как работает сетка экстрактора при напряжении на ней 100 В. С точки зрения максимизации выхода ионов наиболее значимые электронные ТЛ – это те, которые начинаются на периферии катода, потому что они несут наибольший ток. Эти траектории должны быть как можно сильнее удлинены, оставаясь при этом в анодной полости, откуда ионы могут извлекаться. Как хорошо заметно на Рисунке 30, ионы могут извлекаться только из цилиндрической области под плоской частью анода.

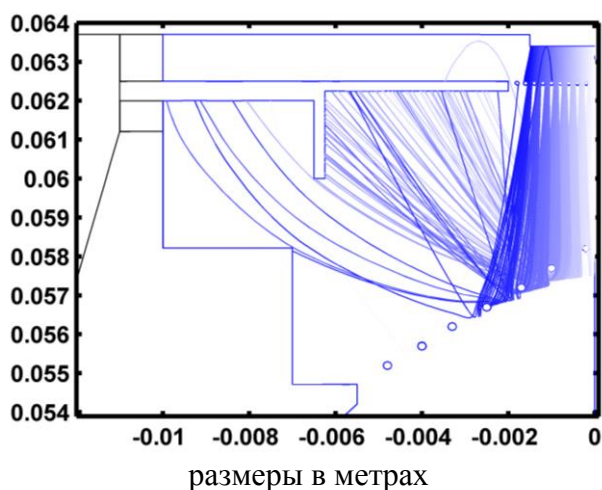


Рисунок 29. траектории электронов в источнике ионов с напряжением на экстракторе 100 В. Смоделировано 7000 траекторий, 1/10 из них показана. Для удобства визуального восприятия цветовая яркость каждой траектории сделана пропорциональной элементарному току, приписанному ей.

Профиль плотности ионного тока на мишени имеет немонотонный характер (Рисунок 31). Ясно различимые пики на 1, 2 и 2.8 мм создаются ионами, извлечёнными через щели 2, 3 и 4. Эти ионы возникают при ионизации электронами, не успевшими рассеяться на сетке экстрактора. Хвост распределения (ионы, попадающие на мишень на радиусах больше 3 мм) возникает от электронов, рассеянных на периферию и содержит 23% всего ионного тока на мишени. Полный ток на мишени составляет 50,9 мкА. Это значит, что трубка может работать при давлении дейтерия 0.5 Па, и эмиссии электронов 12 мА.

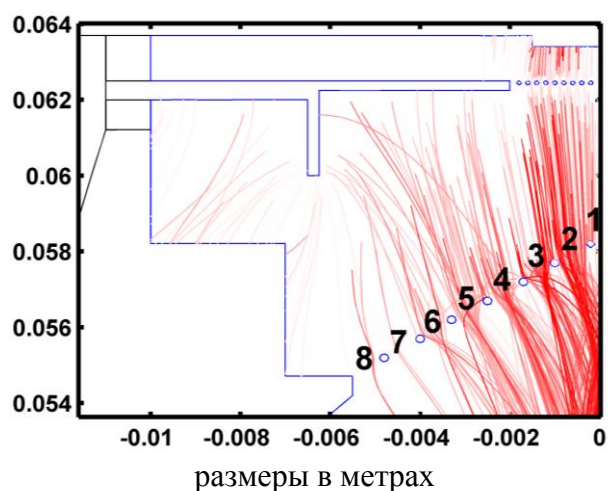


Рисунок 30. Траектории ионов в источнике ионов с напряжением на экстракторе 100 В. Смоделировано 3459 траекторий, 1/4 из них показана. Для удобства визуального восприятия цветовая яркость каждой траектории сделана пропорциональной элементарному току, приписанному ей. Концентрические щели в экстракторной сетке пронумерованы

Поскольку рассеяние электронов на экстракторной сетке (а значит и профиль ионного тока) сильно зависит от ее геометрических особенностей, а также из-за того, что вероятность перезарядки, влияющей на траектории ионов, достаточно велика, невозможно ожидать точного воспроизведения профилей плотности тока на мишени в реальной трубке, но при этом отношения токов на периферии и в центре должны согласовываться с моделированием.

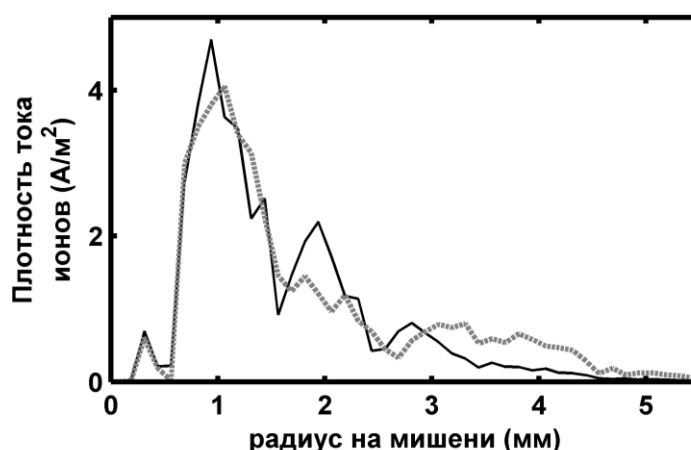


Рисунок 31. Профили ионного тока на поверхности мишени. непрерывная чёрная линия – 100 В на экстракторе, пунктирная серая – 20 В.

### 2.3.2. Результаты моделирования бесплазменной нейтронной трубки при 20 В на экстракторе

Как уже отмечалось, экстракторная сетка под напряжением 100 В замыкает на себе значительную часть электронных ТЛ, что плохо сказывается на сходимости вычислений и качестве профиля ионного тока. Эта проблема может быть просто решена заземлением экстрактора, но характер рассеяния электронов изменится таким образом, что периферия анодной полости станет обеднённой электронами. Наилучшее решение – это подать на экстрактор такое напряжение, при котором периферийная часть электронного потока не достигает сетки, а центральная заходит под сетку и отражается обратно, частично замыкаясь на ней. Это позволит увеличить отношение периферического ионного тока на мишени к центральному (Рисунок 31).

Моделирование проводилось с настройками решателя, показанными в таблице 4.

Таблица 4. Настройки решателя, использованные для моделирования бесплазменной нейтронной трубки с напряжением экстрактора 20 В.

$t_{electrons}$	$t_{ions}$	$\alpha_{electrons}$	$\alpha_{ions}$
0.1	0.1	0.5	0.5
0.02	0.02	0.15	0.15
0.01	0.007	0.09	0.09
0.008	0.005	0.03	0.03
0.006	0.004	0.015	0.015

Как и ожидалось, снижение напряжения экстрактора улучшает сходимость итераций по электронному заряду (Рисунок 32).

При 20 В на экстракторе периферическая часть электронного потока полностью замыкается на периферии анода (Рисунок 33). Это приводит к улучшению профиля плотности ионного тока на мишени (Рисунок 31). Если принять за формальную границу между периферией и центральной частью

мишени радиус 2.5 мм, то распределение ионного тока по мишени будет иметь вид, показанный в таблице 5.

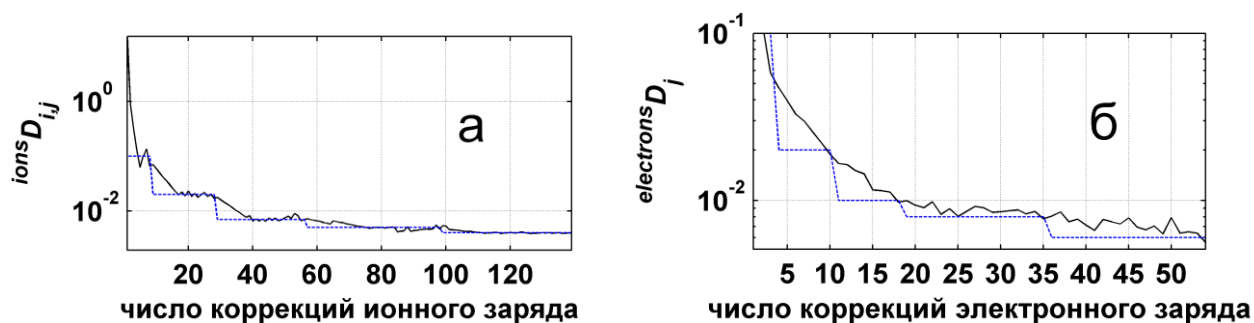


Рисунок 32. Сходимость итераций по ионному заряду (а) и электронному заряду (б) для бесплазменной нейтронной трубки с 20 В на экстракторе. Пунктирные линии показывают значения  $t_{ions}$  и  $t_{electrons}$  соответственно

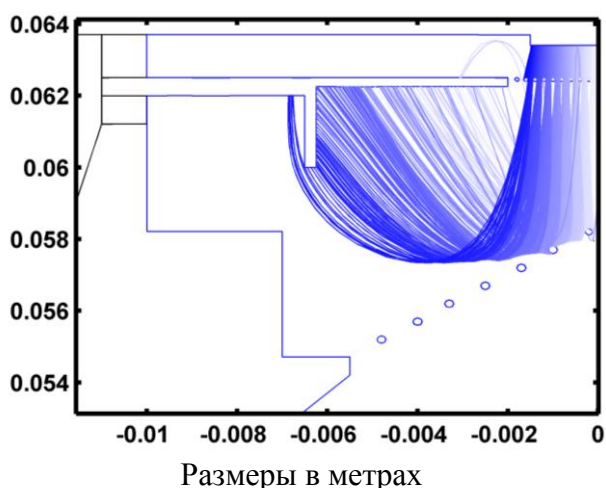


Рисунок 33. траектории электронов в источнике ионов с напряжением на экстракторе 20 В. Смоделировано 7000 траекторий, 1/10 из них показана. Для удобства визуального восприятия цветовая яркость каждой траектории сделана пропорциональной элементарному току, приписанному ей.

Таблица 5. Зависимость центральной и периферической частей ионного потока на мишени от напряжения на экстракторе. Формальная граница между центром и периферией – радиус 2.5 мм.

Напряжение экстрактора, В	Центральная часть, мкА	Периферическая часть, мкА
100	36.0	14.9
20	33.0	28.8

Реальная экстракторная сетка сделана из сетки с квадратными ячейками сворачиванием в конус. Это уменьшает геометрическую прозрачность около вершины конуса и (теоретически) делает профиль тока на мишени более уширенным.

С точки зрения увеличения ресурса трубки напряжение 20 В на экстракторе предпочтительно по сравнению с 100 В на экстракторе. Однако с точки зрения длительности задних фронтов нейтронных вспышек – наоборот, потому что момент, когда нейтронный поток прекращается, определяется минимальной энергией иона, при которой он ещё может преодолеть отталкивающее действие поля в источнике ионов после подачи нулевого напряжения на анод. Чем выше эта энергия, тем короче задний фронт.

### **2.3.3. Общие замечания о принципе разработки бесплазменной нейтронной трубки**

Концепция бесплазменной нейтронной трубки есть воплощение идеи о том, что можно пожертвовать эффективностью ионизации первичными электронами с катода в пользу максимизации эффективности извлечения ионов. Очевидно, вакуумное поле устроено таким образом, что извлекает почти 100% ионов в ИОС. Необходимо только сделать самосогласованное поле похожим на вакуумное. Для решения этой задачи стационарный решатель более удобен, чем РС-решатель, потому что первый покажет возникновение экстремума потенциала (если он вообще образуется) после первых 4-6 итераций (около 5 минут на компьютере Intel Core i7 4790, 4x3600 МГц, 16 Гб RAM, использованном для моделирования исходной конфигурации). Пользователю следует просто остановить моделирование и вернуться к оптимизации дизайна. РС-решатель будет медленно продвигаться по последовательности шагов по времени, а пользователь может оценить промежуточные результаты только после значительного количества шагов по времени.

## § 2.5. О надёжности результатов моделирования

Один из общепринятых методов проверки того или иного метода моделирования физических систем – это моделирование какой-либо системы, имеющей аналитическое описание. Заключение о применимости метода делается на основе сравнения результатов моделирования и аналитического описания.

Рассмотрим сферически симметричную систему (Рисунок 34), состоящую из катода радиусом 20 мм и анода радиусом 60 мм. Катод заземлён, а потенциал анода 500 В. Пусть ток эмиссии с катода равен 35 мА, а давление дейтерия между анодом и катодом составляет 2 Па. Электроны возникают на поверхности катода и ускоряются по направлению к аноду, ионы рождаются в межэлектродном пространстве и направляются к катоду. Считаем, что ионы рождаются только в недиссоциативной ионизации. Если предположить, что самосогласованный потенциал не имеет экстремумов, то можно получить систему дифференциальных уравнений, описывающих электрический потенциал и пространственный заряд:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) = - \frac{\rho_i + \rho_e}{\varepsilon_0} \\ \rho_e(r) = \frac{I_e}{4\pi r^2 v_e(r)} \\ F_i(r) = -n_D \rho_e(r) v_e(r) \sigma(v_e(r)) \\ \rho_i(r) = \int_r^{R_{ext}} \frac{1}{4\pi r^2 v_i(r, \tilde{r})} F_i(\tilde{r}) \cdot 4\pi \tilde{r}^2 d\tilde{r} \end{array} \right.$$

Здесь  $\varphi(r)$  – это потенциал, зависящий только от радиуса  $r$ ,  $\varepsilon_0$  – проницаемость вакуума,  $\rho_e(r)$  – плотность заряда электронов (всегда отрицательна),  $\rho_i(r)$  – плотность заряда ионов (всегда положительна),  $F_i(r)$  – скорость рождения  $D_2^+$ -ионов,  $v_e(r)$  – скорость электронов на радиусе  $r$ ,  $v_i(r, \tilde{r})$  – скорость ионов, аргумент  $r$  – это текущий радиус,  $\tilde{r}$  – радиус, на котором ион был рождён с нулевой скоростью,  $I_e$  – отрицательный ток эмиссии,  $n_D$  – концентрация дейтерия при 2 Па,  $\sigma(v_e)$  – зависимость сечения недиссоциативной ионизации от скорости электрона,  $R_{ext}$  – радиус анода.

Скорость электрона может быть расписана как  $v_e(r) = \sqrt{\frac{2e(\varphi(r) + \varphi_0)}{m_e}}$ , где  $e$  – элементарный заряд,  $m_e$  – масса электрона. Начальная энергия электронов принята отличной от нуля (5 эВ), чтобы избежать расходимости в  $\rho_e(r)$  на поверхности катода.

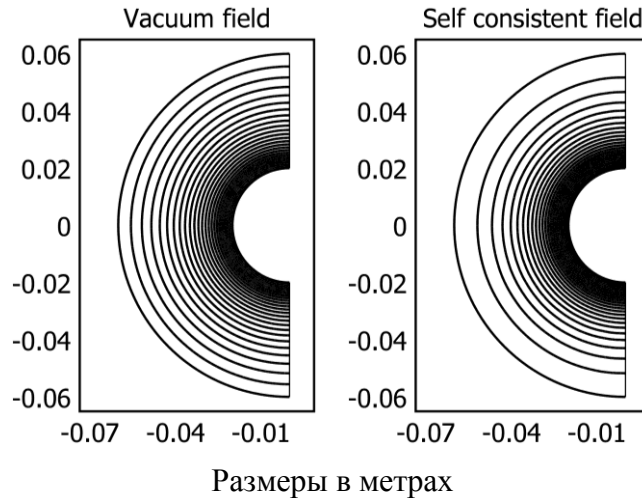


Рисунок 34. Вакуумное (слева) и согласованное (справа) поля в сферически симметричной системе. Эквипотенциалы показаны с шагом 20 В.

Скорость ионов может быть расписана как  $v_i(r, \tilde{r}) = \sqrt{\frac{2e(\varphi(\tilde{r}) - \varphi(r))}{m_i}}$ , где  $m_i$  – масса иона  $D_2^+$ . Принимаем, что  $m_i = 4 \times 1840 \times m_e$ .

Для дальнейшего исследования система уравнений может быть переписана как:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) = -\frac{\rho_i + \rho_e}{\epsilon_0} \\ \rho_e(r) = \frac{I_e}{4\pi r^2} \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \frac{1}{\sqrt{\varphi(r) + \varphi_0}} \\ \rho_i(r) = -\frac{n_D I_e}{4\pi r^2} \sqrt{\frac{m_i}{2e}} \int_r^{R_{ext}} \frac{\sigma(v_e(\tilde{r}))}{\sqrt{\varphi(\tilde{r}) - \varphi(r)}} d\tilde{r} \end{array} \right.$$

У этой системы уравнений нет аналитического решения, но можно получить численное решение на произвольно плотной одномерной сетке методом прогонки [79] (Рисунок 35, 36).

Система моделировалась с настройками, показанными в таблице 6. Особенность системы заключается в том, что все траектории на любой итерации

выстроены вдоль радиусов, меняется только зависимость скорости от радиуса. Это сильно ускоряет сходимость (Рисунок 37). Даже несмотря на то, что заметен эффект пространственного заряда, моделирование может быть проведено вообще без релаксации.

Таблица 6. Настройки решателя, использованные для моделирования сферически симметричной системы.

$t_{electrons}$	$t_{ions}$	$\alpha_{electrons}$	$\alpha_{ions}$
0.2	0.2	1	1
0.07	0.07	1	1
0.03	0.03	1	1
0.01	0.01	1	1
0.0001	0.0013	1	1

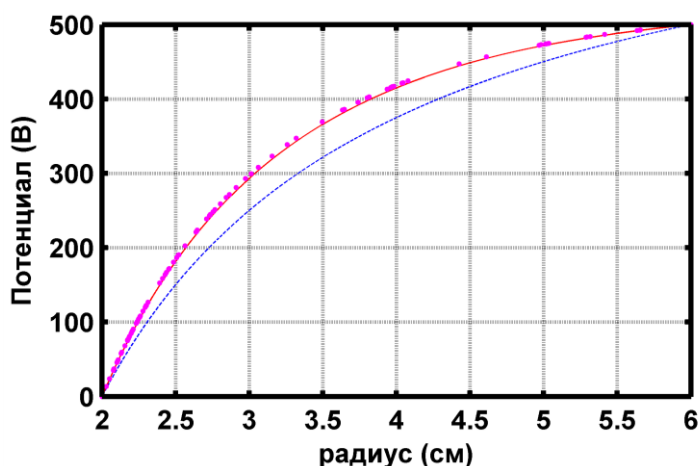


Рисунок 35. Вакуумное поле (пунктирная кривая), согласованное поле, рассчитанное методом прогонки (сплошная кривая) и согласованное поле, рассчитанное стационарным итерационным методом (точки, показывающие значение потенциала в расширенной МКЭ-сетке, показано только 100 точек из 1815)

Точность вычисления ионного пространственного заряда, определённая по формуле ошибки согласования, оказывается равной 2.5%, что хуже точности согласования предиктора и корректора (0.1%, Рисунок 37а). Детальное разбирательство показывает, что инструмент particle tracing программы Comsol



Multiphysics 3.5 часто срывает с нарушением закона сохранения полной энергии частицы. Это нарушение почти отсутствует для частиц, стартующих с поверхности электрода, но для частиц, стартующих внутри межэлектродного объёма, недооценка кинетической энергии может достигать 8% в худших случаях.

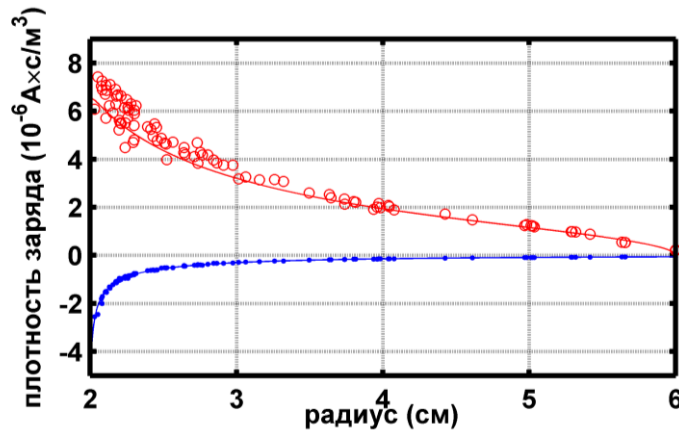


Рисунок 36. Плотность заряда ионов, полученная решением системы дифф. уравнений (верхняя сплошная линия), плотность заряда электронов, полученная решением системы дифф. уравнений (нижняя сплошная линия), плотность заряда ионов, полученная моделированием (символы «о», 100 точек из 1815 показаны), плотность заряда электронов, полученная моделированием (сплошные точки, 100 точек из 1815 показаны)

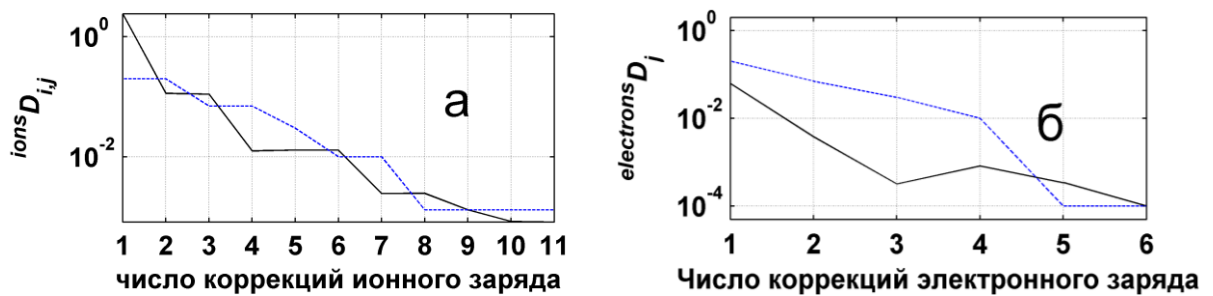


Рисунок 37. Сходимость итераций по ионному заряду (а) и электронному заряду (б) для сферически симметричной системы. Пунктирные линии показывают значения  $t_{ions}$  и  $t_{electrons}$  соответственно

На примере хорошего согласия расчётов электронной плотности разными методами видно, что при использовании консервативных (т.е. не нарушающих закон сохранения полной энергии) инструментов моделирования движения заряженных частиц предложенный стационарный итерационный метод может

успешно использоваться для моделирования систем, находящихся в пределах области его применимости.

## Глава 3

# Опыт работы с генератором нейтронов на бесплазменной нейтронной трубке

### § 3.1. Конструкция бесплазменной нейтронной трубки

На основе результатов многократно повторенного моделирования была разработана конструкция новой нейтронной трубки. Помимо геометрических решений в конфигурации источника ионов новая конструкция отличается от исходной минимальным количеством паяных соединений металл-керамика. В исходной конструкции металлокерамический корпус источника ионов имел большое количество радиальных выводов напряжения (Рисунок 11) для обеспечения жёсткой фиксации внутренних элементов вдоль оси. Это было необходимо для того, чтобы трубка могла работать в условиях сильных вибраций при проведении каротажа. На этапе отработки новой концепции извлечения ионов решать довольно трудную конструкторскую задачу обеспечения механической жёсткости представляется нецелесообразным, поэтому в новой нейтронной трубке источник ионов целиком выполнен из консольных деталей, а его корпус является цельнометаллическим (Рисунок 38). В отличие от исходного варианта экстрактора в новой трубке экстрактор сделан композитным (12X18Н10Т со стороны ионного источника + медь со стороны изолятора ИОС), потому что тонкая кольцевая часть экстрактора (место припаивания главного изолятора ИОС), сделанная из холоднокатаного ковара, как выяснилось, часто оказывается вакуумно неплотной сама по себе.

Слой титана на нейтроногенерирующей мишени получен методом магнетронного напыления, но, в отличие от предыдущего прототипа, для обеспечения наилучшей адгезии к меди напыление тонких слоёв чередовалось с проплавкой напылённого титана мощным электронным пучком. Операция по напылению проводилась в Институте сильноточной электроники СО РАН (город Томск).

