

Объединенный институт ядерных исследований

*На правах рукописи*

Зинатулина Дания Раушановна

**ИССЛЕДОВАНИЕ МЮОННОГО ЗАХВАТА В ЯДРАХ  $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{76}\text{Se}$ ,  
 $^{82}\text{Kr}$ ,  $^{106}\text{Cd}$  И  $^{150}\text{Sm}$ .**

Специальность 01.04.16 —  
«Физика атомного ядра и элементарных частиц»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Егоров Вячеслав Георгиевич

Дубна — 2019

# Содержание

Введение	3
<b>1 Двойной бета распад. Проблема матричных элементов. Связь ЯМЭ и обычного мюонного захвата. Мюонный захват.</b>	<b>9</b>
1.1 Двойной бета-распад. Проблема матричных элементов. . . . .	9
1.2 Краткое описание моделей по расчету ЯМЭ. Связь ЯМЭ и ОМЗ	12
1.3 Обычный мюонный захват, особенности процесса. . . . .	19
<b>2 Экспериментальная процедура.</b>	<b>25</b>
2.1 Экспериментальная установка . . . . .	25
2.2 Система сбора данных . . . . .	30
2.3 Энергетическая калибровка . . . . .	32
2.4 Временная калибровка . . . . .	33
2.5 Эффективность детекторов . . . . .	34
2.6 Формат данных . . . . .	36
2.7 Первичный анализ данных. Различные типы событий, регистрируемых в экспериментах по мюонному захвату. . . . .	38
<b>3 Методика расчетов.</b>	<b>45</b>
3.1 Процедура идентификации и отбора полезных $\gamma$ -линий. . . . .	45
3.2 Получение полных скоростей мюонного захвата . . . . .	51
3.3 Получение парциальных скоростей $\mu$ -захвата . . . . .	56
3.4 Получение выходов продуктов реакции ( $\mu^-$ , $\nu$ <i>xn</i> <i>yp</i> ) . . . . .	58
<b>4 Результаты и их интерпретация.</b>	<b>60</b>
4.1 Измерения мюонного захвата с обогащенным титаном $^{48}\text{Ti}$ . . . .	60
4.2 Измерения мюонного захвата с мишенями $^{76}\text{Se}$ и $^{nat}\text{Se}$ . . . . .	63
4.3 Измерения мюонного захвата с мишенями $^{106}\text{Cd}$ и $^{nat}\text{Cd}$ . . . . .	66
4.4 Измерения мюонного захвата с обогащенным самарием $^{150}\text{Sm}$ . . .	70
4.5 Измерения мюонного захвата с мишенями $^{82}\text{Kr}$ и $^{nat}\text{Kr}$ . . . . .	72
4.6 Электронный каталог мезорентгеновских спектров излучения. .	74
4.7 Обсуждение полученных результатов. . . . .	78
<b>5 Заключение.</b>	<b>82</b>

# Введение

**Актуальность темы** Одной из фундаментальных задач современной физики является определение природы нейтрино (майорановская или дираковская) и величины его массы. В настоящий момент наиболее чувствительным к определению природы нейтрино считается процесс безнейтринного двойного бета-распада ( $0\nu 2\beta$ ) атомных ядер. Безнейтринная мода двойного бета-распада, в отличие от  $2\nu 2\beta$ , запрещена Стандартной моделью, поскольку нарушает закон сохранения лептонного числа. Необходимым условием существования  $0\nu 2\beta$ -распада является, во-первых, тождественность нейтрино и антинейтрино, и, во-вторых, наличие у нейтрино ненулевой массы (для обеспечения переворота спина). Скорость этого гипотетического процесса может быть представлена как:

$$\frac{1}{T_{1/2}^{0\nu}} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_\nu \rangle^2. \quad (1)$$

Из 1 видно, что скорость  $0\nu 2\beta$ -распада зависит не только от эффективной майорановской массы нейтрино  $\langle m_\nu \rangle$  и фактора фазового объема  $G^{0\nu}$ , пропорционального энергии распада  $Q^n$  (где показатель  $n = 5 - 11$  зависит от моды распада и от ядерной модели), но и от величины ядерного матричного элемента  $M^{0\nu}$  (ЯМЭ - интеграл перекрытия волновых функций начального и конечного состояния) [1]. Если фактор фазового объема считается известным, то расчеты ЯМЭ представляют собой большие сложности. В наиболее распространенном случае  $2\beta$  распада в ядре  $(A, Z)$  два нейтрона одновременно переходят в два протона, в результате чего образуется ядро  $(A, Z + 2)$ . Расчеты  $0\nu 2\beta$ -распада проводятся через вероятности виртуальных переходов в промежуточное ядро  $(A, Z + 1)$  [2]. В этом случае ЯМЭ  $0\nu 2\beta$ -распада рассчитываются в два этапа; через вероятности виртуальных переходов – из материнского ядра в промежуточное (“левое плечо”) и из промежуточного ядра в дочернее для  $0\nu 2\beta$ -распада ядро (“правое плечо”); затем производится суммирование по всем возбужденным уровням промежуточного ядра  $(A, Z + 1)$ . Расчеты, выполненные на основе различных моделей для описания ЯМЭ имеют большое расхождение, поэтому для проверки теоретических подходов необходимы новые экспериментальные данные. Обычно ими служат вероятности  $\beta$ -распада и разрешенной моды  $2\nu 2\beta$ -распада. Однако, с помощью указанных

распадов можно проверить только процесс, идущий через основное состояние или низколежащие возбужденные состояния промежуточного ядра, тогда как  $0\nu 2\beta$ -распад может протекать через высоковозбужденные состояния, причем относительный вклад этих состояний может оказаться определяющим.

Экспериментально определить параметры возбужденного состояния промежуточного ядра с высокой энергией и мультипольностью достаточно трудно. Если исследование “левого плеча” возможно с помощью зарядово-обменной  $(p,n)$ -реакции, то проверка переходов “правого плеча” является весьма затруднительной. В этом случае  $\mu$ -захват является альтернативой за счет того, что этот процесс протекает при высоком передаваемом моменте ( $q \approx 100$  МэВ) и может заселять возбужденные состояния промежуточного ядра в широком диапазоне энергий и мультипольностей.