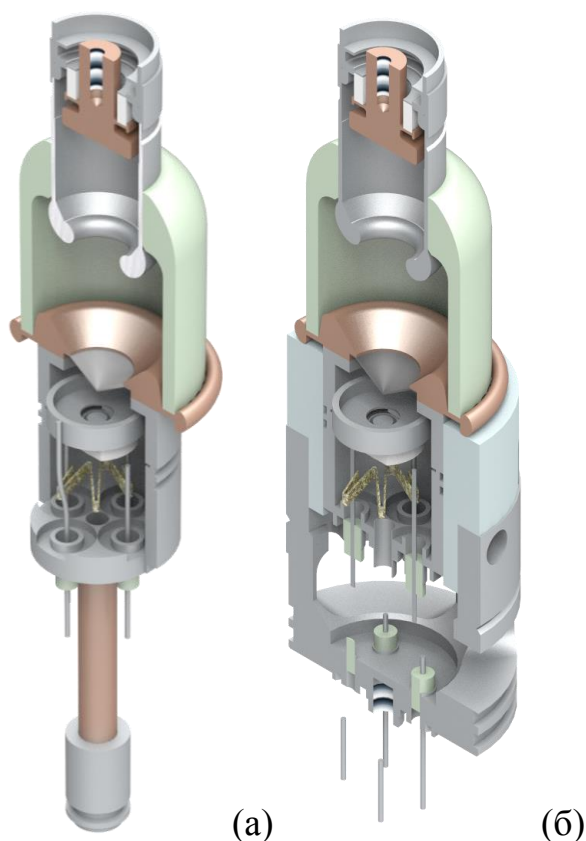


Рисунок 38. Сечение конструкции бесплазменной нейтронной трубки: а – трубка на штангеле, б – отпаянная трубка в патроне-переходнике, готовая к монтажу внутри генератора нейтронов.

### § 3.2. Моделирование переходных процессов в ионном источнике

Теоретическое изучение импульсного нейтронного выхода начинается с естественного предположения, что импульсы нейтронного выхода полностью повторяют по форме импульсы ионного тока. Естественный и универсальный подход к моделированию установления и угасания ионного тока – это моделирование в рамках метода РС, однако слабое отличие самосогласованного поля в ионном источнике бесплазменной трубки от вакуумного поля позволяет смоделировать переходный процесс с использованием только инструментария стационарного моделирования.

В силу порядковых различий в массах ионов и электронов считаем, что при переключениях анодного напряжения появление и исчезновение электронов, а также установление равновесного распределения по объёму скорости ионизации происходят мгновенно. А поскольку особенности строения профиля плотности

ионного тока на мишени при переходных процессах не интересны, то считаем, что потенциальное поле является вакуумным. Чтобы последнее упрощение не вносило сильных различий с реальностью, необходимо, чтобы в каждой фазе работы источника ионов между анодом и экстракторов была достаточная разность потенциалов. Далее рассматривается номинальный импульсный режим работы трубки, в котором на экстракторе постоянное напряжение 100 В, а на аноде переменное (меандр) с минимумом 0 В и максимумом 200 В (Рисунок 39).

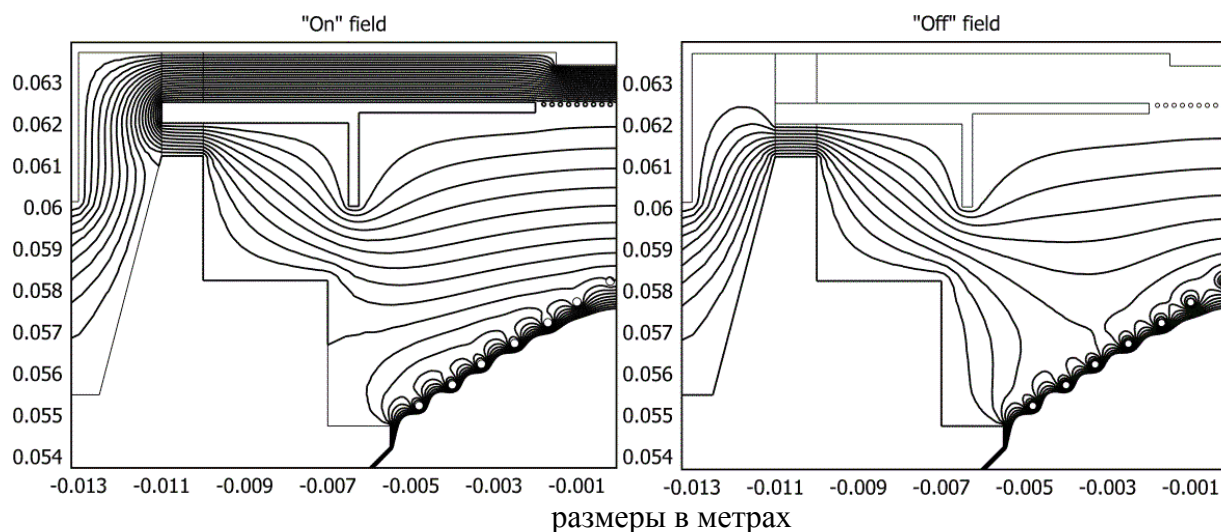


Рисунок 39. Потенциальное поле в источнике ионов нейтронной трубки при напряжении на аноде 200 В (“On” field), и 0 В (“Off” field). Эквипотенциали показаны с шагом 10 В.

### 3.2.1. Представление переходного процесса на положительном фронте анодного напряжения

В целом подход к моделированию аналогичен описанному в главе 2. Полный ионный поток представляется как совокупность ТЛ, которые начинаются в тех узлах расширенной МКЭ-сетки, в которых скорость рождения ионов не равна нулю. Для каждой ТЛ время пролёта известно из данных инструмента particle tracing.

Переходный процесс представляется двумя рядами чисел: 1-й – это возрастающая последовательность времён пролёта разных ТЛ, а 2-й – это кумулятивная сумма соответствующей последовательности их элементарных токов. Таким образом, для получения переднего фронта нейтронного импульса не

нужно проводить специального моделирования – результат оказывается естественным образом известен из моделирования профиля плотности ионного тока на мишени.

### 3.2.2. Моделирование переходного процесса на отрицательном фронте анодного напряжения

Каждая ТЛ, смоделированная при 200 В на аноде, рассматривается как множество ионов с различной начальной энергией, которые выстроены вдоль ТЛ. Задача заключается в том, чтобы выяснить, какие ионы после обнуления анодного напряжения могут преодолеть отталкивающее действие поля, а какие – не могут. Далее необходимо выяснить моментальные значения элементарного тока, который создаётся долетающими ионами в моменты долёта до мишени, то есть сформировать осциллограммы угасания элементарных токов. Каждая ТЛ, заканчивающаяся на мишени при анодном напряжении 200 В, должна быть проанализирована таким образом (Рисунок 40а).

Анализирующий скрипт начинает с иона в точке начала ТЛ. Этот ион имеет нулевую начальную энергию. Скрипт проверяет, достигает ли этот ион мишени. Если да, то инструмент *particle tracing* вычисляет время пролёта для этого иона и скрипт переходит к следующему иону вдоль ТЛ и так далее до конца ТЛ. Результат анализа – это соответствие набора времён пролёта  $^{TOF}t_i$  ( $i$  – индекс, нумерующий точки дискретизации ТЛ, из которых ионы достигают мишени) в поле при 0 В на аноде и набора времён в точках дискретизации ТЛ  $^{partT}t_i$  (это время, отсчитываемое от момента рождения иона до достижения каждой точки дискретизации ТЛ в поле с 200 В на аноде). Осциллограмму угасания элементарного тока (значения элементарного тока  $^{decay}I_i$  в моменты времени  $^{TOF}t_i$ ) можно получить по формуле  $^{decay}I_i = {}^{str}I \frac{{}^{partT}t_{i+1} - {}^{partT}t_i}{{}^{TOF}t_{i+1} - {}^{TOF}t_i}$ , где  ${}^{str}I$  –

стационарный элементарный ток ТЛ в поле с 200 В на аноде. Каждая осциллограмма имеет условно горизонтальную часть в начале (Рисунок 40б). Она

соответствует ионам, которые в момент переключения анода уже находятся в ИОС. Угасающая часть соответствует ионам, находящимся в источнике ионов в момент переключения. Временной профиль угасания полного ионного тока есть сумма профилей угасания элементарных токов.

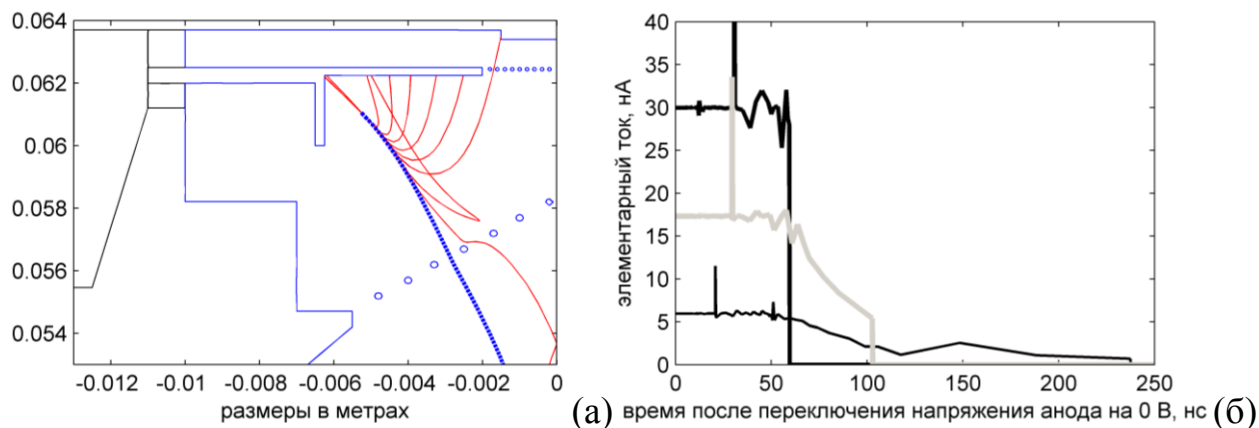


Рисунок 40. а – Анализ токовой линии (ТЛ) иона  $D_2^+$ . Толстая пунктирная линия – ТЛ, смоделированная при 200 В на аноде. Тонкие сплошные линии – ионные траектории, смоделированные при нулевом напряжении на аноде. Для удобства визуального восприятия показана только первая траектория, достигающая мишени, б – 3 примера осциллограмм угасания элементарных токов.

### 3.2.3. Влияние структуры экстракторной сетки на фронты нейтронных импульсов

Моделирование задних фронтов нейтронных вспышек при разных расстояниях  $L$  между проволоками сетки в упрощённом 2D-представлении (Рисунок 41а) показывает, что имеет место зависимость длительности заднего фронта импульса ионного тока от геометрической прозрачности сетки (Рисунок 41б, речь идёт о геометрической прозрачности, а не о величине  $L$ , чтобы подчеркнуть намерение обобщить выводы на случай реальной сетки с квадратными ячейками). Для переднего фронта такая зависимость отсутствует. Причина этого заключается в том, что электрическое поле при напряжении на аноде 200 В ускоряет ионы и они быстро проходят окрестность сетки. Таким образом, форма переднего фронта зависит только структуры «дальнего поля» (поля на расстояниях от сетки, больших  $L$ ) в ионном источнике, которое

определяется «макроскопическими» характеристиками сетки (т.е. углом раствора конуса). Поле при нулевом напряжении на аноде замедляет ионы. Это значит, что последние ионы, достигающие мишени (они соответствуют угасающим частям осциллограмм элементарных токов), проводят значительное время около экстракторной сетки (из-за низкой кинетической энергии в момент переключения) и на их траектории оказывает сильное влияние детальная структура «ближнего поля», которая определяется «микроскопическими» геометрическими характеристиками сетки (т.е. значением  $L$  в случае упрощённой сетки). На Рисунке 40а показано, как последняя сплошная траектория искривляется около экстракторной сетки. Таким образом, форма заднего фронта импульса ионного тока зависит не только от угла раствора конуса, но и от геометрической прозрачности сетки.

Реальная сетка экстрактора, помещённая в нейтронную трубку, на которой измерялась форма нейтронных импульсов, сделана из сетки с квадратными ячейками (сторона квадрата 0.5 мм) и её форма не является идеально конической (Рисунок 42).

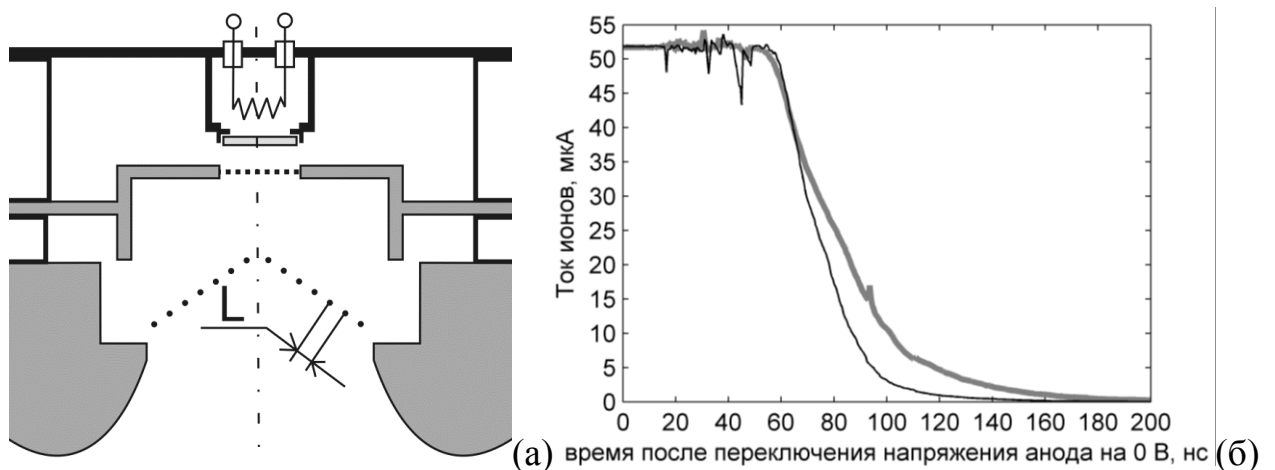


Рисунок 41. а – пояснение к определению величины  $L$ , б – Смоделированные задние профили импульса ионного тока для 2 сеток экстрактора с разной геометрической прозрачностью: толстая серая линия –  $L=0.65$  мм, тонкая чёрная линия –  $L=0.5$  мм.



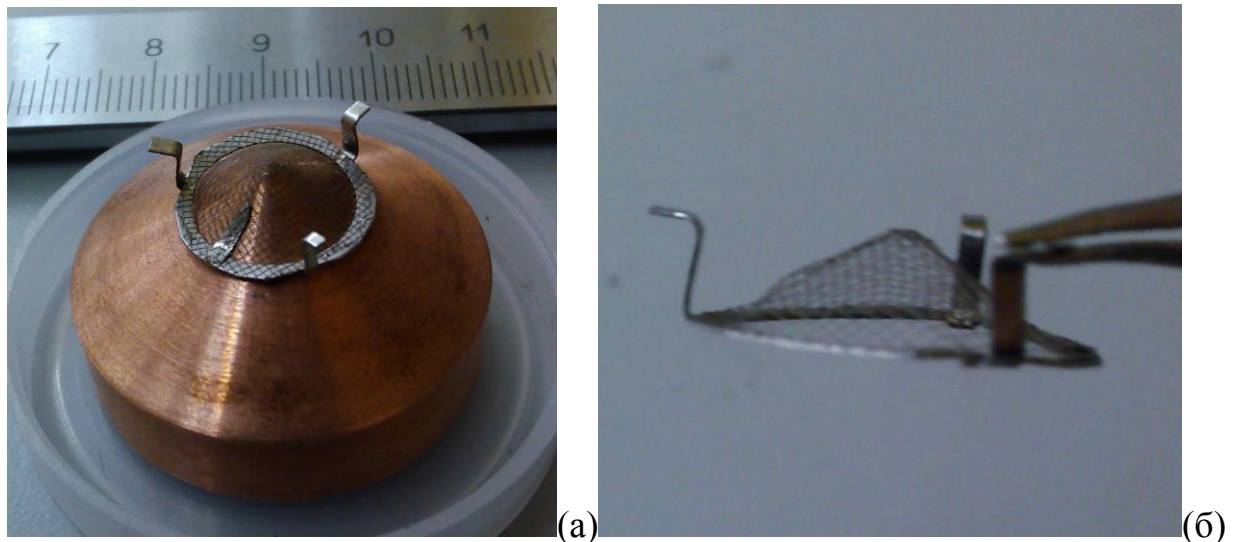


Рисунок 42. а – экстракторная сетка на шаблоне для сварки, б – неидеальность конической формы экстракторной сетки

### § 3.3. Стробоскопическое измерение формы нейтронных импульсов

В работе с генератором нейтронов на бесплазменной трубке использовался тот же сцинтилляционный детектор, что и при работе с первым прототипом (см. с. 37). Форма нейтронных импульсов измерена в конфигурации, в которой нейтронную трубку окружает наименьшая масса рассеивающего вещества (Рисунок 43). Временные спектры нейтронных импульсов показывают хорошее согласие с результатами моделирования переднего фронта импульса ионного тока. Для заднего фронта имеет место заметное отличие результатов эксперимента и моделирования, которое объяснено в разделе 3.1.3.

Длительности фронтов, определённые как интервал времени между отметками 10% и 90% от стационарного нейтронного выхода, составляют 110 нс и 100 нс для переднего и заднего фронтов соответственно (Рисунок 44). Из всех современных коммерческих малогабаритных генераторов нейтронов, описание которых находится в открытом доступе, наилучшую длительность фронтов демонстрирует генератор Р-385 компании Thermo Scientific: время нарастания/спада нейтронного импульса составляет 1.5/0.5 мкс [42].

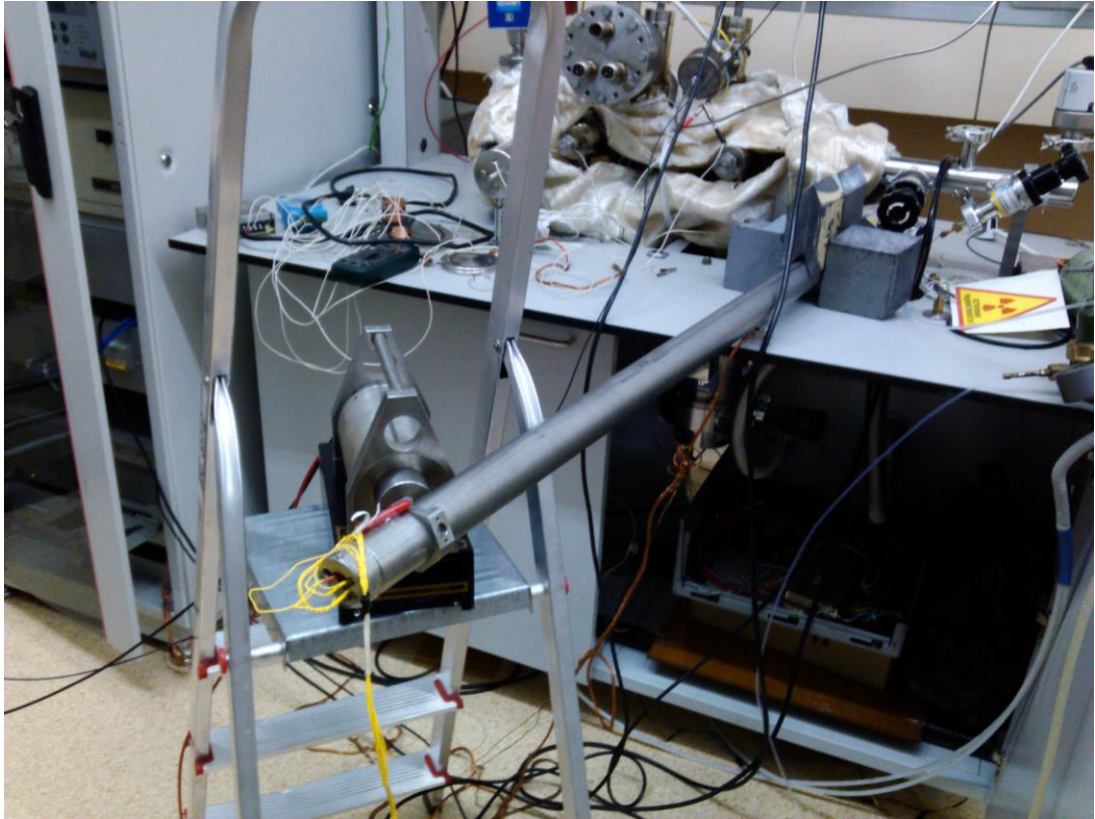


Рисунок 43. Эксперимент по измерению формы нейтронных импульсов.

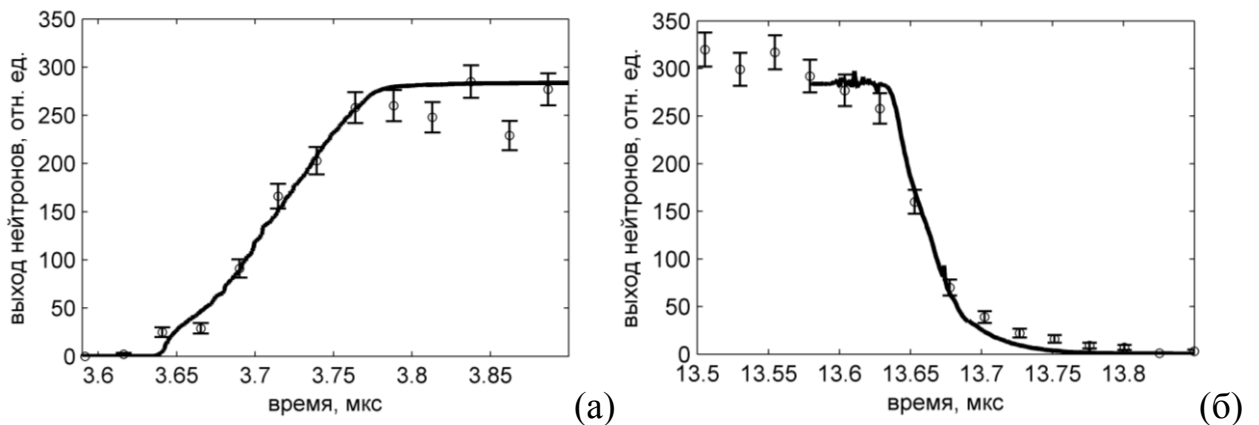


Рисунок 44. а – передний фронт нейтронного импульса, б – задний фронт нейтронного импульса. Символы «о» – измеренные фронты, сплошные линии – смоделированные фронты для  $L=0.65$  мм. Погрешности оценены как среднеквадратичные отклонения в распределении Пуассона (квадратный корень от выхода нейтронов)

### § 3.4. Выход нейтронов

Точное измерение выхода нейтронов является задачей нетривиальной, поскольку для вычисления выхода на основе скорости счета детектора нейтронов

необходимо как минимум иметь представление о спектре нейтронов и распределении потока на поверхности регистрирующего объёма. Чтобы получить такие сведения, нужно смоделировать движение нейтронов через толщу деталей генератора, детектора и окружающей среды в каком-либо специализированном коде. Сама конструкция генератора заведомо искажает спектр нейтронов и разрушает изотропию нейтронного выхода [78].

Коэффициент пересчёта скорости счёта в выход нейтронов можно грубо оценить, предполагая, что в потоке, выходящем из генератора перпендикулярно к оси, доля нерассеянных нейтронов максимальна (близка к 100%) и пренебрегая рассеянием на конструкции детектора и лабораторном оборудовании (область генерации нейтронов максимально удалена от «лишней» лабораторной инфраструктуры, Рисунок 43). В таком приближении легко оценить коэффициент пересчёта скорости счёта сцинтилляционного детектора в выход нейтронов. Для этого с помощью функций (в частности, детектора пересечений) кода Scattronix можно методом Монте-Карло оценить эффективность регистрации нейтронов цилиндрическим сцинтиллятором (см. с. 100), в котором сцинтилляции производятся протонами отдачи (стильбен, р-терфенил). Оцененный в рамках такого подхода нейтронный выход составляет  $10^5$  н/с при напряжении умножителя 80.4 кВ (ускоряющее напряжение 80 кВ) и токе ионов 50мкА, что в 10 раз ниже ожидаемого. Согласно результатам измерений, нейтронный выход в импульсах и при постоянном анодном напряжении одинаков.

Моделирование генерации медленных ионов и быстрых нейтралов через перезарядку первичных ионов в Comsol Script 1.3 показывает, что явление перезарядки несколько уменьшает нейтронный выход (на 8%) и приводит к перераспределению полного выхода по механизмам генерации. Так, если без учёта перезарядки весь теоретический выход  $10^6$  н/с генерируется первичными ионами, то при учёте перезарядки имеет место следующее распределение выхода нейтронов по механизмам генерации (Таблица 7):

Таблица 7. Распределение теоретического выхода нейтронов по механизмам генерации.

Генерация первичными ионами	$7.40 \times 10^5$ н/с
Генерация ионами, возникшими при перезарядке	$0.94 \times 10^5$ н/с
Генерация быстрыми нейтралами	$0.86 \times 10^5$ н/с

Поскольку качество титана на мишени не контролировалось, то наиболее вероятной причиной заниженного нейтронного выхода является высокое содержание примесей в титане, уменьшающее его способность удерживать дейтерий.

Гипотеза о том, что нейтронный выход уменьшается из-за преобладания протия в рабочей смеси трубки, была опровергнута измерением выхода нейтронов неотпаянной трубки с внешним напуском дейтерия и контролируемым масс-спектром (на масс-спектре газа при включённом накале мембраны СРНВ пик 4 а.е.м. превосходит остальные пики в 1000 раз). Для этого измерения достаточно активировать катод и подсоединить умножитель к мишенному узлу трубки, откачиваемой через технологический стенд (Рисунок 45). Электрическая прочность ИОС на воздухе достаточна, чтобы провести набивку мишени и измерения на 40 кВ ускоряющего напряжения. Согласно результатам измерения, нейтронный выход трубки с внешним напуском заведомо чистого дейтерия не отличается от выхода отпаянной трубки.

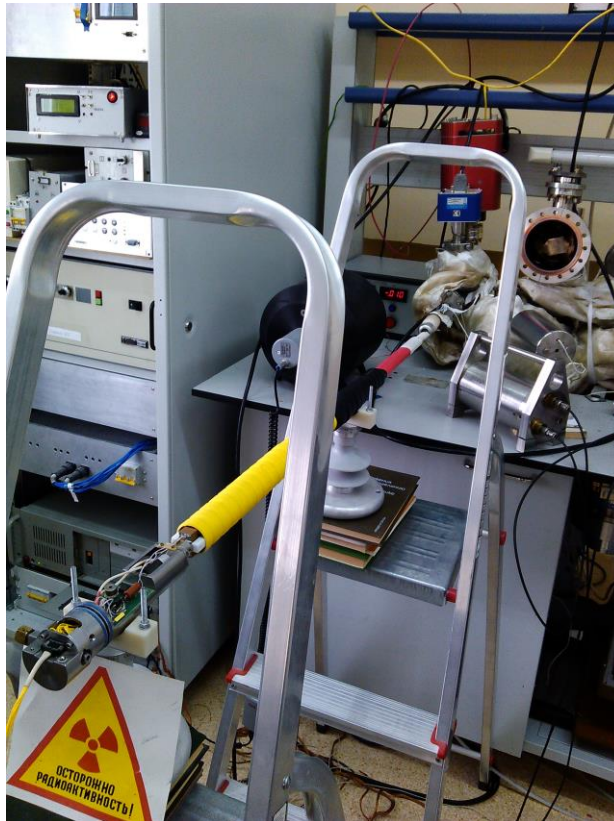


Рисунок 45. Эксперимент по измерению нейтронного выхода при работе трубки на заведомо чистом дейтерии

### § 3.5. Зависимость выхода нейтронов от тока ионов и ускоряющего напряжения

Ещё одна гипотеза о причинах низкого выхода нейтронов, которая заслуживает внимания, - это локальный перегрев титанового слоя мишени в месте попадания пучка, из-за чего происходит снижение способности титана удерживать водород с высокой стехиометрией. Подтвердить эту гипотезу можно в двух экспериментах: 1) по измерению зависимости выхода нейтронов от ионного тока при постоянном ускоряющем напряжении  $Y(I_i, U = const)$ , 2) по измерению зависимости выхода нейтронов от ускоряющего напряжения при постоянном токе ионов  $Y(I_i = const, U)$ . Если зависимость  $Y(I_i, U = const)$  будет отклоняться от прямой пропорциональности, значит титановый слой перегревается. Также если зависимость  $Y(I_i = const, U)$  отличается по форме от кривой 2 на Рисунке 14б, то имеет место перегрев. Вообще говоря, отсутствие таких отклонений не



опровергает гипотезу о перегреве титанового слоя, однако вышеизложенные соображения являются достаточной мотивацией для измерения этих зависимостей.

При измерении зависимости  $Y(I_i, U = const)$  следует учитывать тот факт, что от величины ионного тока зависит разность потенциалов между мишенью и сапрессором, запирающая вторичные электроны, поэтому существует некоторое критическое значение ионного тока, ниже которого на измерения начинает влиять электронный ток вторичной эмиссии с мишени.

Зависимости  $Y(I_i, U = const)$  следует снимать после длительной (не менее часа) набивки мишени минимальным током. В ходе эксперимента ток можно только увеличивать. Измеренные зависимости  $Y(I_i, U = const)$  при ускоряющем напряжении 34 и 70 кВ хорошо аппроксимируются прямой пропорциональностью (Рисунок 46).

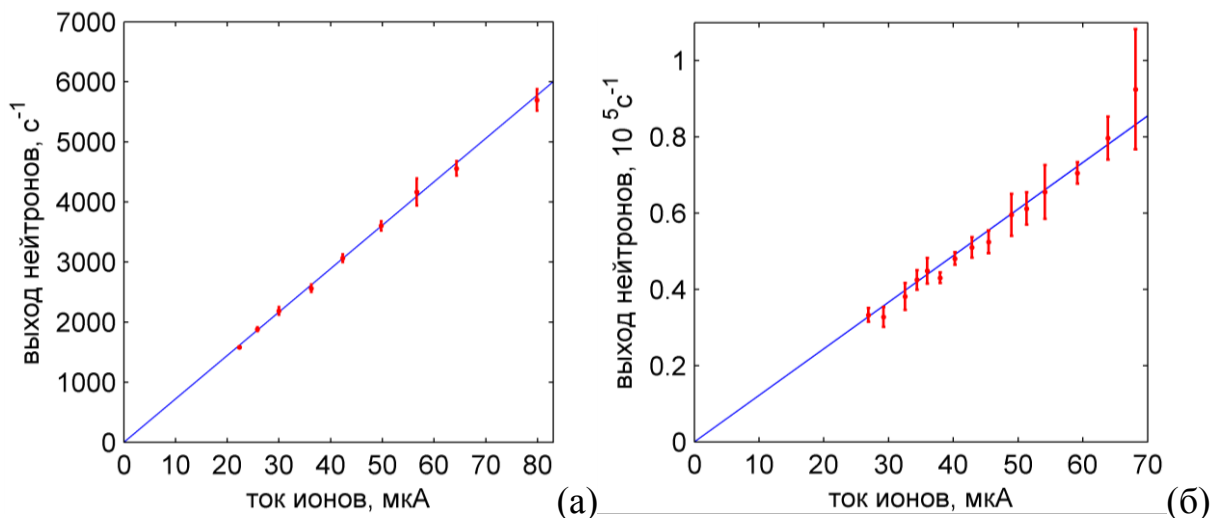


Рисунок 46. а – зависимость  $Y(I_i, U = const)$  при  $U=34$  кВ, б – зависимость

$Y(I_i, U = const)$  при  $U=70$  кВ

Форма зависимости  $Y(I_i = const, U)$  (Рисунок 47) имеет удовлетворительное сходство с аналогичной теоретической кривой (кривая 2, Рисунок 14б). Явных свидетельств в пользу гипотезы о локальном перегреве титанового слоя не обнаружено. Равновесная стехиометрия дейтерия в мишени не меняется в интервале вводимой пучком мощности от 0.78 до 4.76 Вт.

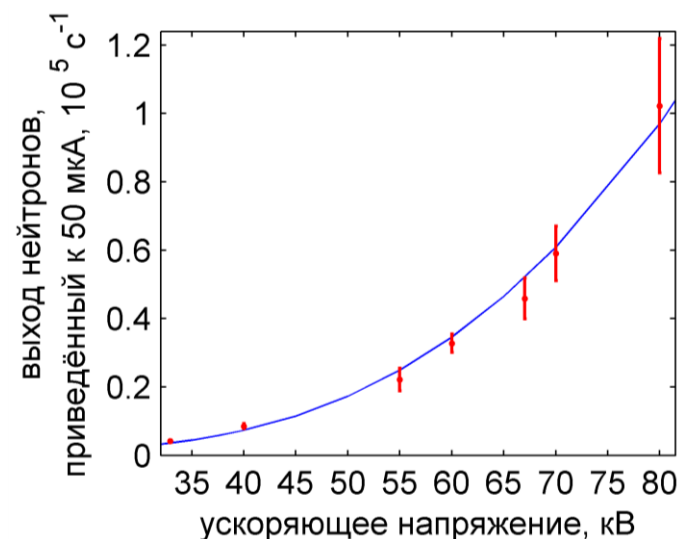


Рисунок 47. Зависимость  $Y(I_i, U = const)$  при  $I_i = 50 \text{ мкА}$

### § 3.6. Запирание вторичных электронов с мишени при импульсной генерации нейтронов

В импульсном режиме работы генератора прямоугольные импульсы напряжения на аноде следуют пакетами по 32 импульса (Рисунок 48). Пакеты разделены длинным интервалом времени 404 мкс.

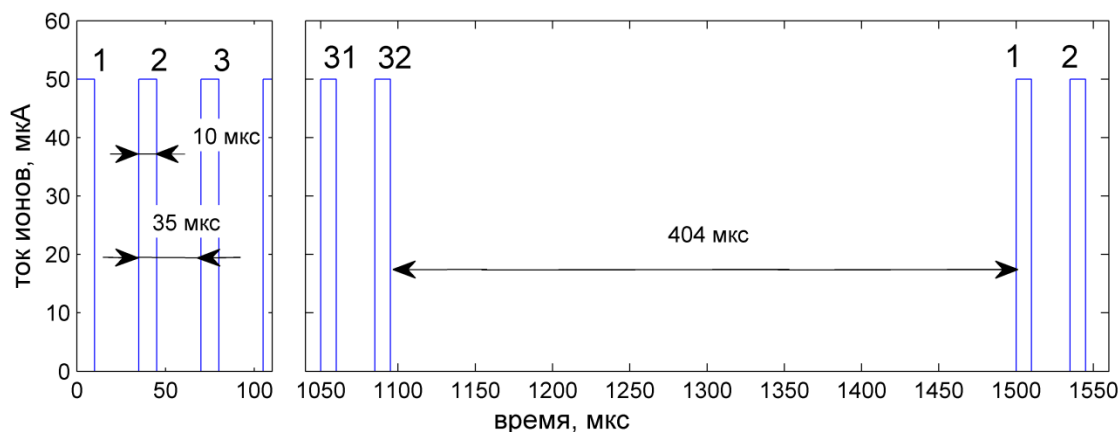


Рисунок 48. Структура пакетов импульсов ионного пучка

Исследование временного хода скорости счёта  $\gamma$ -квантов выявило интересную особенность: временной спектр гамма-квантов в высокоэнергетической области (Рисунок 49) повторяет по форме временной спектр нейтронов (Рисунок 50а), тогда как форма временного спектра квантов низких энергий (рентгеновских квантов) не прямоугольна и зависит от того, для какого импульса в пакете регистрируется временной спектр. Для самого первого

импульса в пакете имеет место быстрый спад скорости счёта после скачка на переднем фронте, усреднённый спектр для всех последующих импульсов демонстрирует медленный спад скорости счёта со временем (Рисунок 50б). Учитывая, что рентген обусловлен вторичными электронами, выбиваемыми ионами из мишени, качественно такое поведение можно объяснить тем, что между сапрессором и мишенью имеется достаточно большая электрическая ёмкость, которая существенно затягивает скачок потенциала мишени на переднем фронте пучка, из-за чего запирающая разность потенциалов устанавливается не мгновенно в масштабах длительности импульса пучка.

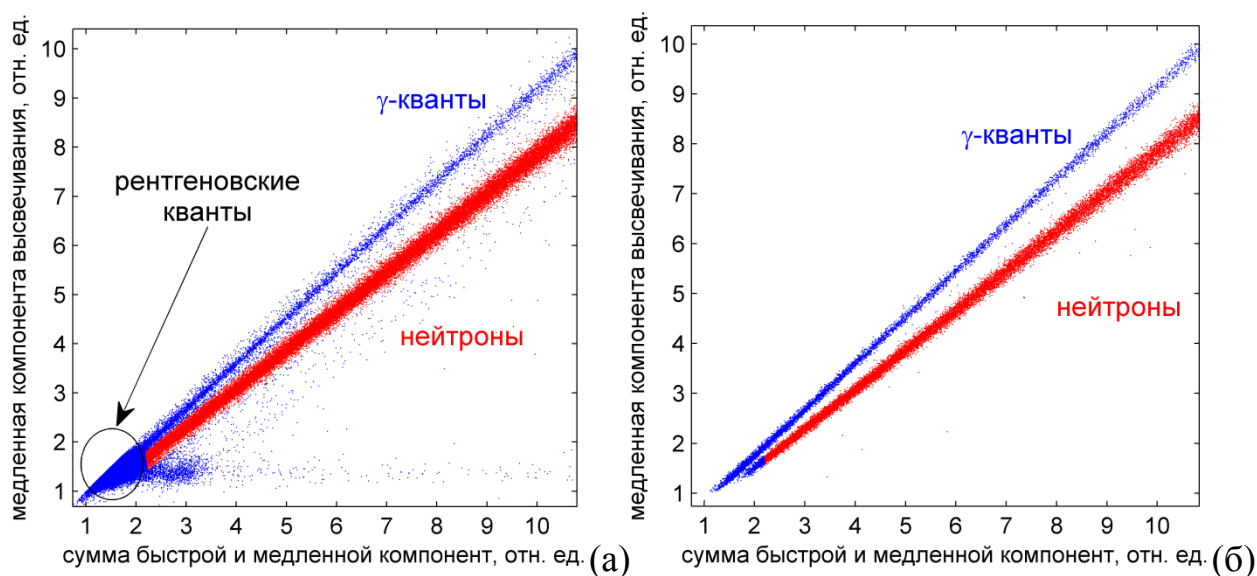


Рисунок 49. “Fast/Slow”-диаграммы событий, зарегистрированных сцинтилляционным спектрометром. а – Эксперимент, в котором между генератором нейтронов и спектрометром нет свинца, б – эксперимент, в котором спектрометр закрыт свинцовым экраном толщиной 3 мм.

Ёмкость между мишенью и сапрессором можно вычислить в Comsol Multiphysics. Ёмкость, рассчитанная на детальной модели мишенного узла, составляет 3.16 пФ, что даёт постоянную времени RC-цепочки 25 мкс. В силу того, что количество вторичных электронов на один ион, а также спектр вторичных электронов неизвестны, моделирование переходного процесса в этой системе может лишь качественно проиллюстрировать особенности поведения системы. Моделирование переходного процесса в такой системе с помощью



Simulink с учётом только пучка ионов показывает, что установление повторяющегося паттерна зарядки-разрядки мишени происходит за 3 импульса (Рисунок 51).

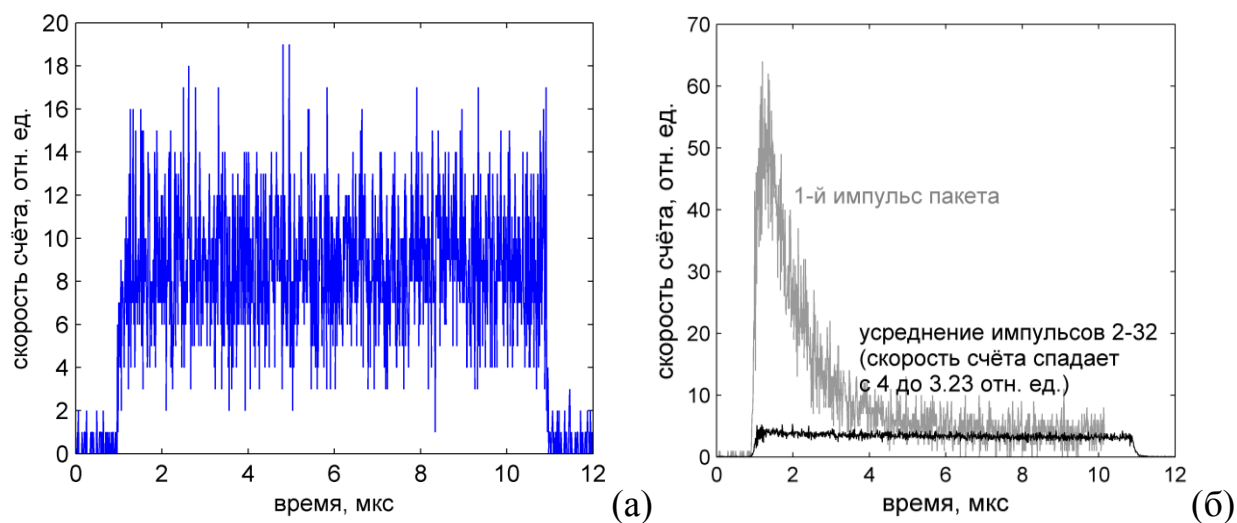


Рисунок 50. а - Временной спектр высокоэнергетических  $\gamma$ -квантов, б - Временные спектры рентгеновских квантов, генерируемых в первом импульсе пакета (серый спектр) и в импульсах 2-32 (чёрный спектр)

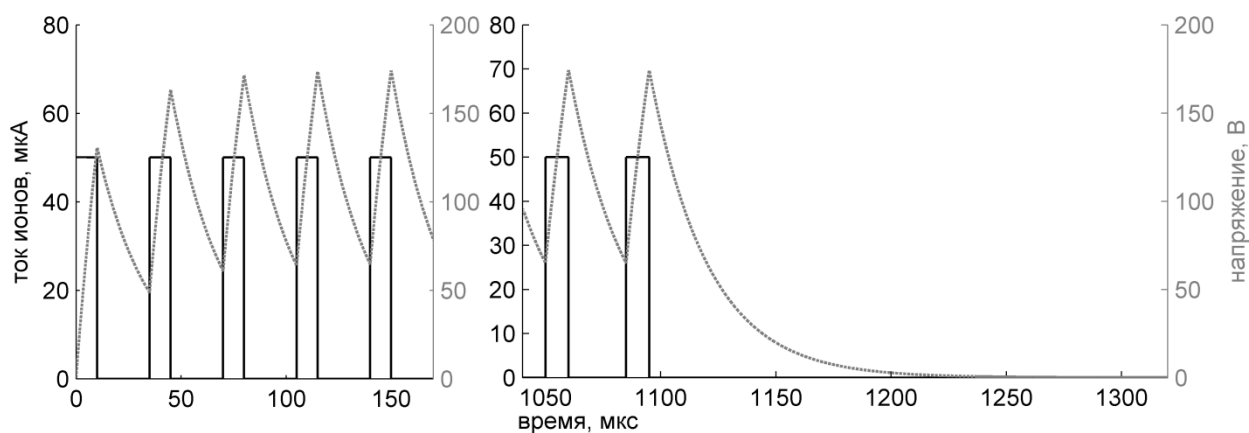


Рисунок 51. Результаты моделирования установления потенциала мишени

Результаты исследования генерации рентгеновского излучения показывают, что электростатическое запираение вторичных электронов эффективно работает на 94% импульсов пакета и в режиме постоянного ионного тока, однако возникает предложение по усовершенствованию способа подачи ускоряющего напряжения на трубку. Представляется разумным подавать напряжение на сапрессор с последнего каскада умножителя, а на мишень – с предпоследнего.

## Глава 4

# Scattronix - Программа для статистического моделирования рассеяния нейтронов в криогенном детекторе слабовзаимодействующих частиц

### § 4.1. Обзор экспериментов по обнаружению тёмной материи

Прямой поиск частиц темной материи (WIMP – Weakly Interacting Massive Particle) производится в детекторах ядер отдачи по наблюдению упругого рассеяния WIMP на атомных ядрах вещества детектора [80–82]. Форма спектра энергий ядер отдачи, образованных в результате такого взаимодействия, предсказывается экспоненциальной – в диапазоне от нуля до нескольких десятков кэВ для частиц с массой до 10 ГэВ и от нуля до 150 кэВ для частиц с массой 100 ГэВ.

В настоящее время ситуация с наблюдением сигналов от частиц темной материи является довольно запутанной. Так, несколько экспериментов с твердотельным активным веществом, такие как DAMA/LIBRA [83] (на основе NaI), CoGeNT [84] (Ge), CREST [85] (CaWO<sub>4</sub>) и CDMS [86] (Si), сообщают о положительных результатах по возможной регистрации легких WIMP, с массой порядка 10 ГэВ, причем при довольно низких энергиях ядер отдачи – менее 10 кэВ. С другой стороны, эксперименты на основе жидких благородных газов (криогенные лавинные детекторы - КЛД), такие как XENON10 [87], XENON100 [88] и ZEPLIN3 [89], не наблюдают сигналов от WIMP в этом же диапазоне энергий ядер отдачи. Аналогично, для регистрации низкоэнергетических нейтрино (с энергией менее 20 МэВ), и в частности процесса когерентного рассеяния нейтрино на ядрах [90, 91], также требуется регистрация ядер отдачи с очень низкой энергией – менее 1 кэВ. В детектирующей среде жидкого аргона это соответствует предельно малому количеству электронов первичной ионизации – менее 10. Некоторые авторы считают, что одной из причин расхождения данных различных экспериментов по поиску темной материи является проблема

достоверной калибровки энергетической шкалы для ядер отдачи [92, 93]. В этой связи особенно актуальной является задача калибровки детекторов темной материи и низкоэнергетических нейтрино, особенно в области низких энергий ядер отдачи – менее 10 кэВ. Обычно такая калибровка осуществляется с помощью системы рассеяния нейтронов, так как упругое рассеяние нейтронов на ядрах приводит к образованию ядер отдачи, идеально имитируя сигнал от WIMP или когерентно рассеянного нейтрино. В двухфазных детекторах темной материи [87–89] и низкоэнергетических нейтрино [90, 91] на основе благородных газов поиск взаимодействия WIMP или нейтрино с веществом детектора может осуществляться в жидкой фазе детектора по двум каналам регистрации: по первичному ионизационному сигналу (ядро отдачи, двигаясь в криогенном объеме, производит ионизацию, а первичные электроны ионизации вытягиваются внешним электрическим полем в газовые электронные умножители) и первичному сцинтилляционному сигналу (ядро отдачи производит сцинтилляции в инфракрасном диапазоне длин волн) [80–82]. Отсюда следует, что калибровка таких детекторов должна осуществляться по обоим каналам регистрации, т. е. должен измеряться как ионизационный, так и сцинтилляционный выход по отношению к ядрам отдачи. Причем желательно провести такие измерения не только для Xe и Ar, используемых в действующих [87–89] и планируемых экспериментах, но и для Ne и He, которые также планируется использовать в экспериментах по поиску темной материи [94, 95].

Таким образом, для эффективной калибровки детекторов темной материи и низкоэнергетических нейтрино необходимо создание как высокочувствительных детекторов ядер отдачи, в предельном случае способных работать в режиме счета одиночных электронов первичной ионизации [81] (класс детекторов предельной чувствительности), так и систем рассеяния нейтронов, способных обеспечить ядра отдачи с широким спектром энергий – от единиц до сотен кэВ.

В Институте ядерной физики СО РАН разрабатывается двухфазный криогенный лавинный детектор предельной чувствительности [96, 97] и система рассеяния нейтронов для его калибровки [22].

## § 4.2. Стандартная техника калибровки WIMP-детекторов

Под калибровкой энергетической шкалы детекторов темной материи и низкоэнергетических нейтрино подразумевается привязка шкалы амплитуд отклика детектора к шкале энергий ядер отдачи. Это нетривиальная задача, поскольку непосредственно во время эксперимента по поиску темной материи калибровка энергетической шкалы осуществляется только с помощью гамма-источников ионизации, т. е. с образованием электронов (а не ядер) отдачи. Такую шкалу принято обозначать в единицах кэВеe (electron-equivalent). Калибровка энергетической шкалы для ядер отдачи (nuclear recoil), обозначаемой в единицах кэВnr, должна проводиться в специальных экспериментах – на специально оборудованных установках с использованием системы рассеяния нейтронов. О трудности проведения таких калибровок можно судить по тому факту, что в ряде экспериментов по поиску темной материи, например DAMA/LIBRA [83] и CoGeNT [84], результаты представлены в энергетической шкале электронов отдачи, а не ядер отдачи, что затрудняет их сравнение с другими экспериментами.