Таким образом, обычный мюонный захват (ОМЗ) является уникальной возможностью исследования волновых функций возбужденных состояний промежуточного ядра, относящегося к  $0\nu 2\beta$  распаду, как это было показано в рамках некоторых моделей (оболочечной и квазичастичного приближения случайных фаз (ПСФ)) [2, 3]. Используя экспериментальные данные по мюонному захвату для переходов промежуточного ядра, образующегося при  $0\nu 2\beta$ -распаде, можно сравнить рассчитанные в ПСФ модели силовые функции  $\mu$ -захвата с измеренными, и, таким образом, проследить изменения эффективных значений параметров аксиального тока  $g_A$  и  $g_P$ , а также установить ограничения на величину параметра  $g_{pp}$ . Кроме того, и безотносительно к  $0\nu 2\beta$  распаду, процесс  $\mu$ -захвата дает экспериментальную информацию о структуре ядер, используемых в расчетных моделях ЯМЭ.

Поэтому измерение полных и парциальных скоростей мюонного захвата, продуктов реакции ( $\mu^-$ ,  $\nu$   $xn$   $yp$ ) в ядрах  $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{76}\text{Se}$ ,  $^{82}\text{Kr}$  и  $^{150}\text{Sm}$  является **актуальной задачей**.

В работе выполнены исследования  $\mu$ -захвата на изотопически обогащенных мишенях  $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{76}\text{Se}$ ,  $^{82}\text{Kr}$  и  $^{150}\text{Sm}$ , которые являются дочерними для  $0\nu 2\beta$ -/ $2\nu 2\beta$ -распада  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{82}\text{Se}$  и  $^{150}\text{Nd}$  ядер, а также были проведены измерения с  $^{106}\text{Cd}$ , который является родительским ядром в  $(\beta^+\beta^+)/(\beta^+EC)/(EC EC)$  распадах. Параллельно в процессе выполнения экспериментов были измерены спектры мезорентгеновского излучения для различных мишеней с целью расширения табличных данных, необходимых

при идентификации энергетических спектров в подобных измерениях. На основе этих данных был создан электронный атлас ОИЯИ.

### Цели и задачи диссертационной работы

Целью данной работы является измерение полных и парциальных скоростей мюонного захвата, продуктов реакции ( $\mu^-$ ,  $\nu$  *xn yp*) в ядрах  $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{76}\text{Se}/^{nat}\text{Se}$ ,  $^{82}\text{Kr}/^{nat}\text{Kr}$ ,  $^{106}\text{Cd}/^{nat}\text{Cd}$  и  $^{150}\text{Sm}$  для расчета ЯМЭ  $0\nu2\beta$ -распада. Для достижения поставленной цели были сформулированы следующие задачи:

- Разработка газовой мишени для исследования мюонного захвата;
- Измерение временных и энергетических спектров излучения в процессе остановки мюонов в мишени (твердых и газовых);
- Измерение полных скоростей и парциальных вероятностей  $\mu$ -захвата в исследуемых ядрах;
- Измерение выходов продуктов реакции ( $\mu^-$ ,  $\nu$  *xn yp*);
- Измерение мезорентгеновских спектров на различных мишенях.

### Основные положения, выносимые на защиту:

1. Разработана и создана газовая мишень для исследования мюонного захвата. С ее помощью было проведено исследование  $\mu$ -захвата в газовых мишенях  $^{82}\text{Kr}$  и  $^{nat}\text{Kr}$ .
2. Из анализа временных и энергетических спектров, измеренных в  $\mu$ -захвате получены значения полных скоростей мюонного захвата с обогащенными изотопами –  $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{76}\text{Se}$ ,  $^{106}\text{Cd}$ ,  $^{82}\text{Kr}$ ,  $^{150}\text{Sm}$  и с натуральными мишенями  $^{nat}\text{Se}$ ,  $^{nat}\text{Cd}$  и  $^{nat}\text{Kr}$ .
3. Из анализа данных, полученных в мюонном захвате с обогащенными изотопами –  $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{76}\text{Se}$  и  $^{106}\text{Cd}$ , необходимыми для расчета ЯМЭ  $0\nu2\beta$ -/ $2\nu2\beta$ -распада, определены парциальные вероятности  $\mu$ -захвата на связанные состояния  $^{48}\text{Sc}$ ,  $^{76}\text{As}$  и  $^{106}\text{Ag}$ .
4. При анализе полученных данных определены выходы продуктов реакции ( $\mu^-$ ,  $\nu$  *xn yp*) в ядрах  $^{76}\text{Se}$  и  $^{150}\text{Sm}$ .
5. Создан интерактивный атлас спектров мезорентгеновского излучения для 75 элементов.

### Научная новизна:

- Получены на порядок более точные значения полных скоростей мюонного захвата для  $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{150}\text{Sm}$  и различных изотопов Cd, Se и Kr (в отличие от получаемых по общеизвестной методике исследования природных смесей).
- Впервые измерены парциальные вероятности  $\mu$ -захвата ядрами  $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{76}\text{Se}$  и  $^{106}\text{Cd}$  на связанные состояния  $^{48}\text{Sc}$ ,  $^{76}\text{As}$  и  $^{106}\text{Ag}$ .
- Впервые определены выходы продуктов реакции ( $\mu^-$ ,  $\nu$  *xn* *yp*) в изотопах  $^{76}\text{Se}$  и  $^{150}\text{Sm}$ .
- Впервые создан атлас мезорентгеновских спектров излучения для 75 химических элементов (в атласе приводятся не только *K*-серии мезорентгеновских спектров излучения, но и *L*-, *M*-, *N*-серии и более).

**Практическая значимость** Процесс  $\mu$ -захвата позволяет на более точном уровне проверить и совершенствовать теоретические модели расчетов ЯМЭ. Экспериментальные данные мюонного захвата также необходимы для получения информации о структуре ядер. В последнее время возникла проблема недостатка знаний о структуре ядер по  $\beta\beta$ -распаду, которые сложно извлечь с помощью стандартных методов. Спектры мезорентгеновского излучения позволяют уточнить состав вещества, что необходимо при планировании подобных экспериментов. На сегодняшний день не существует полной базы данных об энергиях и интенсивностях мезорентгеновских спектральных линий, тем более с учетом изотопических сдвигов. Электронный каталог, полученный в результате измерений, восполняет этот пробел [4].

**Апробация работы** Результаты исследований, положенные в основу диссертации представлялись и докладывались на семинарах ЛЯП ОИЯИ, учёном совете ОИЯИ, на международных конференциях по расчётам ядерных матричных элементов для двойного бета-распада (MEDEX'2007, MEDEX'2009, MEDEX'2013 и MEDEX'2017, Прага, Чехия), на международных конференциях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (ЯДРО-2007, Воронеж; ЯДРО-2010, Санкт-Петербург; ЯДРО-2018, Воронеж), на научных конференциях молодых ученых и специалистов

ОИЯИ (AYSS-2006, AYSS-2008 и AYSS-2018), на Баксанской молодежной школе экспериментальной и теоретической физики (Россия, Кабардино-Балкария, октябрь 2006), на международной конференции по исследованию мезорентгеновских лучей и мюонного захвата (MXG'2016, Осака, Япония, сентябрь 2016 года).