Основной проект калибровки КЛД в ИЯФ СО РАН подразумевает использование малогабаритного DD-генератора для калибровки на энергии свыше 10 кэВnr и тандемного ускорителя протонов с литиевой мишенью (источник эпитепловых нейтронов [98]) для калибровки на энергии 0.5-10 кэВnr. В обоих случаях используется один и тот же базовый принцип: нейтроны рассеиваются в рабочей среде детектора, производя ядра отдачи, энергия которых ( $E_{rec}$ ) может быть однозначно определена из кинематических соотношений по известной начальной энергии нейтрона ( $E_0$ ) и углу рассеяния.

$$E_{rec} = \frac{mM}{(m+M)^2} \left( 2E_0 - \varepsilon - \frac{m}{M} \varepsilon \right) - \frac{2mM}{(m+M)^2} \sqrt{E_0 \left( E_0 - \varepsilon - \frac{m}{M} \varepsilon \right)} \cdot \cos \tilde{\theta}_{sc},$$

где  $m$  – масса нейтрона,  $M$  – масса ядра,  $\varepsilon$  – потеря энергии на возбуждение ядра (при упругом рассеянии  $\varepsilon=0$ ),  $\tilde{\theta}_{sc}$  – угол рассеяния нейтрона в системе центра инерции (СЦИ) ядра и нейтрона. В экспериментальной практике удобно оперировать углом рассеяния нейтрона в лабораторной системе отсчёта (ЛСО)

$\theta_{sc}$ , поскольку дифференциальное сечение задано в зависимости от угла рассеяния в ЛСО. Углы  $\tilde{\theta}_{sc}$  и  $\theta_{sc}$  связаны соотношением:

$$\tilde{\theta}_{sc} = \theta_{sc} + \arcsin\left(\frac{v_c}{v'_n} \sin \theta_{sc}\right),$$

где  $v_c = \frac{\sqrt{2mE_0}}{m+M}$  – скорость центра масс ядра и нейтрона,

$v'_n = \frac{M}{m+M} \sqrt{2\left(\frac{E_0}{m} - \frac{M+m}{M} \frac{\varepsilon}{m}\right)}$  – скорость нейтрона после рассеяния в СЦИ. Влияние

вылета  $\gamma$ -кванта сразу после акта неупругого рассеяния рассмотрено в разделе 4.4.6 (с. 98).

Для определения угла рассеяния используется дополнительный детектор, регистрирующий нейтроны, вылетевшие под определенным углом к направлению движения первичного нейтрона (Рисунок 52).

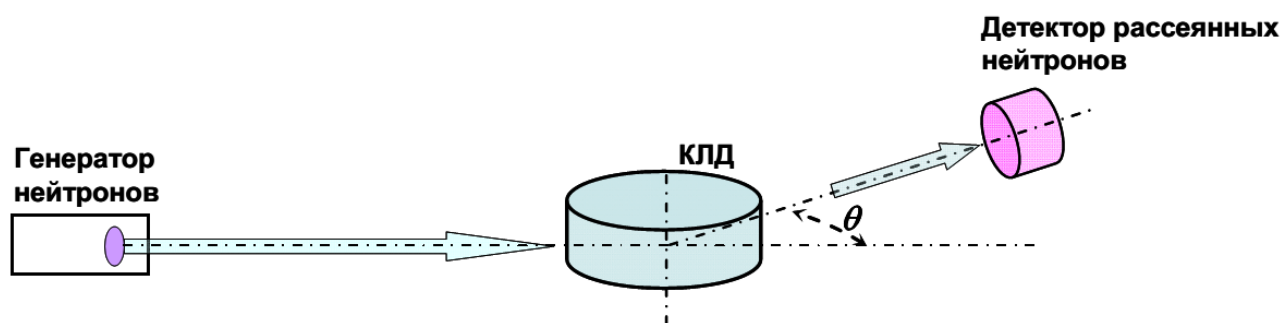


Рисунок 52. Схема калибровки криогенного лавинного детектора (КЛД) с помощью генератора нейтронов.

В простейшем варианте системы калибровки детектор облучается узконаправленным (сколлимированным) пучком моноэнергетических нейтронов, угол рассеяния определяется геометрией системы (взаимным расположением генератора и детекторов), а события, связанные с рассеянием на заданный угол, выделяются с помощью схемы совпадений.

### **§ 4.3. Планирование калибровки КЛД, основанное на компьютерном моделировании**

Перед проведением калибровки необходимо определиться с размерами сцинтилляторов в детекторах рассеянных нейтронов, расстояниями между генератором, КЛД и детекторами нейтронов. От геометрии эксперимента зависит погрешность определения энергии ядер отдачи и скорость счёта полезных событий, приведённая к одному нейтрону, вылетающему из генератора в произвольном направлении. Калибровка в любой геометрической конфигурации может быть смоделирована с использованием мощных (в смысле учитываемых элементарных процессов) кодов, таких как MCNP [99] (для получения кода MCNP необходима разрешительная лицензия), GEANT4 [100] и Fluka [101]. Однако на моделирование в этих кодах каждой конфигурации (в силу их универсальности) необходимо значительное время, а извлечение спектров ядер отдачи из выходных данных требует написания специальных программ постобработки. Кроме того, в научной периодике сообщалось о нефизических эффектах в GEANT4 (нарушение сохранения энергии на уровне в несколько кэВ, уширение спектра ГИНР и появление фотонов кэВ-ных энергий [102, 103]). Эти эффекты не важны для переноса нейтронов, но имеют критическое значение в событиях с возникновением ядер отдачи низких энергий.

Разработка узкоспециального кода позволяет сильно сократить требуемые вычислительные мощности (или время вычислений), что имеет существенное значение при проектировании геометрической конфигурации калибровки, потому что необходимо смоделировать большое количество различных вариантов. Но это не отменяет необходимости моделирования итоговой конфигурации в одном из универсальных кодов, так как узкоспециальный код не может учитывать фон от нейтронов, рассеянных на лабораторном оборудовании и инфраструктуре КЛД, а также от событий многократного рассеяния. Помимо этого, без универсальных кодов не обойтись при моделировании формы амплитудного спектра КЛД от ядер отдачи одной энергии, возникающих в разных участках активного объёма.

## § 4.4. Структура кода Scattronix

Программа предназначена для моделирования накопления спектров ядер отдачи и рассеянных нейтронов в процессе калибровки КЛД. В пользовательских настройках программы можно выбирать рабочий газ КЛД ( $^{40}\text{Ar}$  и изотопы  $\text{Xe}$  с массами 124-132, 134, 135) и энергию нейтронов (2.45 или 14.1 МэВ), задавать геометрические параметры конфигурации (Рисунок 53). Схема калибровки представлена на Рисунке 54.

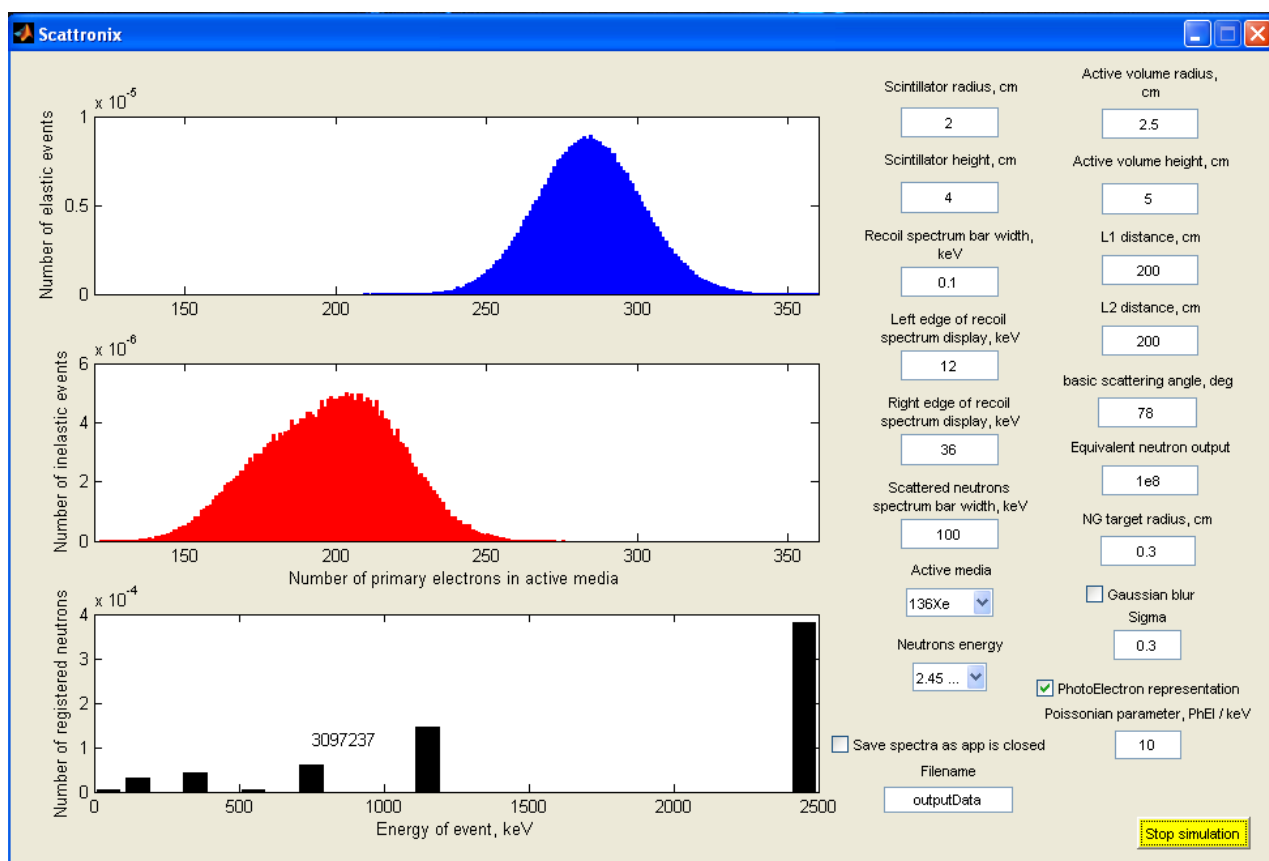


Рисунок 53. Пользовательский интерфейс кода Scattronix.

Программа написана в процедурном ключе на языке программирования среды Matlab 2010. Первая по порядку исполнения часть – это инициализация параметров эксперимента, вторая - цикл с количеством проходов, равным количеству виртуально генерируемых нейтронов.

Во второй части используются следующие функции: генератор нейтронов, детектор пересечений, генератор рассеянных нейтронов и ядер отдачи, генератор спектра детектора рассеянных нейтронов.

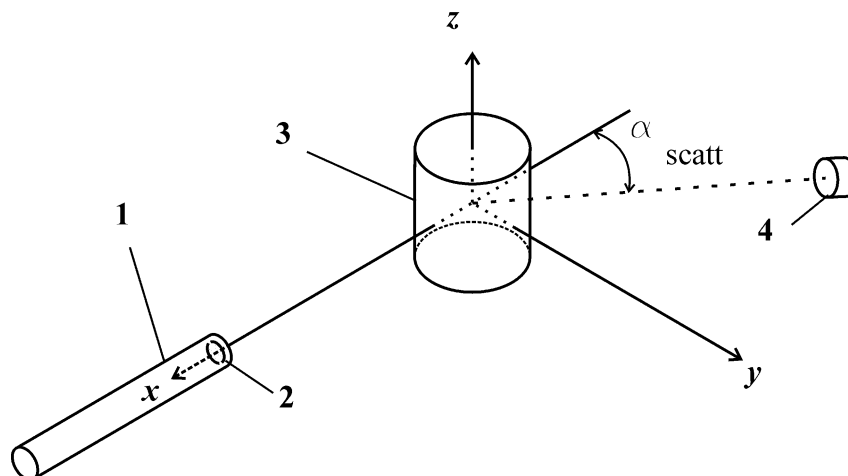


Рисунок 54. Схема калибровки КЛД. 1 – генератор нейтронов, 2 – мишень генератора нейтронов, 3 – детектор WIMP, 4 – сцинтиллятор детектора рассеянных нейтронов (ось сцинтиллятора лежит в плоскости  $xy$ ).

#### 4.4.1. Генератор нейтронов

Для повышения скорости счёта все генерируемые нейтроны направлены в заранее рассчитанный телесный угол (задаётся независимыми интервалами двух сферических углов), который гарантированно закрывает КЛД из любой точки на мишени генератора.

На Рисунке 55 полупрямая, образующая угол раствора в плоскости  $xu$  с осью  $x$ , рассекает отрезок, соединяющий центры детектора WIMP и мишени, на два. Уравнение для угла раствора в плоскости  $xu$   $\Delta\varphi$  можно получить из уравнения для суммы длин этих отрезков, выражая каждую из них через известные катеты подобных треугольников,

$\frac{r_{\text{targ}}}{\text{tg}\Delta\varphi} + \frac{R_1}{\sin\Delta\varphi} = L_1$ , или  $L_1 \sin\Delta\varphi - r_{\text{targ}} \cos\Delta\varphi = R_1$ , что можно

переписать в виде  $\sin(\Delta\varphi - \xi) = \frac{R_1}{\sqrt{L_1^2 + r_{\text{targ}}^2}}$ , где  $\xi = \arcsin \frac{r_{\text{targ}}}{\sqrt{L_1^2 + r_{\text{targ}}^2}}$ . Отсюда находим

$$\Delta\varphi = \arcsin \frac{r_{\text{targ}}}{\sqrt{L_1^2 + r_{\text{targ}}^2}} + \arcsin \frac{R_1}{\sqrt{L_1^2 + r_{\text{targ}}^2}}.$$

Угол раствора в плоскости  $zx$  определяется по формуле  $\Delta\theta = \arctg \left( \frac{H_1 + 2r_{\text{targ}}}{2(L_1 - R_1)} \right)$

(см. Рисунок 56).



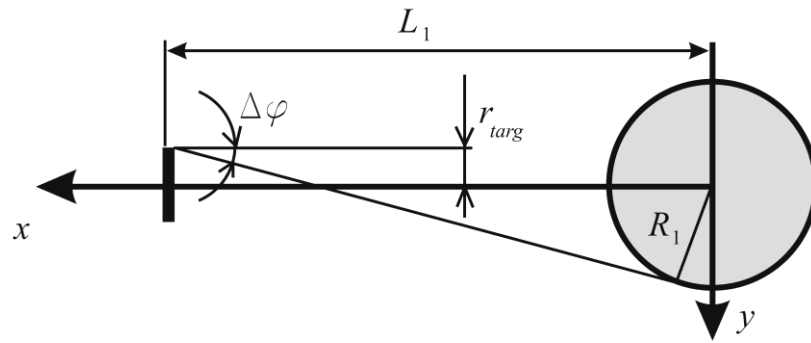


Рисунок 55. Схема калибровки КЛД к расчёту горизонтального угла раствора телесного угла генерации нейтронов.

Точка вылета нейтрона из мишени задаётся радиусом, отсчитываемым от центра мишени, и углом поворота радиус-вектора точки вылета на мишени.

Считаем, что выход нейтронов равномерно распределён по площади мишени. Это значит, что имеется равномерное распределение вероятности генерации нейтрона по углу поворота ( $\varphi_{targ} = 2\pi \cdot RAND$ , где  $RAND$  – равномерно распределённая величина в интервале  $[0,1]$ ) и неравномерное по радиусу.

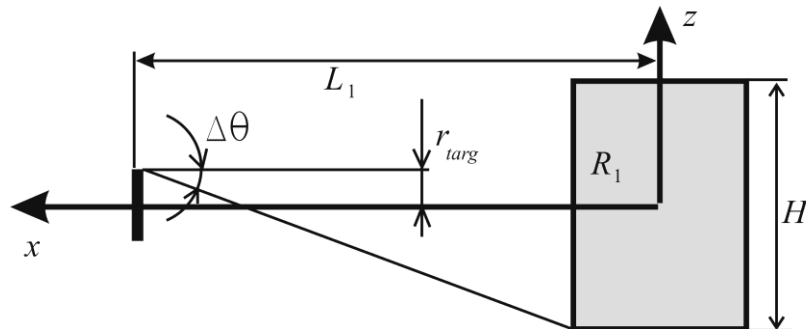


Рисунок 56. Схема калибровки КЛД к расчёту вертикального угла раствора телесного угла генерации нейтронов.

Распределение плотности вероятности по радиусу  $f_r$  находится из равномерного распределения по площади:  $f_r dr = \frac{1}{S} \cdot 2\pi r dr$ , где  $S$  – площадь мишени

( $S = \pi r_{targ}^2$ ). В итоге получаем  $f_r = \frac{2r}{r_{targ}^2}$ .

Интегральная функция распределения по радиусу имеет вид:

$$F_r = \int_0^{r < r_{targ}} f_r \cdot dr' = \int_0^{r < r_{targ}} \frac{2r'}{r_{targ}^2} dr' = \frac{r'^2}{r_{targ}^2} \Big|_0^r = \frac{r^2}{r_{targ}^2}.$$

Радиус вылета, согласно теореме о квантильном преобразовании, генерируется по формуле  $\frac{r^2}{r_{\text{targ}}^2} = \text{RAND}$  или  $r = r_{\text{targ}} \sqrt{\text{RAND}}$ , где RAND – равномерно распределённая величина в интервале  $[0,1]$ .

Направление вылета задаётся двумя сферическими углами:  $\varphi$  (угол между вертикальной плоскостью, в которой лежит направляющий вектор, и осью  $x$ ) и  $\theta$  (угол между направляющим вектором и плоскостью  $xy$ ). Считаем, что реальный нейтронный выход равномерно распределён по полному телесному углу, поэтому вероятность вылета нейтрона в интервал сферических углов  $[d\varphi, d\theta]$  вокруг направления  $[\varphi, \theta]$  имеет вид  $f(\varphi, \theta) d\varphi d\theta = \frac{1}{4\pi} \sin\theta d\theta d\varphi$ . Отсюда видно, что  $f(\varphi, \theta)$  представимо в виде  $f_\varphi(\varphi) f_\theta(\theta)$ , где  $f_\varphi(\varphi) = \frac{1}{2\pi}$ ,  $f_\theta(\theta) = \frac{1}{2} \sin\theta$ .

Если в программе ограничиваются интервалы значений сферических углов, то соответствующие плотности вероятности должны быть нормированы на единицу именно на этих интервалах, таким образом, в случае интервалов  $[-\Delta\varphi, \Delta\varphi]$  и  $\left[\frac{\pi}{2} - \Delta\theta, \frac{\pi}{2} + \Delta\theta\right]$  распределение  $f_\varphi(\varphi)$  имеет вид  $f_\varphi(\varphi) = \frac{1}{2\Delta\varphi}$ .

Нормируем распределение по  $\theta$  на интервале  $\left[\frac{\pi}{2} - \Delta\theta, \frac{\pi}{2} + \Delta\theta\right]$ :

$$C \int_{\frac{\pi}{2} - \Delta\theta}^{\frac{\pi}{2} + \Delta\theta} \sin\theta d\theta = C \left\{ \cos\left(\frac{\pi}{2} - \Delta\theta\right) - \cos\left(\frac{\pi}{2} + \Delta\theta\right) \right\} = 2C \sin\Delta\theta = 1, \quad \text{тогда} \quad \text{интегральное}$$

$$\text{распределение имеет вид} \quad F_\theta = \frac{1}{2\sin\Delta\theta} \int_{\frac{\pi}{2} - \Delta\theta}^{\theta < \frac{\pi}{2} + \Delta\theta} \sin\theta' d\theta' = \frac{\sin\Delta\theta - \cos\theta}{2\sin\Delta\theta} = \frac{1}{2} - \frac{\cos\theta}{2\sin\Delta\theta}, \quad \text{а}$$

генерация сферических углов происходит по формулам  $\varphi = 2\Delta\varphi \cdot (\text{RAND} - 0.5)$ ,

$$\frac{1}{2} - \frac{\cos\theta}{2\sin\Delta\theta} = \text{RAND}, \quad \text{или} \quad \theta = \arccos\left(\sin\Delta\theta(1 - 2 \cdot \text{RAND})\right).$$

Генератор нейтронов возвращает сигнатуру нейтрона. Это набор чисел, включающий декартовы координаты точки генерации  $[L_1, r \cdot \cos\varphi_{\text{targ}}, r \cdot \sin\varphi_{\text{targ}}]$ , вектор направления движения нейтрона в декартовом представлении

$[-\sin\theta \cos\varphi, \sin\theta \sin\varphi, \cos\theta]$  и энергию нейтрона. На данном этапе каждому нейтрону приписывается «неучтённая» вероятность вылета в выделенном направлении  $P_1 = \frac{\Delta\varphi \cdot \sin\Delta\theta}{\pi}$  (в последствии произведение 5 разных «неучтённых» вероятностей даст амплитуду вероятности, с которой событие возникновения ядра отдачи входит в спектр, см. 100).

#### 4.4.2. Детектор пересечений

Регистрирующий объём КЛД и сцинтиллятор детектора рассеянных нейтронов считаются цилиндрическими. Детектор пересечений на первом этапе работы устанавливает факт пересечения траектории свободно движущегося нейтрона с цилиндрической поверхностью детектора и определяет координаты точек пересечения в случае попадания нейтрона в детектор.

Цилиндр задаётся координатами центра первого торца  $\vec{c}_0$ , координатами центра второго торца  $\vec{c}_1$  и радиусом  $r$ . Сигнатура нейтрона позволяет записать уравнения прямой, которая может пересекать цилиндр,  $\vec{p} = \vec{l}_0 + x\Delta\vec{l}$ , где  $\vec{p}$  - произвольная точка, лежащая на прямой,  $\vec{l}_0$  - точка генерации или рассеяния нейтрона,  $\Delta\vec{l}$  - направляющий вектор, нормированный на 1,  $x$  - локальная координата точки  $\vec{p}$  на прямой относительно точки  $\vec{l}_0$ .

Аналогичное уравнение можно записать для оси цилиндра:  $\vec{p} = \vec{c}_0 + t\Delta\vec{c}$ , где  $\Delta\vec{c} = \vec{c}_1 - \vec{c}_0$ .

В точке, где прямая пересекает цилиндрическую поверхность, удовлетворяется условие, что длина нормали, опущенной из точки на прямую на ось цилиндра, равна радиусу цилиндра. В аналитическом представлении это условие распадается на два:  $|\vec{c}_0 + t\Delta\vec{c} - (\vec{l}_0 + x\Delta\vec{l})| = R$  - расстояние равно радиусу цилиндра,  $\Delta\vec{c} \cdot (\vec{c}_0 + t\Delta\vec{c} - (\vec{l}_0 + x\Delta\vec{l})) = 0$  - нормальность к оси цилиндра.

Условие нормальности связывает  $t$  и  $x$ :  $\Delta\vec{c} \cdot \Delta\vec{c} \cdot t - \Delta\vec{c} \cdot \Delta\vec{l} \cdot x + \Delta\vec{c} \cdot (\vec{c}_0 - \vec{l}_0) = 0$ , или

$$t = \frac{\Delta\vec{c} \cdot \Delta\vec{l} \cdot x - \Delta\vec{c} \cdot (\vec{c}_0 - \vec{l}_0)}{\Delta\vec{c} \cdot \Delta\vec{c}}.$$

Применяя это к первому условию  $|t\Delta\vec{c} - x\Delta\vec{l} + (\vec{c}_0 - \vec{l}_0)|^2 = R^2$ ,

имеем 
$$\left( \left( \Delta\vec{c} \frac{\Delta\vec{c} \cdot \Delta\vec{l}}{\Delta\vec{c} \cdot \Delta\vec{c}} - \Delta\vec{l} \right) x + \left( \Delta\vec{c} \frac{\Delta\vec{c} \cdot (\vec{l}_0 - \vec{c}_0)}{\Delta\vec{c} \cdot \Delta\vec{c}} + \vec{c}_0 - \vec{l}_0 \right) \right)^2 = R^2.$$
 Введём обозначения

$\vec{e} = \Delta\vec{c} \frac{\Delta\vec{c} \cdot \Delta\vec{l}}{\Delta\vec{c} \cdot \Delta\vec{c}} - \Delta\vec{l}$ ,  $\vec{f} = \Delta\vec{c} \frac{\Delta\vec{c} \cdot (\vec{l}_0 - \vec{c}_0)}{\Delta\vec{c} \cdot \Delta\vec{c}} + \vec{c}_0 - \vec{l}_0$ , тогда для коэффициентов квадратного уравнения относительно  $x$   $Ax^2 + Bx + C = 0$  получаем  $A = \vec{e} \cdot \vec{e}$ ,  $B = 2\vec{e} \cdot \vec{f}$ ,  $C = \vec{f} \cdot \vec{f} - R^2$ .