**Личный вклад** Автор принимал активное участие в измерениях на мезонной фабрике PSI в Швейцарии. Автору принадлежит определяющая роль в обработке экспериментальной информации: анализе энергетических и временных спектров излучения, прецизионной идентификации энергетических спектров. Автором получены основные результаты, изложенные в диссертации. Автором выполнена основная работа по апробации результатов исследования и подготовке основных публикаций по выполненной работе.

**Структура и объем работы** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и приложений. Полный объем диссертации составляет 111 страниц, 25 рисунков и 25 таблиц. Список литературы содержит 111 наименований.

**Публикации** Основные результаты диссертации изложены в девяти печатных работах [5–13], 6 из которых изданы в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК и входят в базу данных Web of Science, Scopus и РИНЦ; 3 – в материалах конференций.

**Первая глава** содержит описание особенностей двойного двухнейтринного и безнейтринного бета-распадов, а также статус экспериментов по  $0\nu 2\beta$  на сегодняшний день. Затем обсуждается проблема теоретических расчетов ядерных матричных элементов (ЯМЭ) для безнейтринного двойного бета-распада, а также описывается их связь с обычным мюонным захватом (ОМЗ). Приводятся примеры расчета ЯМЭ с различными теоретическими моделями и описание уникальных особенностей мю-захвата, приводится обсуждение результатов, получаемых в подобных экспериментах.

Во **второй главе** данной работы подробно рассматривается экспериментальная установка, формат получаемых данных в подобных экспериментах. Затем описывается разработка газовой мишени и методика самих из-

мерений с различными типами мишеней – газовыми и твердыми. Приводятся параметры калибровки, получение эффективности детекторов и расчет нелинейности энергетических спектров. Также вторая глава содержит в себе описание энергетических и временных спектров излучения, получаемых в результате сортировки данных, и идентификация получаемых спектров излучения.

**Третья глава** содержит в себе подробное описание методики получения полных и парциальных скоростей захвата, а также выходов продуктов реакции, сопровождающих мюонный захват в ядре.

В **четвертой главе** представлены результаты измерений в ядрах  $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{76}\text{Se}$  и  $^{nat}\text{Se}$ ,  $^{106}\text{Cd}$  и  $^{nat}\text{Cd}$ ,  $^{82}\text{Kr}$  и  $^{nat}\text{Kr}$ ,  $^{150}\text{Sm}$ , и их обсуждение.

В **заключении** приведены основные результаты работы, выносимые на защиту.

# 1 Двойной бета распад. Проблема матричных элементов. Связь ЯМЭ и обычного мюонного захвата. Мюонный захват.

## 1.1 Двойной бета-распад. Проблема матричных элементов.

**Двойной двухнейтринный бета-распад** [14] – процесс второго порядка малости в классической теории; несмотря на то, что он разрешен всеми законами сохранения, этот процесс является одним из самых редких распадов в природе с характерным периодом  $10^{20}$  лет и более, вследствие малости константы связи слабого взаимодействия. Наблюдать его можно только тогда, когда родительское ядро не подвержено обычным  $\beta$ -переходам. На данный момент существование  $2\nu 2\beta$ -распада имеет достаточное количество подтверждений [15–20]. Одним из ярких примеров является наблюдение  $2\nu 2\beta$  в эксперименте NEMO-3 [21]. Теоретические расчеты вероятности  $2\nu 2\beta$ -распада с использованием квазичастичного приближения случайных фаз (ПСФ) достаточно хорошо согласуются с полученными экспериментальными значениями, что позволяет оптимистически относиться к достоверности соответствующих расчетов и для других мод.

Кроме разрешенной  $2\nu 2\beta$  моды может существовать **экзотическая  $0\nu 2\beta$  мода**, которая запрещена Стандартной моделью, поскольку нарушает закон сохранения лептонного числа, и явилась бы в случае ее обнаружения свидетельством майорановской природы нейтрино и наличия у него ненулевой массы. Выход за рамки Стандартной модели и определение природы нейтрино уже многие годы не оставляют равнодушными многих ученых. Экспериментальные исследования в этой области требуют тщательного подхода к выбору окружающих конструктивов (с точки зрения радиационной чистоты для подавления фона) и наличия глубокой подземной лаборатории (для устранения мюонного компонента космического излучения). Также вследствие крайне малой вероятности  $0\nu 2\beta$  процесса, измерения необходимо проводить со значительным количеством изотопа-кандидата на двойной бета-распад. Так например, для того, чтобы в течение года произошел один

(!) распад при периоде  $10^{26}$  лет, необходимо 24 кг вещества (в случае с обогащенным  $^{100}\text{Mo}$ ).

В мире большое количество коллабораций занимается подобными исследованиями, экспериментальные установки модернизируются с каждым годом. В настоящий момент наилучшая чувствительность к обнаружению  $0\nu 2\beta$ -распада достигнута в эксперименте GERDA с использованием  $^{76}\text{Ge}$ , который одновременно является и детектором, и источником искомых событий [22]. Поставленный предел на период полураспада по  $0\nu 2\beta$  каналу составляет  $0.9 \cdot 10^{26}$  лет. Также с  $^{76}\text{Ge}$  проводятся измерения в эксперименте MAJORANA [23]. Достигнутый предел на период полураспада на сегодня  $> 1.9 \cdot 10^{25}$  лет. После завершения GERDA и MAJORANA коллаборации планируют слияние экспериментов в один, первая фаза которого под названием LEGEND-200 будет включать в себя 200 кг обогащенного  $^{76}\text{Ge}$ .

Проект CUORE [24], запущенный в 2017 году, проводит измерения на  $^{130}\text{Te}$ . После анализа первых данных получен предел на  $0\nu 2\beta$  распад  $> 1.5 \cdot 10^{25}$  лет. В проекте EXO-200 используется жидкий ксенон с обогащенным изотопом  $^{136}\text{Xe}$ , предел на  $T_{1/2}^{0\nu 2\beta}$  составил  $> 1.9 \cdot 10^{25}$  лет [25]. Коллаборация KamLAND-Zen также направила свои усилия на поиск безнейтринного двойного бета-распада с использованием  $^{136}\text{Xe}$ . Предел, которого удалось достичь, превышает  $1.07 \cdot 10^{26}$  лет [26], однако чувствительность проекта ( $5.6 \cdot 10^{25}$  лет) в два раза ниже, чем у GERDA.

Планируется проект SuperNEMO – это, пожалуй, единственный на сегодня эксперимент, использующий методику “пассивного источника” (источник и детектор разнесены в пространстве) [27], позволяющую одновременно исследовать несколько изотопов-кандидатов на  $0\nu 2\beta$ -распад. Данный проект является наследником успешного эксперимента NEMO-3, в котором также были получены пределы на периоды  $0\nu 2\beta$  полураспада для различных изотопов –  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{82}\text{Se}$ ,  $^{100}\text{Mo}$ ,  $^{116}\text{Cd}$  и  $^{150}\text{Nd}$ .

Недавно был закончен эксперимент TGV-2 по поиску двойного К-захвата на  $^{106}\text{Cd}$  [28]. Результат, полученный в этом эксперименте, составил  $T_{1/2}^{0\nu EC/EC} = 0.9 \cdot 10^{20}$  лет.

Необходимым условием существования  $0\nu 2\beta$ -распада является, во-первых, тождественность нейтрино и антинейтрино, и, во-вторых, наличие у нейтрино ненулевой массы или существования правого компонента слабо-

го лептонного тока (для обеспечения переворота спина  $\rightarrow$  перехода левого антинейтрино в правое нейтрино), причем скорость этого гипотетического процесса может быть описана как [1]:

$$\frac{1}{T_{1/2}^{0\nu}} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_\nu \rangle^2, \quad (2)$$

Как видно из (2), скорость  $0\nu 2\beta$ -распада зависит не только от эффективной майорановской массы нейтрино  $\langle m_\nu \rangle$  и фактора фазового объема  $G^{0\nu}$ , пропорционального энергии распада  $Q^n$  (где показатель  $n = 5 - 11$  зависит от моды распада и от ядерной модели), но и от величины ядерного матричного элемента  $M^{0\nu}$  (ЯМЭ - интеграл перекрытия волновых функций начального и конечного состояний) [1]. В таблице 1 показаны ядра наиболее выгодные для исследований с точки зрения фактора фазового объема.

Таблица 1 — Ядра для двойного бета-распада [29].

изотоп	вид распада	$Q_{\beta\beta}$ [МэВ]	содержание в нат. мишени
$^{48}\text{Ca}$	$2\beta^-$	4.276	0.19%
$^{150}\text{Nd}$	$2\beta^-$	3.368	5.64%
$^{96}\text{Zr}$	$2\beta^-$	3.351	2.80%
$^{100}\text{Mo}$	$2\beta^-$	3.034	9.63%
$^{82}\text{Se}$	$2\beta^-$	2.992	8.73%
$^{116}\text{Cd}$	$2\beta^-$	2.804	7.49%
$^{106}\text{Cd}$	$2EC$	2.770	1.25%
$^{130}\text{Te}$	$2\beta^-$	2.529	33.80%
$^{136}\text{Xe}$	$2\beta^-$	2.467	8.90%
$^{136}\text{Ce}$	$2EC$	2.400	0.19%
$^{76}\text{Ge}$	$2\beta^-$	2.039	7.44%

Величина ядерного матричного элемента может существенно изменить приоритет этих ядер-кандидатов. Таким образом, точное знание ЯМЭ необходимо по двум причинам: во-первых, для правильной интерпретации полученных результатов (в частности  $\langle m_\nu \rangle$ ), во-вторых, для оптимального выбора ядра в связи с большой стоимостью обогащенных изотопов и затрат на проведение самого эксперимента.

## 1.2 Краткое описание моделей по расчету ЯМЭ. Связь ЯМЭ и ОМЗ

Как уже говорилось, одним из наиболее мощных способов проверки природы нейтрино является безнейтринный двойной бета-распад. Наиболее распространенный случай  $0\nu 2\beta$ -распада в ядре  $(A, Z)$  можно упрощённо представить как одновременный переход двух нейтронов в два протона, в результате чего образуется ядро  $(A, Z+2)$  (рисунок 1). Напрямую посчитать вероятность  $2\beta$ -распада на данный момент не представляется возможным. Поэтому расчеты  $0\nu 2\beta$ -распада выполняются через вероятности виртуальных переходов в промежуточное ядро  $(A, Z+1)$  [2]. В этом случае ЯМЭ  $0\nu 2\beta$ -распада рассчитываются в два этапа: через виртуальные переходы из материнского для  $0\nu 2\beta$ -распада ядро в промежуточное (“левое плечо”) и виртуальные переходы из промежуточного в дочернее для  $0\nu 2\beta$ -распада ядро (“правое плечо”), а затем производится суммирование по всем возбужденным уровням промежуточного ядра  $(A, Z+1)$ .

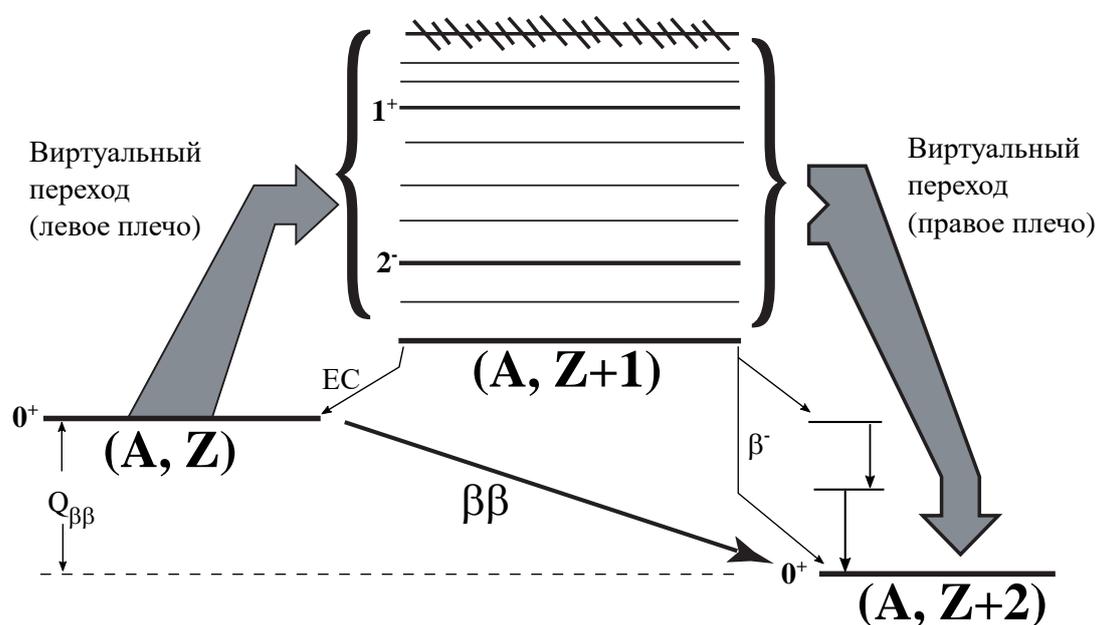


Рис. 1 —  $2\beta$ -распад ядра  $(A, Z)$ , описанный двумя последовательными виртуальными переходами через возбужденное состояние ядра  $(A, Z+1)$ .