С физической точки зрения уместно считать, что если дискриминант уравнения положителен, то пересечение есть в точках с локальными координатами на полупрямой  $x_1$ ,  $x_2$ , а если отрицателен или равен нулю, то пересечения нет.

Начальная точка прямой в данном случае всегда лежит вне цилиндра, поэтому корни уравнения (локальные координаты на прямой) имеют один знак. Если корни положительны, то считаем, что нейтрон пересекает цилиндр, если отрицательны, то решения не имеют физического смысла.

Решения уравнения  $Ax^2 + Bx + C = 0$  дают точки пересечения полупрямой с бесконечной цилиндрической поверхностью. Точка пересечения, ближайшая к начальной точке полупрямой, имеет локальную координату  $x_1 = \frac{-B - \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}$ ,

дальняя точка  $x_2 = \frac{-B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}$ . Реальный цилиндр ограничен торцами, поэтому

необходимо искать пересечения именно с «физическим» участком цилиндрической поверхности. Для этого необходимо для каждой точки пересечения вычислить локальную координату проекции на ось цилиндра по

формуле  $t = \frac{\Delta\vec{c} \cdot \Delta\vec{l} \cdot x - \Delta\vec{c} \cdot (\vec{c}_0 - \vec{l}_0)}{\Delta\vec{c} \cdot \Delta\vec{c}}$ . Если обе величины  $t_1$  и  $t_2$  больше единицы или

меньше нуля, то пересечения с цилиндром нет. Если хотя бы одна из  $t_1$  и  $t_2$  попадает в интервал  $[0;1]$ , то полупрямая пересекает цилиндр в цилиндрической

поверхности и в одном из торцов (если  $t < 0$ , то в торце с центром  $\vec{c}_0$ , если  $t > 1$ , то в торце с центром  $\vec{c}_1$ ). Если  $t_1 < 0$ ,  $t_2 > 1$ , либо  $t_1 > 1$ ,  $t_2 < 0$ , то полупрямая оба раза пересекает торцы.

Если установлено, что ближняя или дальняя точка пересечения с цилиндром находится на торце, то необходимо пересчитать координату из других соображений: необходимо найти пересечение прямой  $\vec{p} = \vec{l}_0 + x\Delta\vec{l}$  с плоскостью, задаваемой точкой  $\vec{c}_0$  или  $\vec{c}_1$  и нормалью  $\Delta\vec{c} = \vec{c}_1 - \vec{c}_0$ :  $(\vec{c}_{0,1} - \vec{p}) \cdot \Delta\vec{c} = 0$ , при чём расстояние от точки  $\vec{p}$  до  $\vec{c}_{0,1}$  гарантированно не превышает  $R$ .

Уравнение для локальной координаты на полупрямой имеет вид  $(\vec{c}_{0,1} - \vec{l}_0 - x\Delta\vec{l}) \cdot \Delta\vec{c} = 0$ , решение:  $x = \frac{\Delta\vec{c} \cdot (\vec{c}_{0,1} - \vec{l}_0)}{\Delta\vec{c} \cdot \Delta\vec{l}}$ .

Описанный аналитический подход не работает в случае, когда полупрямая параллельна оси цилиндра ( $(\Delta\vec{l} \cdot \Delta\vec{c})^2 = (\Delta\vec{c} \cdot \Delta\vec{c})$  с учетом того, что  $\Delta\vec{l} \cdot \Delta\vec{l} = 1$ ). В таком случае следует сначала искать точки пересечения с плоскостями торцов, а потом проверять их на выполнение условия  $|\vec{c}_{0,1} - \vec{p}| < R$ .

#### 4.4.3. Генератор рассеянных нейтронов и ядер отдачи

КЛД в программе сводится к двум своим функциям – генерации ядер отдачи и генерации рассеянных нейтронов.

Для повышения скорости набора спектра все нейтроны, пересекающие детектор, рассеиваются, причём направления вылета генерируются таким образом, что нейтрон гарантированно попадает в известный телесный угол  $\Omega$ , закрывающий детектор рассеянных нейтронов. Чтобы соотношение скоростей счёта в линиях спектра было таким же, как при «медленном» моделировании (когда не все нейтроны, пересекающие КЛД, рассеиваются, а рассеяние происходит в сферический угол  $4\pi$ ), каждому событию регистрации ядра отдачи и рассеянного нейтрона ставится в соответствие вероятность рассеяния нейтрона в КЛД с попаданием в телесный угол  $\Omega$ . При регистрации события соответствующая полоса в гистограмме спектра повышается, таким образом, не

на единицу, как в «медленном» моделировании, а на значение «неучтённой» вероятности. Такой подход к реализации метода Монте-Карло называется в специализированной литературе смещением по конфигурациям (Biased Sampling) [104], а «неучтённая» вероятность называется смещением.

Генератор рассеянных нейтронов и ядер отдачи даёт три составляющих итогового смещения  $P$  (первую составляющую  $P_1$  даёт генератор первичных нейтронов):  $P_2 = 1 - \exp(-(x_2 - x_1)n_{gas}\sigma_{tot})$  - вероятность рассеяния в  $4\pi$  ( $(x_2 - x_1)$  - разность локальных координат точек пересечения, вычисленных детектором пересечений,  $n_{gas}$  - концентрация рабочего газа,  $\sigma_{tot}$  - полное сечение взаимодействия нейтрона с ядрами рабочего газа),  $P_3$  - вероятность рассеяния в интервале углов рассеяния  $[\theta_{min}; \theta_{max}]$  и  $P_4$  - вероятность рассеяния в интервале углов поворота  $[\varphi_{min}; \varphi_{max}]$ .

Для расчёта углов рассеяния и поворота оказывается удобным описать сферу около цилиндрического сцинтиллятора детектора нейтронов радиусом  $R_{sph} = \sqrt{R_2^2 + H_2^2 / 4}$ , т.е. периметры торцов цилиндра лежат на сфере. Координаты центра сферы  $\left[ -\left(L_2 + \frac{H_2}{2}\right)\cos \alpha_{scatt}, \left(L_2 + \frac{H_2}{2}\right)\sin \alpha_{scatt}, 0 \right] = \vec{r}_{sph}$  (угол  $\alpha_{scatt}$  показан на Рисунке 54), где  $R_2$  - радиус цилиндрического сцинтиллятора,  $H_2$  - высота сцинтиллятора,  $L_2$  - расстояние от центра цилиндрического детектора WIMP до ближайшего торца сцинтиллятора.

Точка рассеяния задаётся по формуле  $\vec{r}_{sc} = \vec{p}_1(1 - N_{rand}) + \vec{p}_2 N_{rand}$ , где  $\vec{p}_1$  - точка влёта нейтрона в детектор,  $\vec{p}_2$  - точка вылета в отсутствие рассеяния, а  $N_{rand}$  заранее генерируется по формуле  $N_{rand} = \text{RAND}$ .

#### 4.4.4. Генерация угла рассеяния

Для описания процедуры генерации угла рассеяния необходимо ввести следующие величины:  $\vec{n}_0$  - направляющий нормированный вектор движения нерассеянного нейтрона, интегральная функция вероятности, вычисляемая по

формуле 
$$F(\theta) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\theta \frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \sin \tilde{\theta} d\tilde{\theta} d\varphi}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \sin \tilde{\theta} d\tilde{\theta} d\varphi} = \frac{\int_0^\theta \frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \sin \tilde{\theta} d\tilde{\theta}}{\int_0^\pi \frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \sin \tilde{\theta} d\tilde{\theta}},$$
 где  $\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}$  - дифференциальное сечение

рассеяния нейтрона (энергией 2.45 или 14.1 МэВ) на ядре рабочего газа.

На первом этапе вычисляется середина  $\theta_{sph}$  интервала углов рассеяния  $[\theta_{min}; \theta_{max}]$ , при которых нейтрон гарантированно попадает в сферу при рассеянии в плоскости центра сферы. Середина интервала – это угол между направлением движения нерассеянного нейтрона и вектором, указывающим в центр сферы из точки рассеяния нейтрона  $\vec{r}_{sph} - \vec{r}_{sc}$ . Область значений этого угла  $[0; \pi]$ , поэтому его

можно вычислить по формуле 
$$\theta_{sph} = \arccos \frac{\vec{n}_0(\vec{r}_{sph} - \vec{r}_{sc})}{|\vec{r}_{sph} - \vec{r}_{sc}|}.$$

Далее вычисляется предельное отклонение угла рассеяния от центра интервала  $\Delta\theta = \arcsin \frac{R_{sph}}{|\vec{r}_{sph} - \vec{r}_{sc}|}$ . Таким образом, получаем, что рассеяние должно

происходить в интервале углов  $[\theta_{min}; \theta_{max}]$ , где  $\theta_{min} = \arccos \frac{\vec{n}_0(\vec{r}_{sph} - \vec{r}_{sc})}{|\vec{r}_{sph} - \vec{r}_{sc}|} - \arcsin \frac{R_{sph}}{|\vec{r}_{sph} - \vec{r}_{sc}|}$ ,

$$\theta_{max} = \arccos \frac{\vec{n}_0(\vec{r}_{sph} - \vec{r}_{sc})}{|\vec{r}_{sph} - \vec{r}_{sc}|} + \arcsin \frac{R_{sph}}{|\vec{r}_{sph} - \vec{r}_{sc}|}.$$

Для генерации угла рассеяния по интегральной функции вероятности необходимо привести последнюю к области определения  $[\theta_{min}; \theta_{max}]$ :

$$\tilde{F}(\theta_{sc} \in [\theta_{min}; \theta_{max}]) = \frac{F(\theta_{sc}) - F(\theta_{min})}{F(\theta_{max}) - F(\theta_{min})}.$$

Вероятность рассеяния в интервале углов рассеяния тогда принимает вид  $P_3 = F(\theta_{max}) - F(\theta_{min})$ .

#### 4.4.5. Генерация угла поворота

Для задания полной сигнатуры рассеянного нейтрона необходимо помимо точки рассеяния и угла рассеяния задать угол поворота (Рисунок 57). Углом поворота называется угол между плоскостью, в которой происходит рассеяние и плоскостью, задаваемой точкой рассеяния, направляющим вектором

нерассеянного нейтрона и одним из трёх орт-векторов системы координат, показанной на Рисунке 54.

После генерации угла рассеяния можно построить направляющий вектор  $\vec{n}'_1$  рассеянного нейтрона в плоскости, соответствующей углу поворота  $\theta$ .  $\vec{n}'_1$  можно найти как линейную комбинацию  $\vec{n}_0$  и орт-вектора лабораторной системы координат (например,  $\vec{k}$ ). Формально это записывается в виде системы уравнений:

$$\begin{cases} \alpha\vec{k} + \beta\vec{n}_0 = \vec{n}'_1 \\ \alpha^2 + \beta^2 + 2\alpha\beta \cdot (\vec{k} \cdot \vec{n}_0) = 1 \\ \vec{n}'_1 \cdot \vec{n}_0 = \cos\theta_{sc} \end{cases}$$

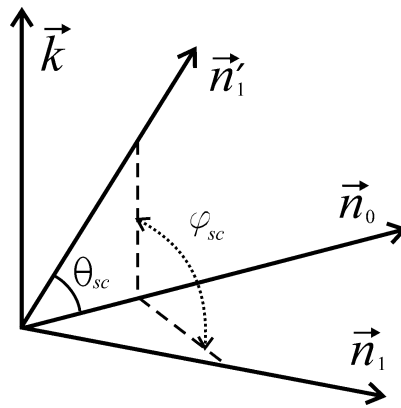


Рисунок 57. Схема к описанию генерации сигнатуры рассеянного нейтрона

Из первого и третьего уравнений следует  $\alpha(\vec{k} \cdot \vec{n}_0) + \beta = \cos\theta_{sc}$ . Выражая  $\beta$  через  $\alpha$  и подставляя в условие нормировки, получим  $\alpha^2 + \cos^2\theta_{sc} - 2\cos\theta_{sc}(\vec{k} \cdot \vec{n}_0)\alpha + (\vec{k} \cdot \vec{n}_0)^2 \alpha^2 + 2\cos\theta_{sc}(\vec{k} \cdot \vec{n}_0)\alpha - 2(\vec{k} \cdot \vec{n}_0)^2 \alpha^2 = 1$ , или  $(1 - (\vec{k} \cdot \vec{n}_0)^2)\alpha^2 - \sin^2\theta_{sc} = 0$ .

Решение имеет вид  $\alpha = \pm \frac{\sin\theta_{sc}}{\sqrt{1 - (\vec{k} \cdot \vec{n}_0)^2}}$

Для корректности результатов этой программы не имеет значения выбор знака в выражении для  $\alpha$ , поэтому будем считать, что  $\alpha = \frac{\sin\theta_{sc}}{\sqrt{1 - (\vec{k} \cdot \vec{n}_0)^2}}$ . После этого

вычисляется  $\beta$  и  $\vec{n}'_1$ .



Если  $\vec{k} = \vec{n}_0$ , то эти векторы не образуют базис, поэтому необходимо использовать другой вектор глобальных декартовых координат, в которых задаётся моделируемая система, например вектор  $\vec{j} = [0; 1; 0]$ . Так же с точки зрения погрешности округления при вычислениях представляется разумным ввести минимальный угол между векторами  $\vec{k}$  и  $\vec{n}_0$ , ниже которого используется вектор  $\vec{j}$ . Угол можно опознать по его косинусу, поскольку в интервале аргумента  $[0; 180^\circ]$  между углом и его косинусом имеется взаимно-однозначное соответствие. В данной программе в качестве второго вектора базиса используется  $\vec{j}$  при условии  $|\vec{k} \cdot \vec{n}_0| > \cos 45^\circ$ .

Направляющий вектор рассеянного нейтрона с ненулевым углом поворота можно получить, поворачивая  $\vec{n}'_1$  вокруг  $\vec{n}_0$  на угол поворота. Чтобы определить угол поворота, построим ортонормированный базис, первым ортом которого является  $\vec{a}_1 = \vec{n}_0$ , второй орт -  $\vec{a}_2 = \frac{\vec{n}_0 \times \vec{n}'_1}{|\vec{n}_0 \times \vec{n}'_1|}$  (знаменатель нужен для нормировки на единицу), третий должен быть ортогонален двум первым. Этому условию удовлетворяет вектор  $\vec{a}_3 = \vec{a}_2 \times \vec{a}_1 = \frac{(\vec{n}_0 \times \vec{n}'_1) \times \vec{n}_0}{|\vec{n}_0 \times \vec{n}'_1|}$ .

В базисе  $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$  вектор, указывающий из точки рассеяния в центр сферы, имеет вид:  $\vec{r}_{sph} = (\vec{r}_{sph} - \vec{r}_{sc}) \cdot \hat{A}$ , где  $\vec{r}_{sph} - \vec{r}_{sc}$  - вектор-строка, а  $\hat{A}$  - матрица перехода, в которой первый столбец - это вектор-столбец  $\vec{a}_1$ , второй -  $\vec{a}_2$ , третий -  $\vec{a}_3$ .

Середина интервала значений угла поворота  $\varphi_{sph}$  определяется проекцией центра сферы на плоскость, образуемую векторами  $\vec{a}_2, \vec{a}_3$  (плоскость, перпендикулярная вектору нерассеянного нейтрона  $\vec{a}_1 = \vec{n}_0$ ). Если второй компонент вектора  $\vec{r}_{sph}$  в представлении базиса  $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$  положителен, т.е.  $(\vec{r}_{sph}, \vec{a}_2) \geq 0$ , то  $\varphi_{sph}$  заведомо лежит в интервале  $[0; \pi]$ , поэтому

$$\varphi_{sph} = \arccos \left( \frac{(\tilde{\vec{r}}_{sph}, \vec{a}_3)}{\sqrt{(\tilde{\vec{r}}_{sph}, \vec{a}_2)^2 + (\tilde{\vec{r}}_{sph}, \vec{a}_3)^2}} \right). \quad \text{Если} \quad (\tilde{\vec{r}}_{sph}, \vec{a}_2) \leq 0, \quad \text{то}$$

$$\varphi_{sph} = \pi - \arccos \left( \frac{(\tilde{\vec{r}}_{sph}, \vec{a}_3)}{\sqrt{(\tilde{\vec{r}}_{sph}, \vec{a}_2)^2 + (\tilde{\vec{r}}_{sph}, \vec{a}_3)^2}} \right).$$

Величина полуширины интервала углов поворота определяется по формуле

$$\Delta\varphi = \arcsin \left( \frac{R_{sph}}{\sqrt{(\tilde{\vec{r}}_{sph}, \vec{a}_2)^2 + (\tilde{\vec{r}}_{sph}, \vec{a}_3)^2}} \right).$$

Равномерно распределённый угол поворота генерируется по формуле

$$\varphi_{sc} = \varphi_{sph} + 2 \cdot (RAND - 0.5) \cdot \Delta\varphi.$$

Далее вектор  $\vec{n}'_1$  поворачивается на угол  $\varphi_{sc}$  вокруг вектора  $\vec{n}_0$ .

Задачу поворота можно переформулировать в терминах разложения по ортогональному базису  $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ . В базисе  $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$  вектор  $\vec{n}'_1$  имеет представление  $\vec{n}'_1 = [\vec{n}_0 \cdot \vec{n}'_1; 0; |\vec{n}_0 \times \vec{n}'_1|]$ . Вращение вокруг вектора  $\vec{a}_1$  оставляет неизменной первый компонент представления. Поворачивая  $\vec{n}'_1$  на угол  $\varphi_{sc}$  вокруг  $\vec{n}_0$ , получаем вектор  $\vec{n}_1 = [\vec{n}_0 \cdot \vec{n}'_1; |\vec{n}_0 \times \vec{n}'_1| \sin\varphi_{sc}; |\vec{n}_0 \times \vec{n}'_1| \cos\varphi_{sc}]$ , или в исходном представлении  $\vec{n}_1 = \vec{n}_0 (\vec{n}_0 \cdot \vec{n}'_1) + \vec{n}_0 \times \vec{n}'_1 \cdot \sin\varphi_{sc} + (\vec{n}_0 \times \vec{n}'_1) \times \vec{n}_0 \cdot \cos\varphi_{sc}$ . Применяя известную формулу для тройного векторного произведения  $(\vec{n}_0 \times \vec{n}'_1) \times \vec{n}_0 = \vec{n}'_1 (\vec{n}_0 \cdot \vec{n}_0) - \vec{n}_0 (\vec{n}_0 \cdot \vec{n}'_1) = \vec{n}'_1 - \vec{n}_0 (\vec{n}_0 \cdot \vec{n}'_1)$ , получаем:

$$\vec{n}_1 = \vec{n}'_1 \cos\varphi_{sc} + \vec{n}_0 \times \vec{n}'_1 \cdot \sin\varphi_{sc} + \vec{n}_0 (\vec{n}_0 \cdot \vec{n}'_1) (1 - \cos\varphi_{sc})$$

$\vec{n}_1$  - это направление вылета рассеянного нейтрона.

Вероятность рассеяния в интервале углов поворота тогда принимает вид

$$P_4 = \frac{\Delta\varphi}{\pi}.$$

#### 4.4.6. Энергия ядер отдачи

Энергия ядра отдачи вычисляется по формулам, приведённым в § 4.2. Если рассеяние происходит через неупругий канал, то ядро получает добавку энергии

$\Delta E_{rec} = \frac{p_\gamma^2 - 2p_0 p_\gamma \cos \alpha_{em}}{2M}$ , где  $p_\gamma$  – импульс гамма-кванта,  $p_0$  – импульс ядра отдачи после столкновения с нейтроном,  $M$  – масса ядра отдачи,  $\alpha_{em}$  – угол между направлением эмиссии гамма-кванта и направлением движения ядра отдачи после столкновения.

Для расчётов удобно пользоваться не импульсами гамма-кванта и ядра отдачи, а их кинетическими энергиями. В таком представлении

$$\Delta E_{rec} = \frac{\frac{\varepsilon^2}{c^2} - 2\sqrt{2ME_{rec}} \frac{\varepsilon}{c} \cos \alpha_{em}}{2M}, \text{ где } c \text{ – скорость света.}$$

Далее, для того, чтобы пользоваться единицами энергии МэВ и единицами массы а.е.м., необходимо ввести коэффициент  $q = \frac{\sqrt{a/b}}{c}$ , где  $a$  – коэффициент перевода МэВ в Дж ( $a = 10^6 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}$ ),  $b$  – коэффициент перевода а.е.м. в кг ( $b = 10^3 / 6.023 \cdot 10^{23}$ ),  $c = 3 \cdot 10^8$ . Добавка энергии переписывается в виде

$$\Delta E_{rec} = \frac{(\varepsilon q)^2 - 2\sqrt{2ME_{rec}} (\varepsilon q) \cos \alpha_{em}}{2M}, \text{ где масса выражена в а.е.м., энергии – в МэВ, а } q = 0.033.$$

Угол эмиссии гамма-кванта  $\alpha_{em}$  – неравномерно распределённая величина.  $\alpha_{em}$  имеет такое же распределение, как и угол  $\theta = \arccos(\sin \Delta\theta (1 - 2 \cdot RAND))$  эмиссии нейтрона генератором нейтронов, только в случае гамма-кванта  $\Delta\theta = 90^\circ$ , поэтому  $\alpha_{em}$  генерируется по формуле  $\alpha_{em} = \arccos(1 - 2 \cdot RAND)$ .

С точки зрения ускорения работы программы целесообразно сократить операцию косинуса от арккосинуса в формуле для  $\Delta E_{rec}$  и сразу генерировать эмиссионную добавку к энергии ядра отдачи по формуле

$$\Delta E_{rec} = \frac{(0,033\varepsilon)^2 - 2 \cdot 0,033\varepsilon \sqrt{2ME_{rec}} \cdot (1 - 2RAND)}{2M}$$

После этого в создаваемой сигнатуре рассеянного нейтрона задаётся энергия рассеянного нейтрона  $E_{sc} = E_0 - \varepsilon - E_{rec} - \Delta E_{rec}$ , а событие регистрации ядра отдачи с энергией  $E'_{rec} = E_{rec} + \Delta E_{rec}$  заносится в спектр ядер отдачи.

#### 4.4.7. Сцинтилляционный детектор рассеянных нейтронов

После генерации сигнатуры рассеянного нейтрона детектор пересечений проверяет факт попадания нейтрона в цилиндрический сцинтиллятор. Если рассеянный нейтрон не попадает, то событие игнорируется. В случае попадания событие регистрации ядра отдачи с энергией  $E'_{rec} = E_{rec} + \Delta E_{rec}$  заносится в спектр ядер отдачи со смещением (см. 93)  $P = P_1 P_2 P_3 P_4 P_5$ , где  $P_5$  есть «неучтённая» вероятность рассеяния нейтрона в сцинтилляторе. Если в качестве сцинтиллятора используется стильбен или р-терфенил, то  $P_5 = 1 - \exp(-(x_2 - x_1)n_H\sigma_{Htot})$ , где  $(x_2 - x_1)$  - разность локальных координат точек пересечения, вычисленных детектором пересечений,  $n_H$  - концентрация атомов водорода в веществе сцинтиллятора,  $\sigma_{Htot}$  - сечение упругого рассеяния нейтрона на протоне.

#### § 4.5. Аналитическая оценка ширины спектральных линий

Для дальнейшего рассмотрения понадобится формула стереометрической суперпозиции углов. Пусть угол  $\alpha$  образован прямой  $a$ , лежащей в плоскости  $A$ , и прямой  $(c)$  пересечения плоскостей  $A$  и  $B$ , угол  $\beta$  образован прямой  $b$ , лежащей в плоскости  $B$ , и прямой  $c$ ,  $\zeta$  – угол между плоскостями  $A$  и  $B$  (Рисунок 58). Тогда угол  $\lambda$  между прямыми  $a$  и  $b$  удовлетворяет следующему уравнению  $\cos \lambda = \cos \alpha \cos \beta + \sin \alpha \sin \beta \cos \zeta$ .

Рассмотрим калибровку детектора, в которой точка генерации нейтронов, центр цилиндрического элементарного регистрирующего объёма КЛД и центр цилиндрического сцинтиллятора находятся в горизонтальной плоскости (образующая цилиндрического регистрирующего объёма КЛД вертикальна). Расстояние от мишени генератора нейтронов до регистрирующего объёма  $L_1$ , разрешение КЛД по вертикали  $s_1$ , расстояние от центра регистрирующего объёма до центра сцинтиллятора детектора нейтронов  $L_2$ , диаметр сцинтиллятора детектора рассеянных нейтронов  $s_2$  (Рисунок 59).

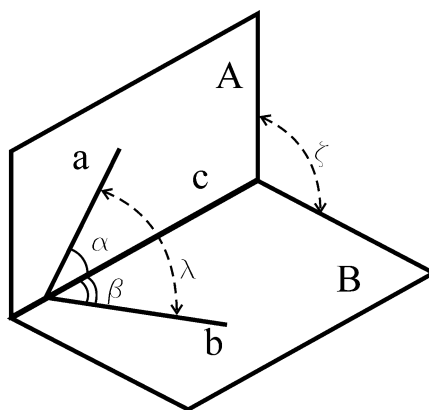


Рисунок 58. Пояснение к формуле суперпозиции плоских углов

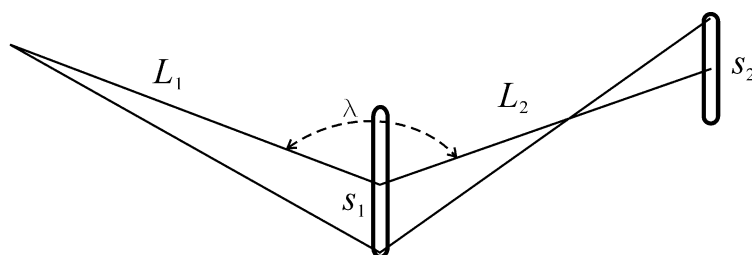


Рисунок 59. Схема к вычислению погрешности калибровки детектора WIMP из-за конечных вертикальных размеров детекторов

На Рисунке 59 приведены идеальная ситуация рассеяния и регистрации нейтрона, когда угол рассеяния нейтрона в точности равен измеренному углу  $\alpha_{scatt} = \pi - \lambda$ , и 2 крайних ситуации, когда угол рассеяния  $\pi - (\lambda + \Delta\lambda)$  максимально далёк от измеренного  $\alpha_{scatt} = \pi - \lambda$ . Применяя формулу суперпозиции углов к этой схеме, можно написать

$$\cos(\lambda + \Delta\lambda) = \cos\left(\frac{\pi}{2} - \frac{s_1}{2L_1}\right) \cos\left(\frac{\pi}{2} - \frac{(s_1 + s_2)}{2L_2}\right) + \sin\left(\frac{\pi}{2} - \frac{s_1}{2L_1}\right) \sin\left(\frac{\pi}{2} - \frac{(s_1 + s_2)}{2L_2}\right) \cos \lambda,$$

или, воспользовавшись формулами приведения,

$$\cos(\lambda + \Delta\lambda) = \sin\left(\frac{s_1}{2L_1}\right) \sin\left(\frac{(s_1 + s_2)}{2L_2}\right) + \cos\left(\frac{s_1}{2L_1}\right) \cos\left(\frac{(s_1 + s_2)}{2L_2}\right) \cos \lambda.$$

Здесь произведена приближённая замена  $\arctg x = x + o(x^3) \approx x$  с точностью до бесконечно малой третьего порядка. Разложим тригонометрические функции от аргументов типа  $s/L$  с точностью до малых третьего порядка по формулам

$\sin x = x + o(x^3) \approx x$  и  $\cos x = 1 - \frac{x^2}{2} + o(x^4) \approx 1 - \frac{x^2}{2}$ , а  $\cos(\lambda + \Delta\lambda)$  представим приближённо

$$\text{в виде } \cos(\lambda + \Delta\lambda) = \cos \lambda - \sin \lambda \Delta\lambda - \frac{\cos \lambda}{2} \Delta\lambda^2.$$

Получаем для погрешности определения угла рассеяния

$$-\sin \lambda \Delta\lambda - \frac{1}{2} \cos \lambda (\Delta\lambda)^2 = \frac{s_1}{2L_1} \frac{(s_1 + s_2)}{2L_2} - \frac{1}{2} \left( \left( \frac{s_1}{2L_1} \right)^2 + \left( \frac{(s_1 + s_2)}{2L_2} \right)^2 - \frac{1}{2} \left( \frac{s_1}{2L_1} \right)^2 \left( \frac{(s_1 + s_2)}{2L_2} \right)^2 \right) \cos \lambda,$$

или, пренебрегая малой величиной 4-го порядка и переходя к углу рассеяния нейтрона  $\alpha_{scatt} = \pi - \lambda$  и  $\Delta\theta_{hor} = -\Delta\lambda$ ,

$$\sin \alpha_{scatt} \Delta\theta_{hor} + \frac{1}{2} \cos \alpha_{scatt} (\Delta\theta_{hor})^2 = \frac{s_1}{2L_1} \frac{(s_1 + s_2)}{2L_2} + \frac{1}{2} \left( \left( \frac{s_1}{2L_1} \right)^2 + \left( \frac{(s_1 + s_2)}{2L_2} \right)^2 \right) \cos \alpha_{scatt},$$

которое для нахождения  $\Delta\theta_{hor}$  требует решение квадратного уравнения, которое имеет два корня. Очевидно, в данном случае физический смысл имеет меньший по модулю корень (разложения проведены в приближении малого  $\Delta\lambda$ ).

$$\text{Примем } F(\alpha_{scatt}) = \frac{s_1}{2L_1} \frac{(s_1 + s_2)}{2L_2} + \frac{1}{2} \left( \left( \frac{s_1}{2L_1} \right)^2 + \left( \frac{(s_1 + s_2)}{2L_2} \right)^2 \right) \cos \alpha_{scatt}, \quad \text{тогда при}$$

формальном решении квадратного уравнения получим

$$\Delta\theta_{hor} = \frac{-\sin \alpha_{scatt} \pm \sqrt{\sin^2 \alpha_{scatt} + 2F(\alpha_{scatt}) \cos \alpha_{scatt}}}{\cos \alpha_{scatt}}. \quad \text{Минимальное по модулю } \Delta\theta_{hor} \text{ даёт}$$

формула

$$\Delta\theta_{hor} = \frac{\sqrt{\sin^2 \alpha_{scatt} + 2F(\alpha_{scatt}) \cos \alpha_{scatt}} - \sin \alpha_{scatt}}{\cos \alpha_{scatt}}.$$

При  $\Delta\alpha_{scatt} = \frac{\pi}{2}$  имеем неопределённость (0/0), разрешение которой даёт

$$\Delta\theta_{hor} \left( \alpha_{scatt} = \frac{\pi}{2} \right) = -F \left( \frac{\pi}{2} \right).$$

Изменения пути движения нейтрона, происходящие из-за конечных горизонтальных размеров детекторов, таковы, что все траектории лежат в одной плоскости, поэтому погрешность определения угла оценивается исходя из

плоского сложения углов (Рисунок 60):  $\Delta\lambda = \pm \left( \frac{h_1}{2L_1} + \frac{h_1 \cos \lambda}{2L_2} + \frac{h_2}{2L_2} \right)$ , где  $h_1$  – сторона горизонтального квадратного сечения элементарного регистрирующего объёма КЛД,  $h_2$  – горизонтальный размер сцинтиллятора детектора нейтронов. Переписывая эту формулу в терминах углов рассеяния, получаем:

$$\Delta\theta_{hor}(\alpha_{scatt}) = \pm \left( \frac{h_1}{2L_1} + \frac{h_1 \cos \alpha_{scatt}}{2L_2} \right)$$

Положительная добавка к углу рассеяния равна:

$$\Delta\theta_{geom}^+(\alpha_{scatt}) = \Delta\theta_{hor}(\alpha_{scatt}) + \Delta\theta_{vert}(\alpha_{scatt} + \Delta\theta_{hor}(\alpha_{scatt})).$$

Добавка к углу рассеяния из-за вертикальной погрешности всегда положительна, поэтому она не входит в формулу для суммарной отрицательной добавки к углу рассеяния:

$$\Delta\theta_{geom}^-(\alpha_{scatt}) = \Delta\theta_{hor}(\alpha_{scatt})$$

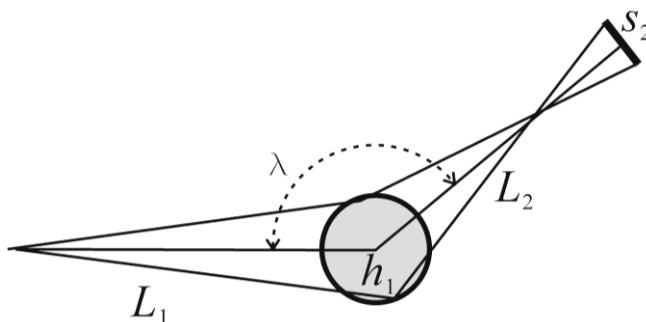


Рисунок 60. Схема к вычислению погрешности калибровки детектора WIMP из-за конечных горизонтальных размеров детекторов

Погрешность определения энергии ядра отдачи можно оценить по формуле:

$$\Delta E_{rec}^{\pm}(\alpha_{scatt}) = E_{rec}(\alpha_{scatt} \pm \Delta\theta_{geom}^{\pm}(\alpha_{scatt})) - E_{rec}(\alpha_{scatt}).$$

При калибровке по неупругому рассеянию возникает дополнительная погрешность из-за эмиссии  $\gamma$ -кванта под неопределённым углом, описанная выше (с. 98).

На Рисунке 61 приведён пример сравнения моделирования в Scattronix и аналитической оценки ширины спектральных линий для наиболее интересной конфигурации калибровки КЛД на  $^{40}\text{Ar}$  с рассеянием нейтронов на малый угол ( $\alpha_{scatt} = 0$ ). Вертикальными линиями показаны аналитические предсказания

ширины линий, которые, как видно, хорошо согласуются с результатами статистического моделирования [25].

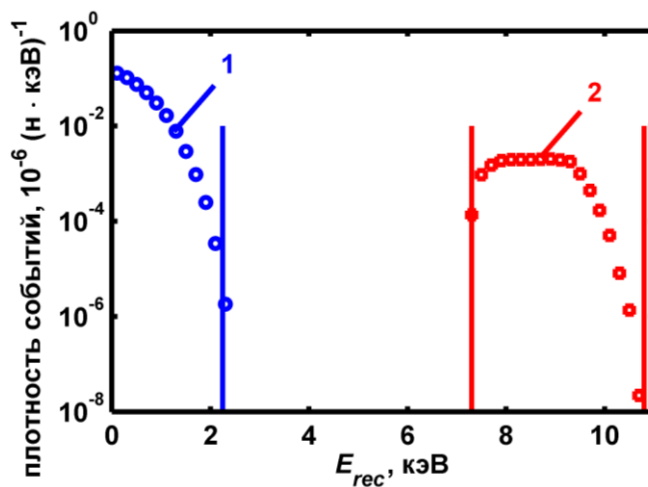


Рисунок 61. Спектр ядер отдачи при азимуте детектора нейтронов  $\alpha_{scatt}=0$ .  $L_1=L_2=50$ см,  $s_1=h_1=5$ ,  $s_2=h_2=4$ . 1 – линия упругого рассеяния, 2 – линия неупругого рассеяния. Вертикальные сплошные линии – аналитически рассчитанные границы спектральных линий



## Глава 5

### Калибровка КЛД на $^{40}\text{Ar}$ по неупругому рассеянию нейтрона на малый угол

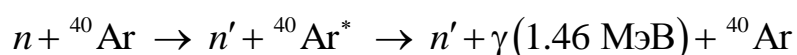
#### § 5.1. Свойства неупругого рассеяния нейтрона на ядре $^{40}\text{Ar}$ на малый угол

Из формулы для зависимости энергии ядра отдачи  $^{40}\text{Ar}$  от угла упругого рассеяния нейтрона (§4.2) можно получить оценку ошибки определения энергии ядра отдачи из-за геометрической неопределённости угла рассеяния:

$$\frac{\Delta E_{rec}}{E_{rec}} = \frac{\sin \theta_{sc}}{1 - \cos \theta_{sc}} \Delta \theta_{sc}$$

Эта ошибка быстро возрастает с уменьшением угла рассеяния (т.е. энергии ядра отдачи). Для ядер отдачи  $^{40}\text{Ar}$  энергиями 100, 10 и 1 кэВ, соответствующих углам  $80.4^\circ$ ,  $23.3^\circ$  и  $7.3^\circ$  при упругом рассеянии нейтрона энергией 2.45 МэВ, геометрические ошибки составляют  $1.1\Delta\theta$ ,  $4.7\Delta\theta$  и  $15\Delta\theta$  соответственно. На практике это означает, что минимально достижимое значение энергии ядра отдачи упругого рассеяния DD-нейтрона составляет около 10 кэВ [15]. Ниже этого предела неопределённость энергии становится слишком большой. Таким образом, актуальной задачей является разработка альтернативных схем калибровки, пригодных для ядер отдачи энергиями ниже 10 кэВ.

Столкновение нейтрона с ядрами  $^{40}\text{Ar}$  может вызывать возбуждение ядер, за которым в течение  $10^{-12}$  с следует испускание характеристического  $\gamma$ -кванта [105]. Первый уровень возбуждения ядра  $^{40}\text{Ar}$  имеет энергию 1.46 МэВ [33]. Таким образом, главный процесс неупругого рассеяния имеет вид:



Интересная особенность кинематики неупругого рассеяния состоит в том, что энергия ядра отдачи стремится к отличному от нуля значению при уменьшении угла рассеяния. Это значение равно 8.2 кэВ для отмеченного процесса при рассеянии нейтрона энергией 2.45 МэВ и 0.95 кэВ для нейтрона 14.1 МэВ

(Рисунок 62). Для рассеяния на малый угол имеет место слабая зависимость энергии ядер отдачи от угла рассеяния. Этот факт позволяет использовать большие телесные углы акцептанса без значительного ухудшения распределения энергии ядер отдачи, которое имело бы место в случае упругого рассеяния.

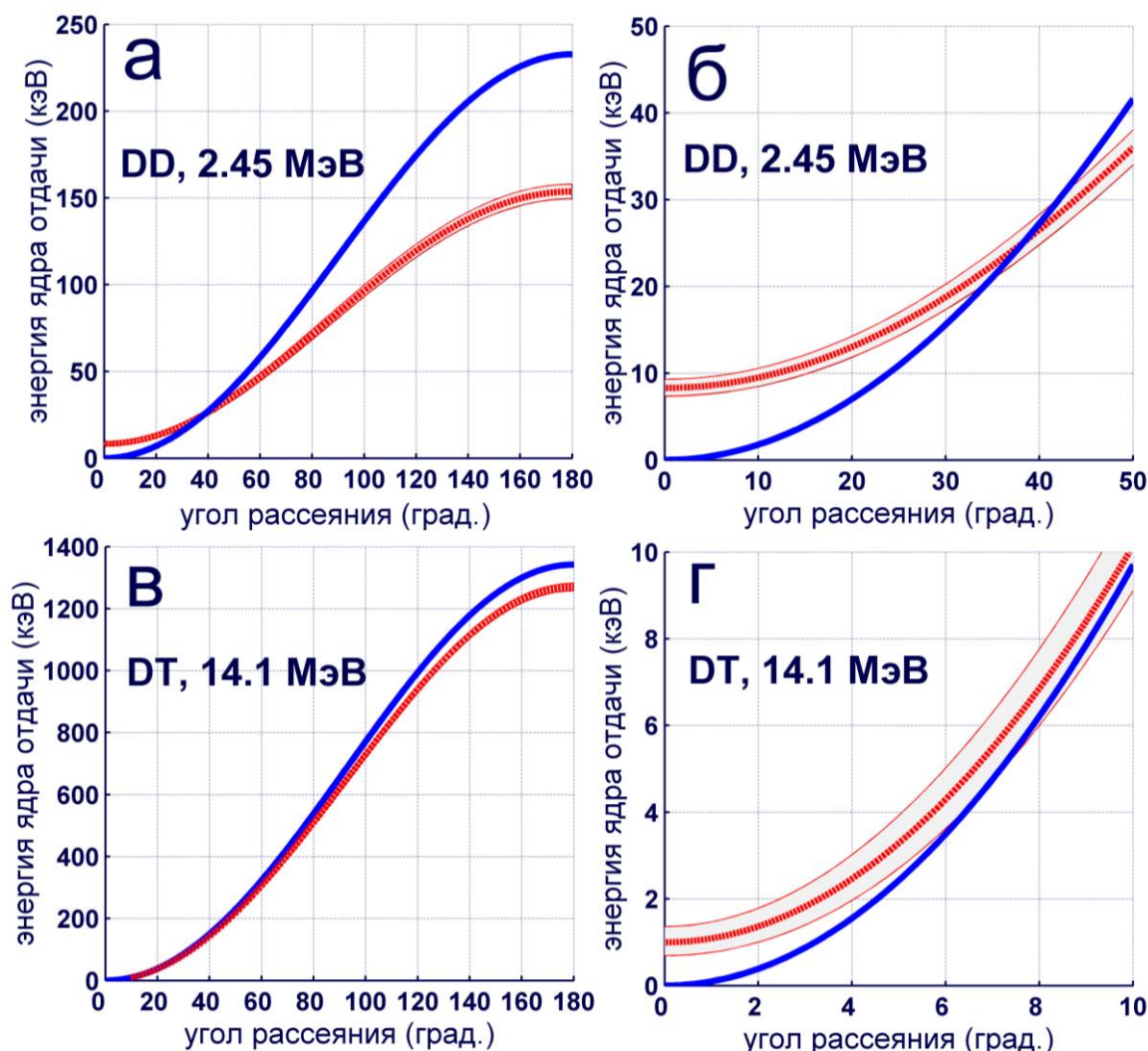


Рисунок 62. Зависимость энергии ядра отдачи  $^{40}\text{Ar}$  от угла рассеяния нейтрона. а,б – DD-нейтроны (2.45 МэВ), в,г – DT-нейтроны (14.1 МэВ); Сплошные линии – энергии ядер отдачи, возникающий при упругом рассеянии, пунктирные линии – энергии возбуждённых ядер отдачи при неупругом рассеянии через первый уровень возбуждения, области заливки – разбросы энергий ядер отдачи после испускания  $\gamma$ -квантов 1.46 МэВ.

Дифференциальное сечение для неупругого рассеяния DD и DT- нейтронов на малые углы составляет 50 мбарн/стерадиан. Дифф. сечения упругого рассеяния, дающего ядра отдачи с той же энергией (т.е. рассеяние на угол  $22^\circ$  для

DD-нейтронов и  $3^\circ$  для DT-нейтронов) равны 0.8 барн/стерадиан и 1.8 барн/стерадиан соответственно [33].

Как было показано в разделе 4.3.6 (с. 98), распределение эмиссионной добавки к энергии ядра отдачи имеет прямоугольный вид, поэтому итоговое распределение энергии ядер отдачи при рассеянии на малый угол имеет вид, близкий к прямоугольному (Рисунок 61). Дополнительная «эмиссионная» дисперсия энергии ядер отдачи при неупругом рассеянии вместе с низким сечением неупругого рассеяния может ограничить точность калибровки.

## § 5.2. Моделирование спектров событий в Scattronix

Моделирование в Scattronix учитывает только однократные упругое и неупругое рассеяние нейтронов. Для случая DD-нейтронов этого достаточно, а в случае DT-нейтронов ситуация более сложна, потому что сечение ( $n$ ,  $2n$ ) реакции сравнимо с сечением упругого рассеяния.

Заметный вклад в формирование спектра событий даёт комpton-эффект. Полное сечение комптоновского рассеяния 1.46МэВ-ного  $\gamma$ -кванта на всех 18 электронах атома аргона равно 120 барн. Сечение фотоэффекта (преимущественно на ближайшем к ядру электроны) составляет  $2.2 \cdot 10^{-3}$  барн, поэтому фотоэффектом пренебрегаем. Для учёта выделения энергии при комптоновском рассеянии  $\gamma$ -квантов энергией 1.46 МэВ использован следующий подход. Вероятность того, что  $\gamma$ -квант произведёт комптоновский электрон

энергией  $E_C$ , равна  $dP_C(E_C) = n_{Ar} \langle l \rangle \frac{d\sigma_{KN}}{dE_C} Z \cdot dE_C$ , где  $\langle l \rangle$  - это среднее расстояние

между точкой рассеяния нейтрона и границей регистрирующего объёма,  $n_{Ar}$  - концентрация атомов  $^{40}\text{Ar}$  в регистрирующей среде,  $Z=18$  - заряд ядра  $^{40}\text{Ar}$ ,  $\sigma_{KN}$  - сечение комптоновского рассеяния по формуле Клейна-Нишины-Тамма. Распределение энерговыделения в единицах кэВee, учитывающее эффект Комптона, можно получить из энерговыделения при неупругом рассеянии в

единицах кэВee  $\frac{dP_{rec}(E_{rec})}{dE_{rec}}$ , смоделированного в Scattronix, и распределения

$\frac{dP_C(E_C)}{dE_C}$  по формуле

$$\frac{dP(E)}{dE} = \frac{dP_{rec}(E)}{dE_{rec}} \cdot (1 - P_C) + \int_{E_{rec\_min}}^{E_{rec\_max}} \frac{dP_{rec}(E_{rec})}{dE_{rec}} \cdot \frac{dP_C(E - E_{rec})}{dE_C} dE_{rec},$$

где  $E_{rec\_max}$  и  $E_{rec\_min}$  - это края распределения  $\frac{dP_{rec}(E_{rec})}{dE_{rec}}$ . Максимальное значение

энергии, при котором функция  $\frac{dP(E)}{dE}$  не равна нулю, - это  $E_{max} = E_{rec\_max} + E_C(180^\circ)$ ,

где  $E_C(180^\circ)$  - это энергия, которую получает электрон при рассеянии  $\gamma$ -кванта 1.46 МэВ под углом  $180^\circ$ . Первое слагаемое описывает уменьшение количества событий без комптон-эффекта по сравнению с упрощённым представлением,

когда мы пренебрегаем комптон-эффектом (здесь  $P_C = \int_0^{E_C(180^\circ)} dP_C(E_C)$  - полная

вероятность рассеяния  $\gamma$ -кванта 1.46 МэВ в криогенном объёме). Второе

слагаемое описывает перераспределение доли полной вероятности, отнятой от распределения  $\frac{dP_{rec}(E_{rec})}{dE_{rec}}$ , по шкале энергий в кэВee.

События многократного рассеяния нейтронов, а также вклад нейтронов, рассеянных за пределами регистрирующего объёма КЛД, не учитываются. Средняя длина свободного пробега нейтрона и  $\gamma$ -кванта энергией 1.46 МэВ в жидком  $^{40}\text{Ar}$  составляет более 10 см, поэтому результаты моделирования в Scattronix хорошо описывают реальность только если размеры КЛД не превосходят эту величину. Следует отметить, что многократное рассеяние нейтронов и комптоновское рассеяние  $\gamma$ -квантов генерируют события преимущественно с большим энерговыделением, которые будут образовывать отдельно стоящую полосу на спектре, а значит будут легко отличимы от полезных событий. События, в которых участвуют нейтроны, рассеянные за пределами

КЛД, будут вносить вклад в систематическую ошибку, для оценки которой не обойтись без моделирования в универсальных кодах.

### § 5.3. Результаты моделирования

Чтобы оценить преимущества схемы, основанной на неупругом рассеянии, было проделано моделирование для следующей геометрии: чувствительный объём КЛД – это цилиндр диаметром и высотой 5 см, сцинтиллятор детектора рассеянных нейтронов – это цилиндр высотой и диаметром 4 см, пятно генерации нейтронов бесконечно мало.