Если фактор фазового объема, входящий в  $0\nu 2\beta$  период полураспада считается достаточно известным, то расчеты ЯМЭ представляют собой определённые сложности. Существует много различных моделей для описания

ЯМЭ [2,3,30–32] и расчеты, выполненные различными группами, имеют большое расхождение (рисунок 2), и зависит это от модели и ее параметров [33]. Для уменьшения расхождений между разными теоретическими подходами необходимы экспериментальные данные, позволяющие уточнить параметры модельного Гамильтониана.

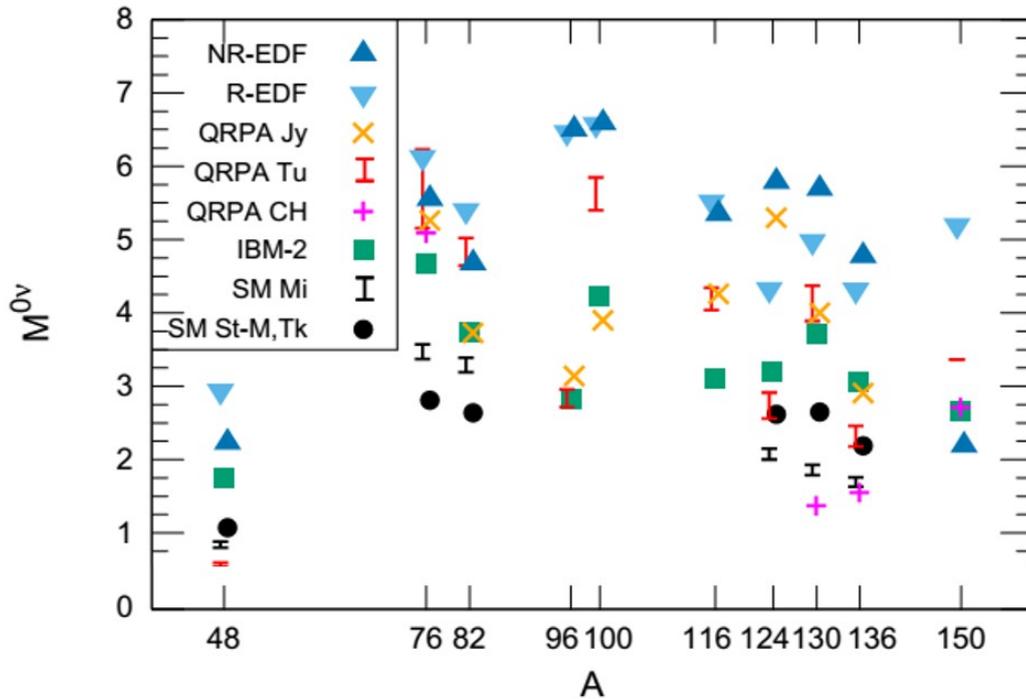


Рис. 2 — Разброс теоретических расчетов [34]

Для понимания согласованности между моделями, направленными на описание ЯМЭ для безнейтринного двойного бета-распада, расчеты традиционно тестируются на описании двойного ( $2\nu2\beta$ ) [2, 34] и обычного бета-распада ( $\beta$ ) [35]. Однако, с помощью  $2\nu2\beta/\beta$  - распадов можно проверить лишь процесс, идущий через основное состояние или низколежащие (Гамов-Теллеровские) возбужденные состояния промежуточного ядра, тогда как  $0\nu2\beta$ -распад может протекать через высоковозбужденные состояния, причем относительный вклад этих состояний может оказаться достаточно большим или даже определяющим.

Экспериментально проверить возбужденные состояния промежуточного ядра с высокой энергией и мультипольностью достаточно трудно. Исследования в этой области показали, что для проверки “левого плеча” в распаде  $^{76}\text{Ge}$ , например, можно было бы использовать зарядово-обменную ( $p,n$ ) реакцию:  $^{76}\text{Ge}(^3\text{He},t)^{76}\text{As}$  [36], а для исследования “правого плеча” ( $n,p$ ):

$^{76}\text{Se}(d, ^2\text{He})^{76}\text{As}$  [37]. Но сравнение полученных экспериментальных результатов не имело успеха в связи с тем, что заселение возбужденных состояний промежуточного ядра слева резко отличалось от заселения справа. Теоретические расчеты этих экспериментов тестировались с помощью вероятностей  $2\nu 2\beta$ -распада, т.к. основное заселение приходилось на гаммов-теллеровские переходы промежуточного ядра. В результате чего был сделан вывод, что расхождение связано с тем, что дочернее и материнское ядра имеют абсолютно разную форму, а также в подобной модели не учитывается заселение гигантского дипольного резонанса, когда как большая часть заселения слева приходится именно на него. Зарядово-обменные реакции, в силу сильного взаимодействия и сложности подбора углового момента во время эксперимента, не могут обеспечить достаточной экспериментальной информации о заселении возбужденных состояний с высокой мультипольностью. При сравнении экспериментальных данных с теоретическими расчетами по  $0\nu 2\beta$  каналу [38] было выявлено некое несоответствие применяемых теоретических моделей, которое возможно связано с неоднозначными расчетами волновой функции при переходе из основного состояния промежуточного ядра в дочернее. С этой точки зрения для проверки применимости зарядово-обменных реакций и различных моделей необходима другая независимая экспериментальная информация.

В этом случае  $\mu$ -захват является хорошей альтернативой  $(p, n)$  и  $(n, p)$  реакциям [39] за счет того, что он протекает при высоком передаваемом моменте ( $q \approx 100$  МэВ/с), как и безнейтринный двойной бета-распад, и может заселять возбужденные состояния промежуточного ядра с широким спектром энергий и мультипольностей в отличие от  $2\nu 2\beta$ - и  $\beta$ -распадов, протекающих с низким передаваемым моментом ( $q \approx$  несколько МэВ/с). Таким образом,  $0\nu 2\beta$ -распад и мюонный захват на практике являются схожими: оба процесса, например, способны к возбуждению высоколежащих ядерных состояний с мультипольностью  $J^\pi$  выше 1. Обычный мюонный захват может протекать через аналогичные переходы для  $0\nu 2\beta$ -распада либо из дочернего ядра ( $0\nu 2\beta$ -распад с испусканием электрона, см. рисунок 3), либо в родительское ядро (эмиссия позитрона/электронный захват).