Спектры событий, регистрируемых схемой совпадений, рассчитаны для значений эффективности конверсии ядер отдачи в электроны 10 электронов/кэВ (Рисунок 63 а и с, это значение соответствует данным по ионизационному выходу в аргоне из [23, 24, 106, 107]) и 1.3 фотоэлектронов/кэВ (Рисунок 63 б и г, по данным о сцинтилляционном сигнале из [15, 108]). Углы рассеяния равны  $0^\circ$  для неупругого рассеяния (Рисунок 63 а и б) и  $22^\circ$  для упругого рассеяния (Рисунок 63 в и г), чтобы среднее значение энергии ядра отдачи было 8.2 кэВ. Расстояния  $l_1$  и  $l_2$  выбираются так, чтобы достигались одинаковые ширины спектров для упругого и неупругого рассеяний. Низкоэнергетичные пики на Рисунке 63 а и б возникают из-за упругого рассеяния (с учётом уширения по закону Пуассона) нейтронов на малый угол. Из результатов моделирования следует, что имеет место 15-кратное возрастание скорости счёта в линиях неупругого рассеяния по сравнению с линиями упругого рассеяния. Аналогичное моделирование для случая DT-нейтронов показывает, что использование неупругого рассеяния не даёт преимуществ по сравнению с упругим рассеянием при калибровке на энергии ядер отдачи энергией около 1 кэВ.

Следует отметить, что преимущества схемы калибровки по неупругому рассеянию зависят от пространственного разрешения КЛД на  $^{40}\text{Ar}$ . Улучшение разрешения делает преимущества менее очевидными. Однако даже в случае сравнимых скоростей счёта в линиях упругого и неупругого рассеяния метод

может быть полезен, потому что использование альтернативной методики повышает надёжность результатов.

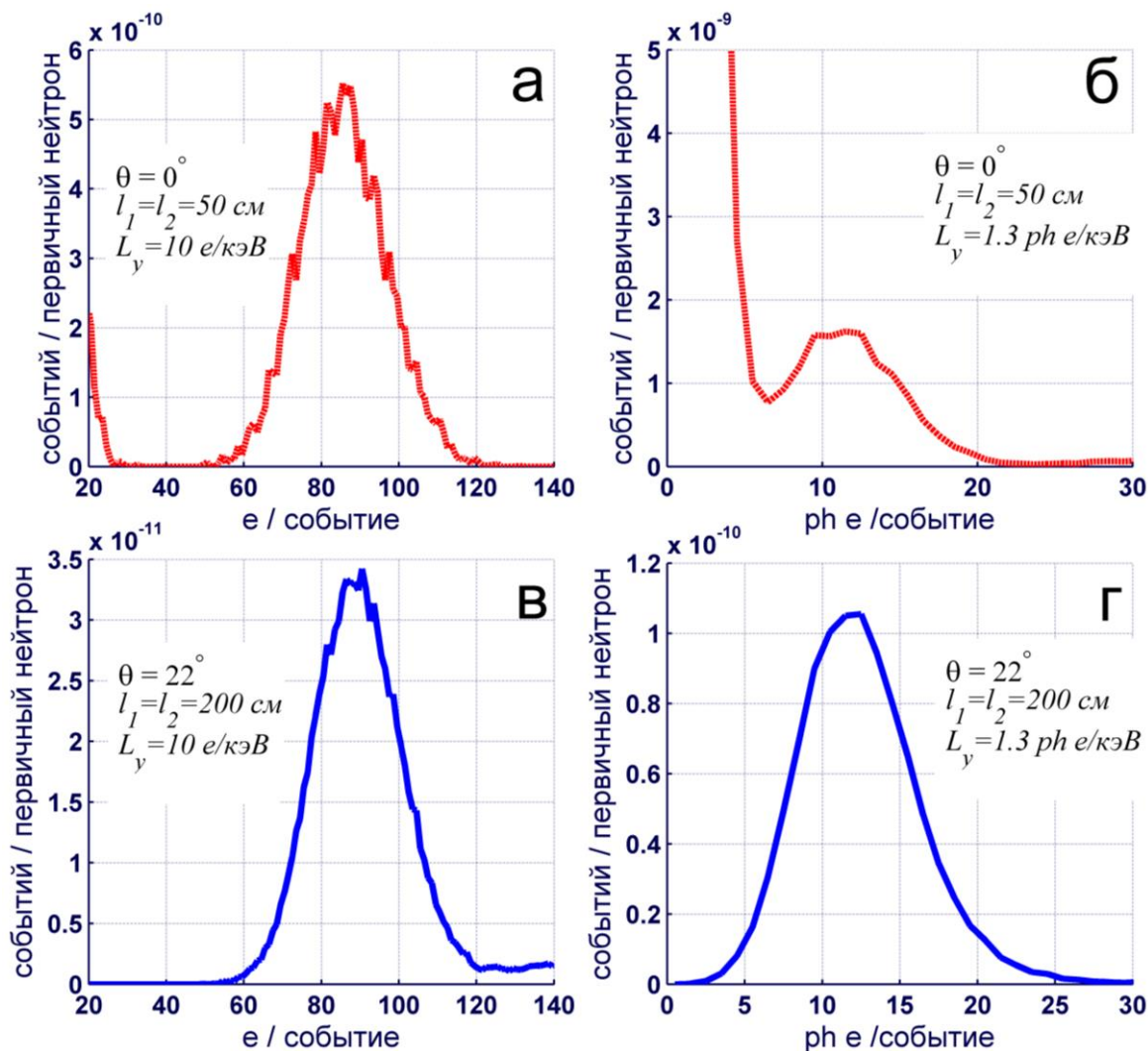


Рисунок 63. Скорости счёта событий рассеяния DD-нейтронов (моделирование в Scattronix). а – неупругое рассеяние  $\theta=0^\circ$ ,  $l_1=l_2=50$ см,  $R=10$  е/кэВ, б – неупругое рассеяние  $\theta=0^\circ$ ,  $l_1=l_2=50$ см,  $R=1.3$  е/кэВ, в – упругое рассеяние  $\theta=22^\circ$ ,  $l_1=l_2=200$ см,  $R=10$  е/кэВ, г - упругое рассеяние  $\theta=22^\circ$ ,  $l_1=l_2=200$ см,  $R=1.3$  е/кэВ. Скорости счёта нормированы на полный нейтронный выход генератора.

## Глава 6

# Применение генератора нейтронов и кода Scattronix для измерения ионизационного выхода ядер отдачи в жидком аргоне

### § 6.1. Прототип детектора слабовазаимодействующих частиц

В ИЯФ СО РАН и Лаборатории космологии и элементарных частиц НГУ ведётся разработка прототипа детектора слабовазаимодействующих частиц предельной чувствительности (т.е. с возможностью регистрации единичных первичных электронов). Детектор представляет собой криогенный объём в криостате с вакуумной изоляцией. В объёме находятся жидкая и газовая фазы аргона. Глубина жидкой фазы 0.8 см. На дне объёма находится катодная сетка, на которую подаётся высокое напряжение. Таким образом создаётся электрическое поле, которое извлекает первичные электроны ионизации в газовую фазу, а затем и в двойной газовой электронный умножитель (ГЭУ) с активной площадью  $10 \times 10 \text{ см}^2$  (Рисунок 64).

Прототип работает в режиме термодинамического равновесия между жидкой и газовой фазой при давлении газовой фазы около 1 атм и температуре 87 К. Аргон очищается фильтром Oxisorb, благодаря чему достигается время жизни электронов  $\geq 13$  мкс, что эквивалентно длине пробега до захвата  $\geq 5$  см. В эксперименте, описанном в § 6.2, коэффициент умножения заряда в ГЭУ составлял 250, электрическое поле, для в котором получены нижеизложенные результаты, равно 2.3 кВ/см. Энергетическое разрешение детектора составляет  $\sigma/E=30\%$  ( $\sigma$  – дисперсия,  $E$  – рассматриваемое значение энергии).

Зарядовый сигнал КЛД снимается с последнего электрода второго ГЭУ с использованием зарядочувствительных усилителей. Сигналы оцифровываются и записываются в память осциллографа LeCroy HRO 66Z для последующей оффлайн-обработки.



Калибровкой зарядового сигнала КЛД называется измерение зависимости регистрируемого заряда  $n_e$  после единичного акта рассеяния нейтрона в криогенном объёме от энергии возникшего ядра отдачи  $E_0$ . Обычно эту зависимость представляют с использованием величины, называемой ионизационным выходом ядра отдачи  $Q_y = n_e/E_0$ .

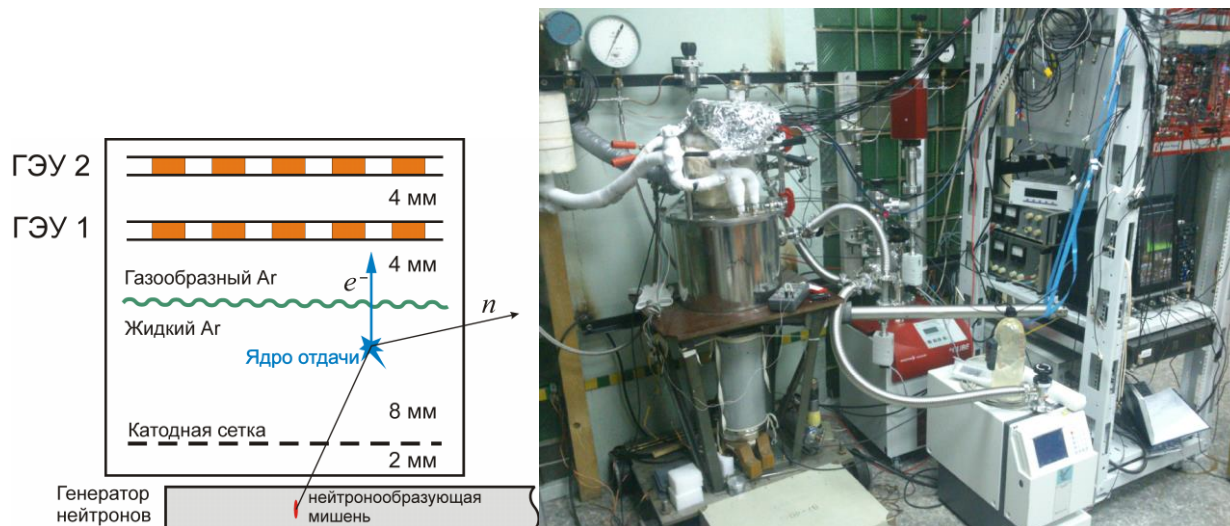


Рисунок 64. Конфигурация эксперимента по двухпозиционному измерению ионизационного выхода ядер отдачи  $^{40}\text{Ar}$ .

## § 6.2. Измерение ионизационного выхода ядер отдачи $^{40}\text{Ar}$ энергией 80 и 233 кэВ

Использование системы рассеяния нейтронов позволяет выделить события возникновения ядер отдачи в узком интервале в окрестности произвольного главного значения энергии ядер отдачи, которое определяется азимутом установки детектора рассеянных нейтронов. Однако можно предложить подход, позволяющий провести калибровку без системы рассеяния нейтронов в характерных точках энергетической шкалы спектра (не произвольных).

В измерении ионизационного выхода без системы рассеяния нейтронов не имеет значения расположение траектории нейтрона относительно КЛД, поэтому для максимизации скорости счёта генератор нейтронов располагается прямо под КЛД таким образом, чтобы мишень находилась на оси КЛД (Рисунок 64).



### 6.2.1. Учёт вклада фоновых событий

Эксперимент включает в себя три захода: 1) измерение спектра событий при включённом генераторе нейтронов, 2) измерение фоновый спектр событий, 3) калибровка энергетической шкалы детектора в единицах первичного электронного заряда и измерение энергетического разрешения КЛД при помощи изотопного источника  $^{241}\text{Am}$  с энергией квантов 59.5 кэВ. Чтобы получить спектр событий, связанный с ядрами отдачи рассеяния нейтронов, нужно из полного спектра событий при включённом генераторе вычесть фоновый спектр (Рисунок 66) и вклад  $\gamma$ -фона от реакций неупругого рассеяния и радиационного захвата нейтронов в лабораторной инфраструктуре. Гамма-кванты генерируют первичные электроны в криогенном объёме через комптон-эффект. Можно показать, что в таком случае в интересующем нас диапазоне энергий спектр гамма-фона, индуцированного нейтронами (в том числе и с учётом конечного энергетического разрешения), имеет вид спадающей линейной функции. Спектр событий, очищенный от фона и вклада  $\gamma$ -квантов, индуцированных нейтронами, показан на Рисунке 66.

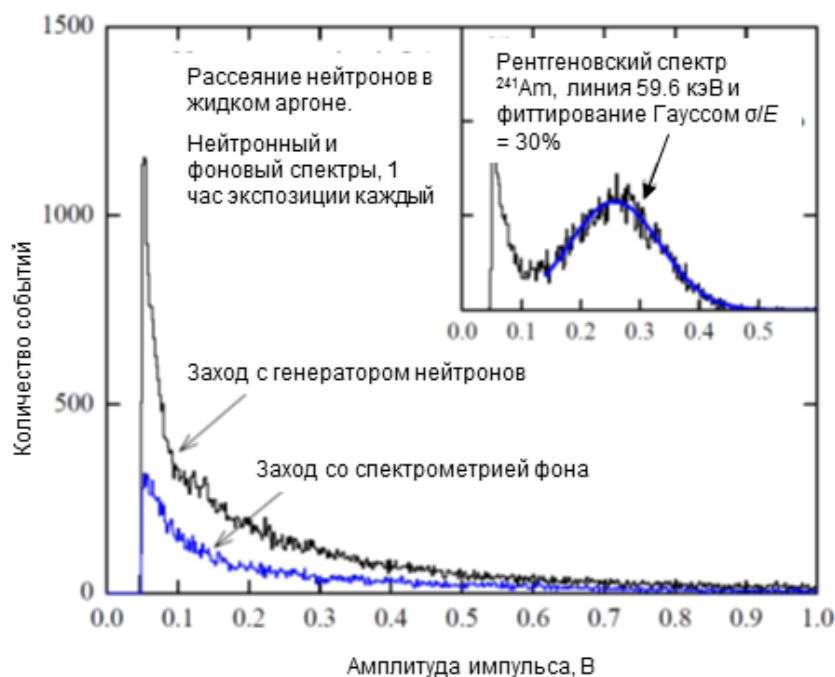


Рисунок 65. Вычитание фона из полного спектра.

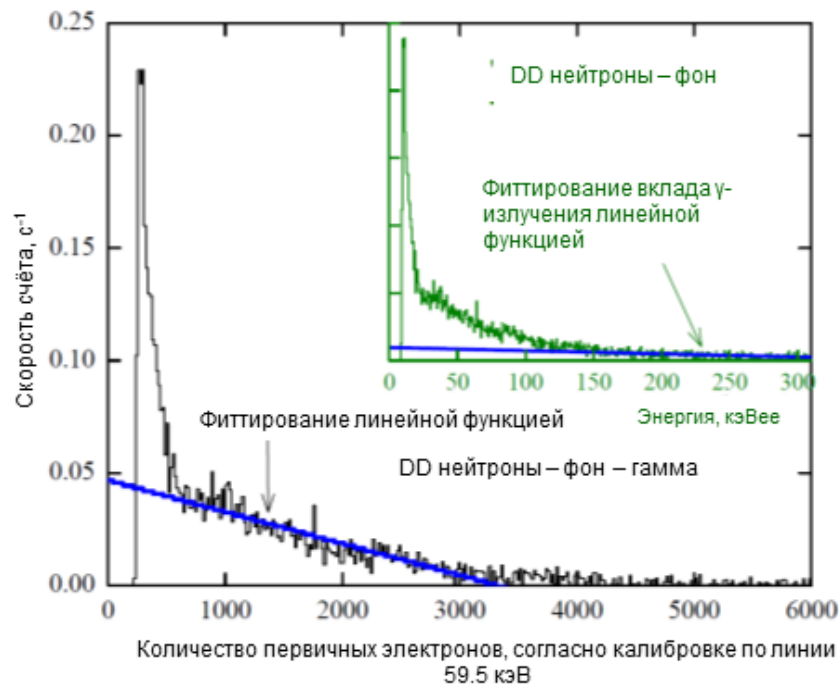


Рисунок 66. Вычитание  $\gamma$ -фона из спектра.

### 6.2.2. Сравнение теоретического и экспериментального спектров

Теоретический спектр ядер отдачи может быть смоделирован в Scattronix, если в спектр заносить все события рассеяния нейтронов на аргоне без ограничения угла рассеяния (Рисунок 67). Как видно на спектре, ядро отдачи максимальной энергии 233 кэВ возникает при рассеянии нейтрона на угол  $180^\circ$ . С экспериментальным спектром событий следует сравнивать свёртку теоретического спектра с распределением Гаусса при  $\sigma/E=30\%$ . Следует отметить, что спадающая часть спектра, соответствующая рассеянию нейтрона на тупые углы, хорошо аппроксимируется линейной функцией как на теоретическом, так и на экспериментальном спектре.

Невозможно фиттировать теоретический спектр экспериментальным, потому что неизвестна детальная зависимость ионизационного выхода от энергии ядер отдачи, однако можно выбрать 2 точки, в окрестности которых происходит быстрое изменение наклона кривой спектра, и определить в них ионизационный выход по формуле  $Q_y = n_e/E_0$ . Это границы интервала, на котором справедлива линейная аппроксимация медленно спадающей части спектров. Оценка ионизационного выхода в этих точках составляет  $7.8 \pm 1.1 e^-/\text{кэВ}$  (на правой

границе) и  $9.7 \pm 1.3 \text{ e}^-/\text{кэВ}$  (на левой границе). Энергии ядер отдачи, которые следует поставить в соответствие этим значениям, - это  $80 \pm 2 \text{ кэВ}$  и  $233 \text{ кэВ}$ .

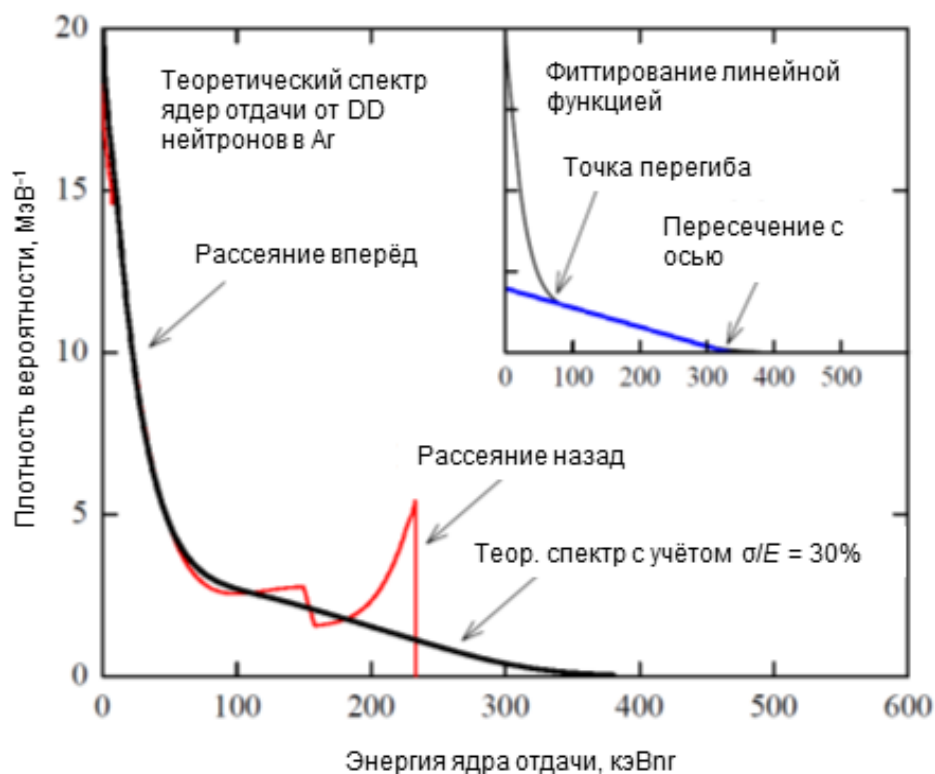


Рисунок 67. Теоретический спектр ядер отдачи  $^{40}\text{Ar}$  при облучении нейтронами  $2.45\text{МэВ}$ , рассчитанный в Scattronix, и его свёртка с распределением Гаусса с  $\sigma/E=30\%$ .

## Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем:

- Разработан стационарный итерационный метод моделирования электростатических систем с пространственным зарядом и объёмной ионизацией, который может быть реализован с использованием инструментов коммерческих программных пакетов для МКЭ-моделирования. Сформулированы границы применимости метода
- Предложена, детально проработана и реализована концепция нейтронной трубки с накаливаемым катодом. Номинальный нейтронный выход, полученный на первой трубке, составил  $10^5$  н/с при ускоряющем напряжении 80 кВ и токе ионов 50 мкА
- Экспериментально продемонстрировано, что длительность переднего и заднего фронтов нейтронных импульсов нейтронной трубки составляет 110 и 100 нс соответственно, что находится в хорошем согласии с результатами моделирования
- Разработан специализированный код Scattronix для статистического моделирования спектров ядер отдачи при калибровке КЛД
- Разработан метод калибровки КЛД на  $^{40}\text{Ar}$  на энергию ядер отдачи 8.2 кэВ по неупругому рассеянию DD-нейтронов через возбуждение ядерного уровня 1.46 МэВ
- Генератор нейтронов и код Scattronix успешно применены для измерения ионизационного выхода ядер отдачи жидкого аргона энергией 80 и 233 кэВ

В заключение я хотел бы выразить благодарность людям, без чьей помощи эта работа не могла быть проделана. Без помощи сотрудников научно-конструкторского отдела А.И. Вилькина и А.И. Горбовского, а также технолога экспериментального производства Н.Н. Ананко грамотное оформление конструкторской документации заняло бы недопустимо длительное время, а выработка конструкторских решений была бы невозможна. Также благодарю

А.Ф. Бузулуцкова за подробные разъяснения по криогенным лавинным детекторам и предоставленные им результаты калибровки КЛД, С.Г. Константинова за консультации на тему активации диспенсерных катодов, С.Ю. Таскаева за консультации по нейтронному транспорту, А.А. Иванову, Е.А. Пурыгу, А.Д. Хильченко за разработку детекторов нейтронов, А.Ф. Ровенских и П.В. Зубарева за разработку надёжных и удобных приложений для управления технологическим стендом и генератором нейтронов, О.Н. Бобровникову за рекомендации по оформлению текста работы. Отдельно хочу отметить огромный вклад непосредственного научного руководителя С.В. Полосаткина и заведующего лабораторией 10 А.В. Бурдакова, на всем протяжении работы проявлявших к ней должное внимание, вносявших своевременные замечания и отмечавших наиболее перспективные пути дальнейшего развития темы.

## Приложение

### Алгоритм итерационного стационарного решателя

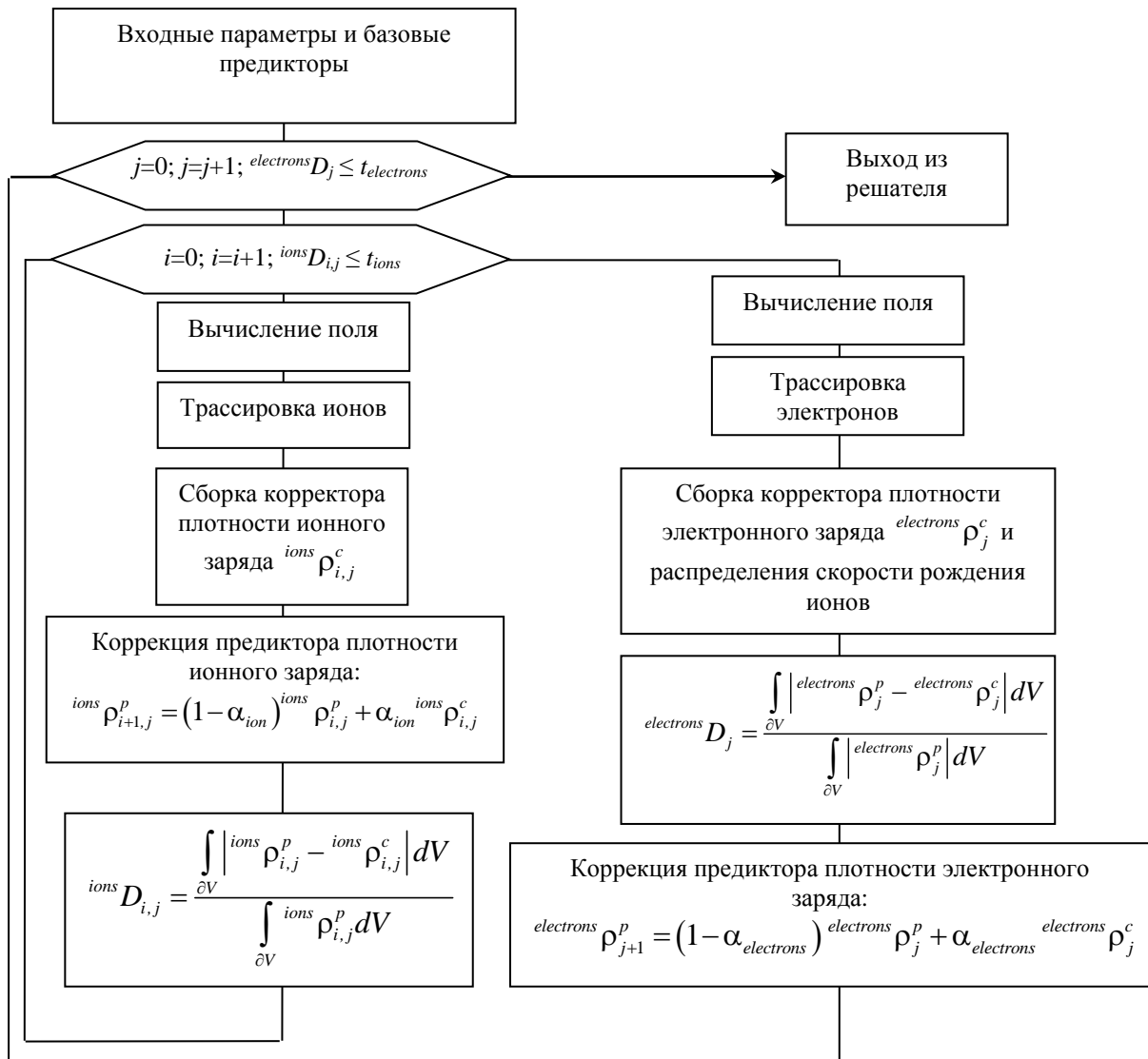


Схема автоматического изменения настроек решателя не показана.

## Литература

1. D. Ellis, J. Singer. Well logging for earth scientists. - Dordrecht: Springer, 2008, pp.351-410.
2. Боголюбов Е.П., Рыжков В.И. Портативные генераторы нейтронов Всероссийского НИИ Автоматики (ВНИИА) для физических исследований // Приборы и Техника Эксперимента – 2004 - №2. - С. 160-163
3. Кирьянов Г.И. Генераторы быстрых нейтронов. – Москва: Энергоатомиздат, 1990
4. Cross-belt coal analyser // [электронная ссылка] [http://www.sodern.com/sites/en/ref/References\\_113.html](http://www.sodern.com/sites/en/ref/References_113.html)
5. H.Akkurt, J.P.Holloway, L.E.Smith. The fixed point formulation for large sample PGNAА – Part 1: theory & Part 2: experimental demonstration. // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. – 2004 - Sec. A; Vol. 522, Iss. 3, 21 - pp. 529 – 557
6. T.M. Undagoitia, L. Rauch. Dark matter direct-detection experiments. arXiv:1509.08767, 2015  
[электронная ссылка] <http://arxiv.org/abs/1509.08767>
7. Быстрицкий В.М. и др., Стационарная установка для обнаружения взрывчатых веществ на основе метода меченых нейтронов // Письма в ЭЧАЯ – 2013 - т. 10, №5 - С. 722-729  
[Электронная ссылка] [http://neutrontech.ru/img/papers/ppnl\\_10\\_N5\\_182\\_2013.pdf](http://neutrontech.ru/img/papers/ppnl_10_N5_182_2013.pdf)
8. D.L.Chichester, J.D.Simpson, M.Lemchak. Advanced compact accelerator neutron generator technology for active neutron interrogation field work // Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry – 2007 - Vol. 271, No. 3 - pp. 629–637
9. Генераторны нейтронов ВНИИА на основе камер плазменного фокуса // [электронная ссылка] <http://www.vniia.ru/ng/nauka.html>
10. R.Verma, et al. Compact sub-kilojoule range fast miniature plasma focus as portable neutron source // Plasma sources sci. technol. – 2008 – 17 - 045020
11. А.Е. Шиканов, Е.Д. Вовченко, К.И. Козловский, В.Л. Шатохин. Малогабаритный плазменный диод с прозрачным внутренним катодом для

- генерации нейтронов // Журнал технической физики -2015 - том 85, вып. 1 - С. 47-51  
[электронная ссылка] <http://journals.ioffe.ru/jtf/2015/01/p47-51.pdf>
12. G.H. Miley et al. - Low Cost Long Distance Detector for Explosives and Chemical Analysis by IEC Application // American Journal of Applied Sciences – 2005 - vol.2, No.11 - pp.1529-1532
  13. D.Yu. Akimov. Study of nuclear recoils in two-phase xenon at ITEP // 1-st INTAS report, Sheffield, May 22 2006
  14. Д.Ю. Акимов и др. Аппаратурный комплекс по измерению отклика жидкого ксенона для ядер отдачи низких энергий на реакторе ИРТ МИФИ. // Ядерная Физика и Инжиниринг - 2012 - т. 3, № 6 - С. 490-495
  15. D. Gastler, E. Kearns, A. Hime et al Measurement of scintillation efficiency for nuclear recoils in liquid argon // Phys. Rev. C - 2012 - 85 - 065811
  16. S. Westerdale Designing and Testing the Neutron Source Deployment System and Calibration Plan for a Dark Matter Detector – thesis for fulfillment of the requirements for the degree of Bachelor of Science in Physics, MIT, 2010, p.63  
[электронная ссылка] [http://dearpclean.org/publications/westerdale\\_thesis.pdf](http://dearpclean.org/publications/westerdale_thesis.pdf)
  17. Гришняев Е.С. Определение выхода титановой нейтронообразующей мишени / Е.С. Гришняев, С.В. Полосаткин // Атомная энергия - 2012 - т. 113, вып. 5 - с. 267-280
  18. Grishnyaev E. Modeling of deuterium ionization and extraction from an ion source driven by heated cathode / E.S. Grishnyaev, S.V. Polosatkin // IEEE Transactions on Plasma Science – 2015 - Vol. 43, Iss. 11 - pp. 3856 – 3867
  19. Grishnyaev E. The study of neutron burst shape of a neutron tube driven by dispenser cathode / E. Grishnyaev, S. Polosatkin // Nucl. Instrum. And Meth. In Phys. Res. A – 2016 - 828 - p.p. 91-96
  20. Polosatkin S., Grishnyaev E., Dolgov A. On calibration of the response of liquid argon detectors to nuclear recoils using inelastic neutron scattering on  $^{40}\text{Ar}$  // Journal of Instrumentation – 2014 - Vol. 9, Iss. 10 - P10017



21. Патент на изобретение № 2531550 – Полосаткин С.В., Гришняев, Е.С. Способ калибровки криогенного детектора частиц на основе жидкого аргона и устройство для реализации способа, 21 мая 2013
22. А. Е. Бондарь, А. Ф. Бузулуцков, А. В. Бурдаков, Е. С. Гришняев и др. Проект систем рассеяния нейтронов для калибровки детекторов тёмной материи и низкоэнергетических нейтрино // Вестник НГУ. Серия: Физика. – 2013 - Т. 8, вып. 3 – с. 27-38
23. A. Bondar, A. Buzulutskov, A. Dolgov, E. Grishnyaev et al. Measurement of the ionization yield of nuclear recoils in liquid argon at 80 and 233 keV // European Physics Journal – 2014 - Vol. 108, Iss. 1 - 12001
24. A. Bondar, A. Buzulutskov, A. Dolgov, E. Grishnyaev et al. Nuclear recoil detection in liquid argon using a two-phase CRAD and DD neutron generator // Journal of Instrumentation – 2014 - Vol. 9, Iss. 8 - C08020
25. Гришняев Е. Программа для статистического моделирования рассеяния нейтронов в криогенном детекторе слабо взаимодействующих частиц / Е.С. Гришняев, А.Д. Долгов, С.В. Полосаткин // Вестник НГУ. Серия: Физика – 2013 - Т. 8, вып. 3 – с. 39-45
26. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2013616339 – Полосаткин С.В., Гришняев Е.С. Scattronix – программа для статистического моделирования спектров ядер отдачи при калибровке криогенного детектора тёмной материи монохроматическим генератором быстрых нейтронов 3 июля 2013
27. S.V. Polosatkin, A.V. Burdakov, E.S. Grishnyaev Erosion of copper target irradiated by ion beam // Известия Высших Учебных Заведений. Физика -2012 - т. 55, № 12-3 – с. 36-39
28. Yu.S. Sulyaev, E.A. Puryga, A.D. Khilchenko, E.S. Grishnyaev et al. Multi-purpose fast neutron spectrum analyzer with real-time signal processing // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A – 2013 - 720 - p.p. 23-25
29. Yu.S. Sulyaev, E.A. Puryga, A.D. Khilchenko, E.S. Grishnyaev et al. Multi-purpose fast neutron spectrum analyzer with real-time signal processing // 2<sup>nd</sup> International

Conference Frontiers in Diagnostic Technologies, Laboratori Nazionali di Frascati, 28-30 Nov. 2011

30. Патент на изобретение № 2479878 – Полосаткин С.В., Гришняев, Е.С. Бурдаков А.В., Шульженко Г.И. Способ сепарации одноатомных ионов водорода в ионных источниках и импульсная нейтроногенерирующая трубка с сепарацией одноатомных ионов (варианты), 5 апр. 2011
31. V. Valkovic 14 MeV Neutrons: Physics and Applications - London CRC Press, 2016.
32. К.Н. Мухин Экспериментальная ядерная физика. Том 2: Физика ядерных реакций - Санкт-Петербург: издательство «Лань», 2009 – С. 201-203, 227-230
33. M.B. Chadwick, P. Oblozinsky, M. Herman et al. ENDF/B-VII.0: Next Generation Evaluated Nuclear Data Library for Nuclear Science and Technology // Nuclear Data Sheets – 2006 - vol. 107 - pp. 2931-3060.
34. G. Hale and M. Drog D-T reaction evaluation, based on 5He system R-matrix analysis and T(d,n) Legendre coefficients // ENDF/B-VII database
35. G. Hale D-D reaction evaluation, based on 4He system R-matrix analysis // ENDF/B-VII database
36. Shope L.A., Berg R.S., O'Neal, M.L., Barnaby B.E. - Operation and Life of the Zetatron: A Small Neutron Generator for Borehole Logging // IEEE Transactions on Nuclear Science – 1981 - V.28, Is.2 - pp 1696 – 1699
37. В.Г. Марков, Д.Е. Прохорович, А.Г. Садилкин, Н.Н. Щитов Определение энергетических характеристик корпускулярной эмиссии из ионных источников газонаполненных нейтронных трубок // Успехи прикладной физики -2013 - том 1, № 1 - С. 23-29
38. А.Н. Долгов, В.Г. Марков, А.А. Окулов и др. Диагностический комплекс для исследования параметров корпускулярных потоков из ионного источника // Успехи прикладной физики – 2013 - том 1, № 6 - С. 739-743
39. Weibo Liu, Mingjuan Li, Kun Gao, Deshan Gu Discharge characteristics of a penning ion source for compact neutron generator // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A – 2014 - 768 – pp. 20–123

40. М. Агалакова, С.Бутолин, В. Черменский и др. Импульсные нейтронные генераторы производства ООО "НПП Энергия" в скважинной геофизике // НТВ "Каротажник" – 2012 - вып. 222 - С. 80-91
41. Neutron tube Sodilog series // EADS Sodern, [электронная ссылка] [http://www.sodern.com/sites/docs\\_wsw/RUB\\_78/Fiche\\_Sodilog.pdf](http://www.sodern.com/sites/docs_wsw/RUB_78/Fiche_Sodilog.pdf)
42. Neutron generators // Thermo Scientific, [электронная ссылка] <http://www.thermoscientific.com/en/products/neutron-generators.html>
43. Neutron generator by F.K. Chen, A.D.Liberman. (1991, Nov. 27). US Patent 5 293 410 [электронная ссылка] <http://www.google.com/patents/US5293410>
44. Я. Браун Физика и технология источников ионов - М: Мир, 1998
45. Chen F. Investigation of the striking characteristics of a Penning ion source // Journal of Applied Physics – 1984 - vol. 59, Iss. 11 – p. 3191
46. N. Reichel, M. Evans, F. Allioli et al Neutron-gamma density (NGD): Principles, fieldtest results and log quality control of a radioisotope-free bulk density measurement // SPWLA 53rd Annual Logging Symposium, June 16-20, 2012
47. B.A.Ludewigt, R.P.Wells, J.Reijonen High-yield D–T neutron generator // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. B – 2007 - Vol.261 - pp.830–834
48. Г.Ю. Юшков, А.Г. Николаев, В.П. Фролова и др. Масс-зарядовый состав плазмы вакуумной дуги с катодом из циркония, насыщенного дейтерием // Письма в ЖТФ – 2014 - т. 40, вып. 23 – С. 74-80
49. В.М. Гулько, А.А. Ключников, Н.Ф. Коломиец и др. Ионно-вакуумные приборы для генерации нейтронов в электронной технике – Киев: «Тэхника», 1988.
50. Н.Н. Щитов, А.Н. Щитов, А.Д. Коновалова Исследование зависимости потока нейтронов вакуумных нейтронных трубок от параметров их ионно-оптических систем // Научная Сессия МИФИ 2010.
51. Yu.G. Bessarabskii, E.P. Bogolyubov, I.G. Kurdyumov et al Controllable in-well neutron generator // Atomic Energy – 1994 - vol. 77, no. 3 – p.p. 720-723

52. В.И. Рыжков Генерация коротких нейтронных импульсов с использованием вакуумных нейтронных трубок – Автореферат диссертации на соискание учёной степени кандидата физ.-мат. наук, Москва, 2012.
53. Y. Wu, J.P. Hurley, Q. Ji et al. Sealed operation of a rf driven ion source for a compact neutron generator to be used for associated particle imaging // *Rev. of Sci. Instrum.* – 2010 – 81 - 02B908
54. D. Sudac, D. Matika, V. Valkovic Identification of materials hidden inside sea-going cargo container filled with an organic cargo by using the tagged neutron inspection system // *Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. Sec. A* – 2008 - Vol. 589, Iss. 1 - pp 47-56.
55. V.M. Bystritsky, V.V. Gerasimov, V.G. Kadyshchevsky DViN-2 Stationary Inspection Complex // *Physics of Particles and Nuclei Letters* – 2009 - Vol. 6, No. 6 - pp. 505–510
56. R.Verma, et. al. Compact sub-kilojoule range fast miniature plasma focus as portable neutron source // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 2008 – 17 - 045020
57. Soto L. New trends and future perspectives on plasma focus research // *Plasma Phys. Control. Fusion* – 2005 – 47 - p.p. A361-A381
58. Lee S. Scaling of the Plasma Focus - Viewpoint from Dynamics. Invited Paper // *International Workshop on Plasma Focus Research (PF 98)*, Kudowa, Poland July 1998
59. V.Siahpoush, et. al. Adaptation of Sing Lee’s model to the Filippov type plasma focus geometry // *Plasma Phys. Control. Fusion* – 2005 - 47 - pp. 1065-1075
60. Н.Кролл, А.Трайвелпис Основы физики плазмы - «Мир», М 1975 - с. 179.
61. H.R.Youse., Y.Nakada, H.Ito and K.Masugata Investigation of the Neutron Production Mechanism in a 20 kJ Plasma Focus Device // *Journal of Fusion Energy* – 2006 - Vol. 25, No. 3/4 - pp. 245-248.
62. Y. Takeuchi, K. Yamauchi, Y. Ogino et al. Experimental and simulation study of spherically convergent beam fusion // *Abstracts of IEEE International Conference on Plasma Science*, 20-24 Jun. 1999

63. K. Noborio, Y. Yamamoto, Y. Ueno, S. Konishi, Confinement of ions in an inertial electrostatic confinement fusion (IECF) device and its influence on neutron production rate // *Fusion Engineering and Design* – 2006 - vol.81 - pp. 1701–1705
64. G.H. Miley, B. Ulmen, G. Amadio, et al. Cylindrical IEC neutron source design for driven research reactor operation // *J. Radioanalytic Nucl. Chem.* – 2009 - Vol.282 - pp.193–197
65. H. Momota, G.H. Miley, Neutron Source Based on a Counter-Deuterium Beam Linear IEC // *J. Fusion Energy* – 2009 - vol.28 - pp.191–194
66. G.H. Miley, A portable neutron/tunable X-ray source based on inertial electrostatic confinement // *Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. Sec. A* – 1999 - Vol. 422 - pp.16-20
67. R.K. Janev, W.D. Langer, K. Evans, D.E. Post, Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas: Cross Sections and Reaction Rate Coefficients - Springer-Verlag, 1987, p. 89-90
68. C.F. Barnett Atomic Data for Fusion, Volume 1: Collisions of H, H<sub>2</sub>, He and Li atoms and ions with atoms and molecules. – Oak Ridge National Laboratory Report – 1990 - 6086 - p. 145-147
69. J.Ziegler, J. Biersack, M. Ziegler SRIM – The Stopping and Range of Ions in Matter // *Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. Sec. B* – 2010 - V. 268 - p. 1818-1823
70. Б.Ю. Богданович, А.В. Нестерович, А.Е. Шиканов Особенности торможение ядер изотопов водорода в мишенях ускорителей для генерации нейтронов. // *Атомная энергия* – 2010 - Т. 109, Вып. 5 - с.293-298
71. Тиунов М.А., Фомель Б.М., В.П. Яковлев. SAM – Интерактивная программа для расчёта электронных пушек на мини-ЭВМ. Новосибирск, 1989, (Препр. ЛИЯФ СО РАН; 89-159)
72. Ю.А. Березин, В.А. Вшивков, Метод частиц в динамике разреженной плазмы – Новосибирск: Наука, 1989
73. PIC simulation code “MAGIC” // Orbital ATK, [электронная ссылка] <http://www.mrcwdc.com/magic/description.html>

74. O.C. Zienkiewicz, R.L. Taylor. The Finite Element Method. Volume 1: The Basis – Butterworth-Heinemann, 2000 – p. 43
75. Ю.Г. Соловейчик, М.Э. Рояк, М.Г. Персова. Метод конечных элементов для решения скалярных и векторных задач – Новосибирск: Издательство НГТУ, 2007 - С. 289-295
76. I. Bray, A.T. Stelbovics, Calculation of electrons scattering on hydrogenic targets // Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics – 1995 - Vol. 35 - pp.209-254  
[электронная ссылка] <https://www-amdis.iaea.org/ALADDIN/collision.html>
77. Ю.П. Райзер, Физика газового разряда, Долгопрудный: Издательство «Интеллект», 2009, С. 63-70
78. D. Chernikova, V.L. Romodanov, A.G. Belevitin et al. Experimental and numerical investigations of radiation characteristics of Russian portable/compact pulsed neutron generators: ING-031, ING-07, ING-06 and ING-10-20-120 // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. – 2014 - A 746 - p.p. 74–86
79. А.А.Самарский Введение в численные методы, Санкт-Петербург: издательство «Лань», 2009 – С. 34-38
80. Akimov D. Detectors for Dark Matter search (Review) // Nucl. Instrum. and Meth. In Phys. Res. A. – 2009 - Vol. 598 - P. 275.
81. Buzulutskov A. Advances in Cryogenic Avalanche Detectors // J. of Instrumentation - 2012 Vol. 7 - C02025.
82. V. Chepel, H. Araujo, Liquid Noble Gas Detectors for Low Energy Particle Physics // J. of Instrumentation – 2013 - Vol. 8 - R04001.
83. R. Bernabei et al. New Results from DAMA/LIBRA // Eur. Phys. J. C. – 2010 - Vol. 67 - p. 39.
84. C. E. Aalseth et al. CoGeNT: A Search for Low-Mass Dark Matter using p-type Point Contact Germanium Detectors, 2012. Eprint arXiv:1208.5737.
85. G. Angloher et al. Results from 730 kg Days of the CRESST-II Dark Matter search // Eur. Phys. J. C. – 2012 - Vol. 72 - p. 1971.
86. R. Agnese et al. Dark Matter Search Results Using the Silicon Detectors of CDMS II, 2013. Eprint arXiv:1304.4279

87. J. Angle et al. Search for Light Dark Matter in XENON10 Data // *Phys. Rev. Lett.* – 2011 - Vol. 107. - 051301.
88. E. Aprile et al. Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data // *Phys. Rev. Lett.* – 2012 - Vol. 109 - 181301.
89. D. Akimov et al. WIMP-Nucleon Cross Section Results from the Second Science Run of ZEPLIN-III // *Phys. Lett. B.* – 2012 - Vol. 709 - p. 14.
90. C. Hagmann, A. Bernstein Two-Phase Emission Detector for Measuring Coherent Neutrino-Nucleus Scattering // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* – 2004 - Vol. 51 - p. 2151.
91. D. Akimov et al. Detection of Reactor Antineutrino Coherent Scattering off Nuclei with a Two-Phase Noble Gas Detector // *J. of Instrumentation* – 2009 - Vol. 4 - P06010.
92. J.I. Collar, D.N. McKinsey Comments on «First Dark Matter Results from the XENON100 Experiment», 2010. Eprint arXiv:1005.0838
93. P.A. Sorensen Coherent Understanding of Low-Energy Nuclear Recoils in Liquid Xenon // *J. Cosmol. Astropart. Phys.* – 2010 - Vol. 9 – p. 33
94. D.N. McKinsey, K.J. Coakley Neutrino Detection with CLEAN // *Astropart. Phys.* – 2005 - Vol. 22 - p. 355.
95. W. Guo, D.N. McKinsey A Concept for a Dark Matter Detector Using Liquid Helium-4, 2013. Eprint arXiv:1302.0534
96. A. Bondar et al. Study of Infrared Scintillations in Gaseous and Liquid Argon. Part II: Light Yield and Possible Applications // *J. of Instrumentation* – 2012 - Vol. 7 - P06014.
97. А.Е. Бондарь и др. Проект двухфазного криогенного лавинного детектора для поиска темной материи и регистрации низкоэнергетических нейтрино - Вестник НГУ. Серия: Физика – 2013 - т. 8, вып. 3 - с. 13–26.
98. А.Н. Макаров Измерение спектра эпитепловых нейтронов ускорительного источника времяпролётным методом – Диссертация на соискание учёной степени кандидата физ.-мат. наук, ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, 2015.

99. R.A. Forster et al., MCNP (TM) Version 5 // Nucl. Instrum. and Meth., A – 2004 - 213 - p. 82
100. J. Allison et al., Geant4 developments and applications // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 2006 - 53 - p. 270
101. F. Ballarini et al., The physics of the FLUKA code: Recent developments // Adv. Space Res. – 2007 - 40 - p. 1339
102. K. Palladino, Neutron-Argon Interactions < 20 MeV: Verification of ‘Neutron HP’ in Geant4, in proceedings of AARM meeting, Minneapolis, MN, U.S.A., 25–26 February 2011, [электронная ссылка]  
[https://deapclean.org/talks/KJP\\_AARM\\_RAT\\_nAR\\_Geant4.pdf](https://deapclean.org/talks/KJP_AARM_RAT_nAR_Geant4.pdf).
103. K. Palladino, Low Energy Neutron Verification in GEANT4: 4.9.3 to 4.9.5 // proceedings of AARM meeting, Minneapolis, MN, U.S.A., 22–23 June 2012,
104. L.L. Carter, E.D. Cashwell Particle-Transport Simulation with the Monte Carlo Method – Los Alamos Scientific Laboratory, National Technical Information Center, Oak Ridge, Tennessee, 1975 – p. 13
105. J. R. Southon, L. K. Fifield, A. R. Poletti. Lifetimes of Exited States in  $^{40}\text{Ar}$  // Journal of Physics G: Nuclear Physics – 1976 - Vol. 2. No. 2 - p.p. 117–129
106. A. Manzur et al., Scintillation efficiency and ionization yield of liquid xenon for mono-energetic nuclear recoils down to 4 keV // Phys. Rev. C – 2010 - 81 – 025808  
arXiv:0909.1063
107. M. Horn et al., Nuclear recoil scintillation and ionization yields in liquid xenon from ZEPLIN-III data // Phys. Lett. B – 2011 - 705 – p. 471 arXiv:1106.0694
108. C. Regenfus et al., Study of nuclear recoils in liquid argon with monoenergetic neutrons // J. Phys. Conf. Ser. – 2012 - 375 - 012019 arXiv:1203.0849