С другой стороны, эти процессы различаются, например, в описании виртуального майорановского нейтрино в  $0\nu 2\beta$ -распаде, как это говорится в

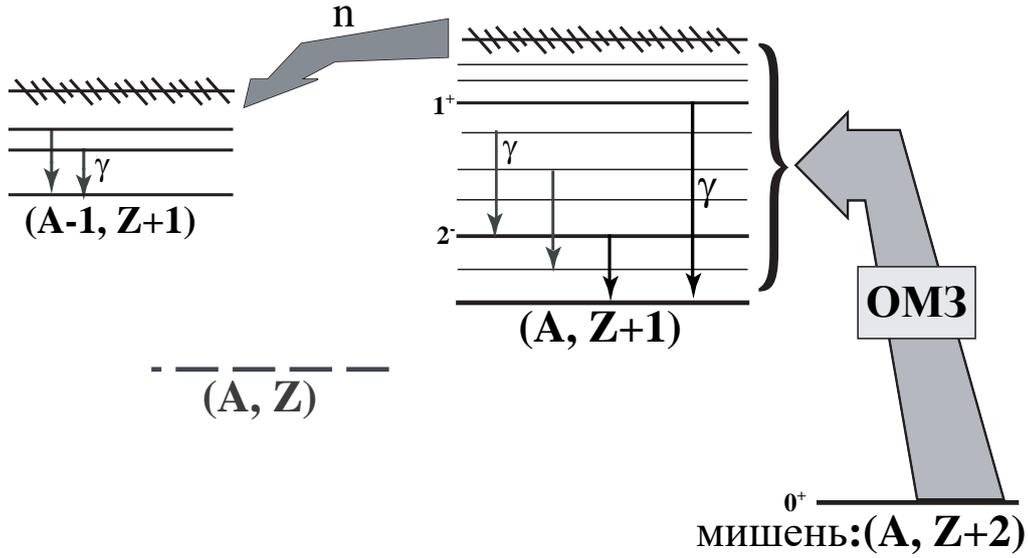


Рис. 3 — Обычный (не радиационный) захват мюона на дочернем ядре  $(A, Z+2)$ .

работе [40]. Несмотря на существующие различия процессов, мюонный захват можно эффективно применять к исследованию волновых функций состояний, важных для  $0\nu 2\beta$ -распада, как показано в рамках оболочечной модели для легких ядер [30], а также,  $\mu$ -захват за счет своей уникальности дает весомую информацию о структуре ядер, имеющих отношение к  $0\nu 2\beta$ -распаду.

В случае средне-тяжелых и тяжелых ядер с открытыми оболочками, расчеты по оболочечной модели на данный момент неосуществимы из-за вычислительных ограничений. В последнее время популярным стало использование квазичастичного приближения случайных фаз (ПСФ) для изучения различных мод возбуждений в тяжелых ядрах. В частности, протон-нейтронная версия квазичастичного ПСФ (pnQRPA) позволяет описывать промежуточные виртуальные переходы, сопровождающие  $0\nu 2\beta$ -распад [2]. С другой стороны, в протон-нейтронной версии квазичастичного ПСФ возникает проблема с определением силы взаимодействия в канале частица-частица. Феноменологический параметр  $g_{pp}$  отвечает за масштабирование канала частица-частица в протон-нейтронном взаимодействии. При этом, тяжело зафиксировать величину параметра  $g_{pp}$ , так как отсутствуют необходимые для этого экспериментальные данные для  $0\nu 2\beta$ -распада атомного ядра, протекающего через виртуальные переходы с мультипольностью  $J^\pi \neq 1^+, 2^-$ . По переходам  $J^\pi = 1^+, 2^-$  данные можно получить из вышеупомянутых  $(p, n)$

и  $(n, p)$  зарядово-обменных реакций [41]. Таким образом, мюонный захват позволяет взглянуть на проблему определения параметра  $g_{pp}$  с другой стороны.

Используя экспериментальные данные по мюонному захвату для различных переходов промежуточного ядра, можно установить ограничения на величину  $g_{pp}$ . С другой стороны, измерения скоростей мюонного захвата в ядах с разными массовыми числами позволят выявить корреляции между скоростями и значением  $g_{pp}$ .

Следует также отметить, что за последнее время, группы ученых по всему миру, которые занимаются расчетами ЯМЭ, обнаружили, что величина ЯМЭ, входящая в определение вероятности безнейтринного двойного бета-распада (2), может сильно изменяться при подавлении формфактора слабого адронного тока  $g_A$ . Значение  $g_A$  параметра входит в определение ЯМЭ периода полураспада  $0\nu 2\beta$  как:

$$|NME_{0\nu}|^2 \cong |M_{GTGT}^{0\nu}|^2 = (g_{A,0\nu})^4 \left| \sum_{J_\pi} \left( \langle 0_f^+ | O_{GTGT}^{0\nu} | i^+ \rangle \right) \right|^2 \quad (3)$$

В результате подавления эффективного значения  $g_A$  параметра теоретические расчеты ЯМЭ по различным моделям заметно приблизились к некоторому согласию между собой [31, 42–45]. Это хорошо видно из рисунка 4 на примере расчета разных моделей по одному из ядер кандидатов для  $0\nu 2\beta$ -распада –  ${}^{76}\text{Ge}$ .

Если же посмотреть на определение парциальной скорости мюонного захвата с теоретической точки зрения в первом приближении, то значение  $\lambda_\mu$  будет выглядеть следующим образом:

$$\lambda_\mu \approx C(q_i) \sum_{ku} |g_V M_V(k, u) + g_A M_A(k, u) + g_P M_P(k, u)|^2. \quad (4)$$

В результате,  $\mu$ -захват может позволить выявить не только корреляции между скоростями и значением параметра  $g_{pp}$ , но и прояснить влияние подавления формфактора  $g_A$  на вероятность  $0\nu 2\beta$ -распада [45, 46]. Также полученные значения парциальных скоростей мюонного захвата возможно

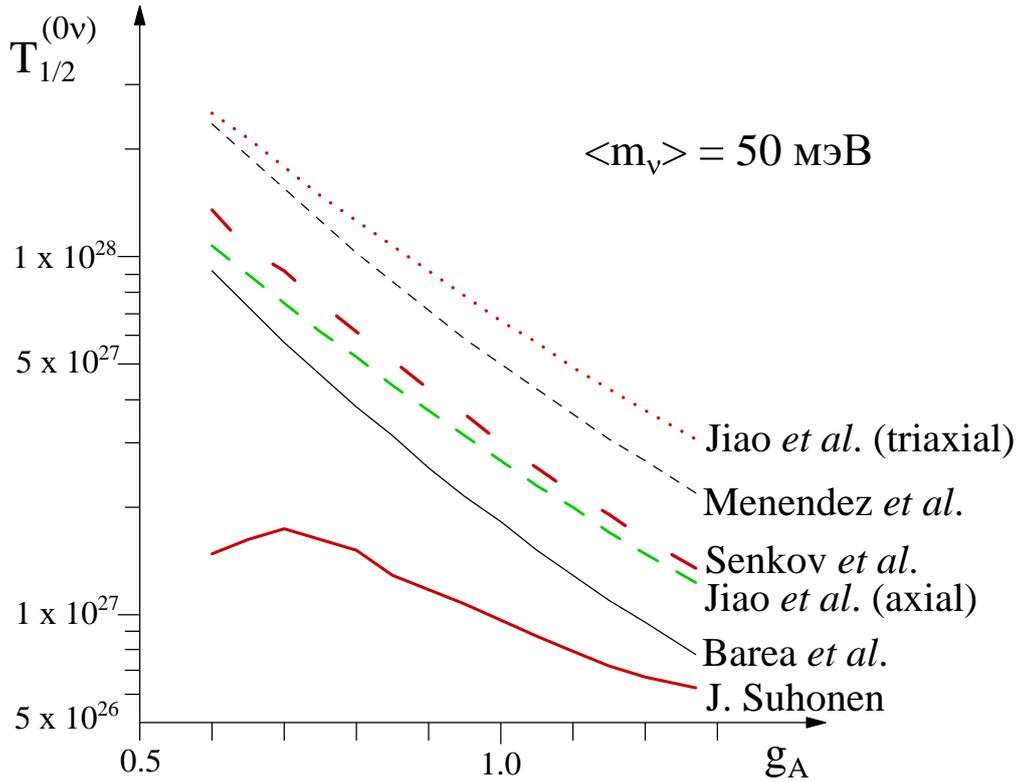


Рис. 4 — Зависимость распределения теоретических моделей ЯМЭ для  $0\nu 2\beta$ -распада от подавления  $g_A$  параметра на примере  $^{76}\text{Ge}$  [46].

сравнить с данными зарядово-обменных реакций по  $J^\pi = 1^+, 2^-$ , и, таким образом, проверить достоверность тех или иных теоретических моделей.

С этой целью, было предложено **экспериментально** изучить скорости мюонного захвата в некоторых ядрах для нахождения вклада этих скоростей в определение ядерного матричного элемента двойного бета-распада [39, 47]. Вследствие большого переданного импульса могут быть заселены многие уровни промежуточного ядра  $(A, Z+1)$ , что позволит измерить соответствующие интенсивности переходов.

Если, например, взять дочернее для  $0\nu 2\beta$ -распада или двойного К-захвата ядра,  $^{76}\text{Se}$  и  $^{106}\text{Cd}$  соответственно, и поставить их в качестве мишени на пучок отрицательных мюонов, то при захвате мюонов ядрами  $^{76}\text{Se}(\mu^-, \nu 0n) ^{76}\text{As}^*$  и  $^{106}\text{Cd}(\mu^-, \nu 0n) ^{106}\text{Ag}^*$ , будут получаться возбужденные состояния промежуточного ядра (рисунок 5). Поскольку энергосодержание при этом составляет около 100 МэВ, то энергия возбуждения состояний простирается вплоть до этой величины. Измерив спектр  $\gamma$ -излучения, полученный в результате девозбуждения заселенных уровней, можно определить

силовую функцию  $\mu$ -захвата и сравнить ее с теоретическими предсказаниями, проверив таким образом достоверность модельных расчетов.

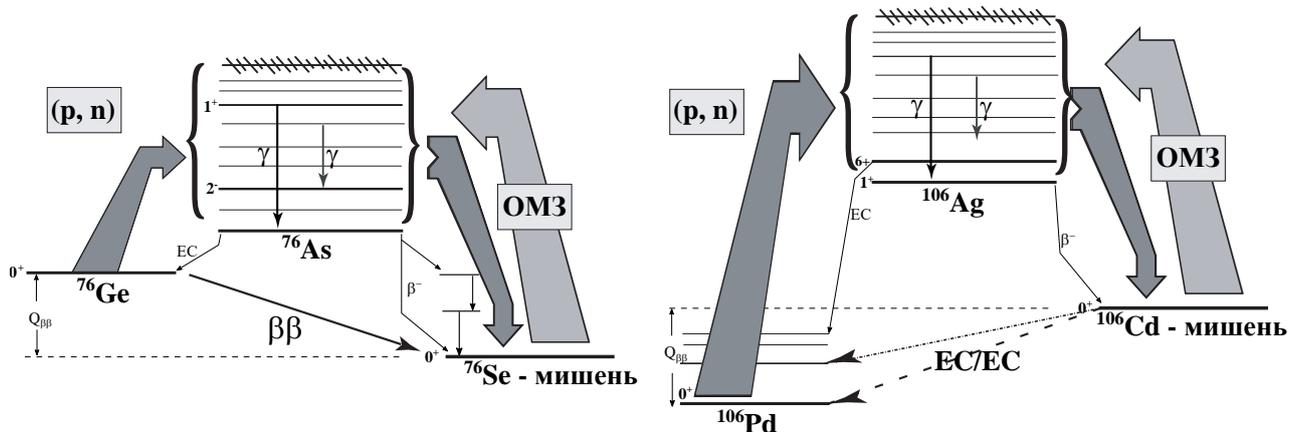


Рис. 5 — (а) — Схема  $2\beta$  распада ядра  $^{76}\text{Ge}$ , через виртуальные переходы возбужденных состояний промежуточного ядра  $^{76}\text{As}$ ; (б) — Схема  $EC/EC$  захвата в ядре  $^{106}\text{Cd}$ , через виртуальные переходы возбужденных состояний промежуточного ядра  $^{106}\text{Ag}$ ;

К сожалению, реакция, которая идет с вылетом нейтрона, на порядок вероятнее чем без него, поэтому даже незначительная примесь изотопа  $(A+1, Z+2)$  в мишени может сильно исказить полученные результаты (рисунок 6). Следовательно, для измерений необходимо использовать изотопически обогащенную мишень.

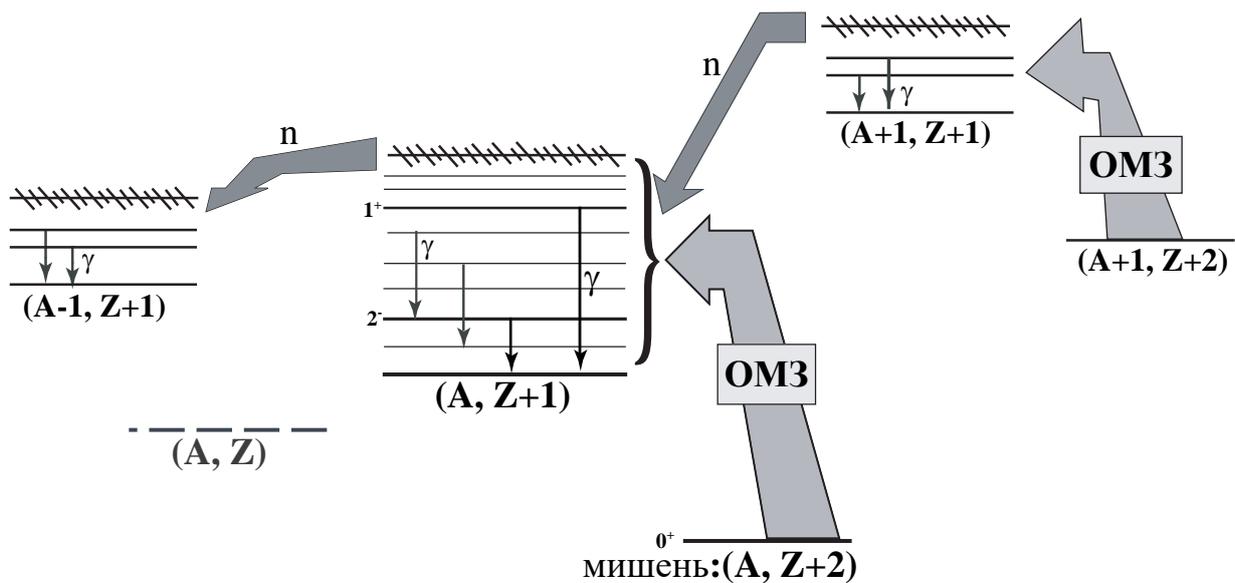


Рис. 6 — Заселение одних и тех же уровней в мюонном захвате на изотопах  $(A, Z+1)$  и  $(A+1, Z+2)$ .

По полученным данным эксперимента рассчитываются парциальные скорости захвата мюона на конкретные возбужденные уровни промежуточного ядра. Не менее важный интерес представляет собой знание полной скорости (вероятности) захвата мюона дочерним ядром, которая представляет собой сумму парциальных скоростей захвата на все уровни промежуточного ядра. Также получение выходов продуктов реакции ( $\mu^-$ ,  $\nu$  *xn yp*) помогает оценить заселение основного состояния в процессе мюонного захвата, и выявляет процентное соотношение заселения связанных и не связанных состояний. Более того, все эти данные играют существенную роль при расчете силовой функции мюонного захвата. Остановимся более подробно на процессе остановки мюона в веществе и сопровождающих его излучениях.

### 1.3 Обычный мюонный захват, особенности процесса.

#### Мюоны в веществе, мезоатомы.

Мюон является одним из шести известных лептонов. По своим характеристикам [48] он аналогичен электрону, но отличается от него большей массой ( $m_\mu=105.67$  МэВ) и конечным временем жизни: с  $\tau_{\text{decay}} = (2197.03 \pm 0.04)$  нс он распадается на два нейтрино и электрон с энергией порядка 50 МэВ:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu . \quad (5)$$

Как и электрон, мюон имеет свою античастицу –  $\mu^+$ , живущую такое же время.

Впервые мюоны были обнаружены в космических лучах в 1936 году американскими физиками К. Андерсеном и С. Неддермейром. Основным источником мюонов в космических лучах и на ускорителях заряженных частиц высоких энергий является распад пионов, а также каонов, интенсивно рождающихся при столкновениях сильно взаимодействующих частиц. В космических лучах на уровне моря мюоны образуют основную составляющую всех частиц космического излучения ( $\sim 80\%$ ). На современных ускорителях заряженных частиц высокой энергии получают пучки мюонов с интенсивностью около  $10^5$ - $10^6$  частиц в секунду. Спин нейтрино, возникающего при распаде положительных пионов, ориентирован против направления своего импульса, а спин антинейтрино от распадов отрицательных пионов – по направлению

импульса. На основании законов сохранения импульса следует, что спин положительного мюона, рождающегося при распаде пиона, направлен против его импульса, а спин отрицательного мюона – в направлении импульса. В зависимости от кинематических условий образования мюонов и энергетического спектра пионов, мюоны оказываются частично или полностью поляризованными в направлении импульса в случае с  $\mu^-$ , или же против него ( $\mu^+$ ). Описанный процесс имеет место в системе координат, связанной с центром масс распадающегося пиона. В лабораторной системе (связанной с ускорителем) и распадающийся пион, и образовавшийся мюон, – летят вперед, но при этом скорость мюонов от распада “вперед” больше, а от распада “назад” меньше. Поскольку для исследования  $\mu$ -захвата требуются отрицательные мюоны с малыми энергиями, то выбираются те мюоны, которые испустились “назад”, и, следовательно в лабораторной системе имеют отрицательную поляризацию.

Попав в мишень, положительный мюон тормозится в ней до полной остановки, после чего распадается. В отличие от положительного мюона, отрицательный мюон (далее тут будет говориться только о нем) активно взаимодействует с окружающим веществом, образуя так называемые мезоатомы [49, 50]. Мюон, остановившись возле какого-то из ядер мишени, попадает на ридберговское состояние и практически мгновенно после этого, последовательно опускается в  $1s$ -состояние (рисунок 7), испуская при этом каскад мезорентгеновских фотонов ( $\mu X$ ). Принцип Паули этому процессу не препятствует, так как мюон – это не электрон, и для него все орбиты являются свободными. Поскольку масса мюона в 200 раз больше массы электрона, то радиусы орбит мюона в мезоатоме во столько же раз меньше, чем у электронных орбит, а энергия переходов во столько же раз больше. Поэтому, в отличие от обычного рентгеновского излучения, энергия мезорентгена составляет не единицы и десятки кэВ, а сотни кэВ и единицы МэВ. Все это (образование и термализация мезоатома) происходит за время порядка  $10^{-13}$  с и с нашей экспериментальной точки зрения является мгновенным *Prompt*. Следует отметить, что не все мезоатомы термализуются с испусканием  $\mu X$ -лучей; некоторая часть испускает Оже-электроны, но их доля составляет менее процента и только для атомов с очень большим  $Z$  доходит до 1-2%.

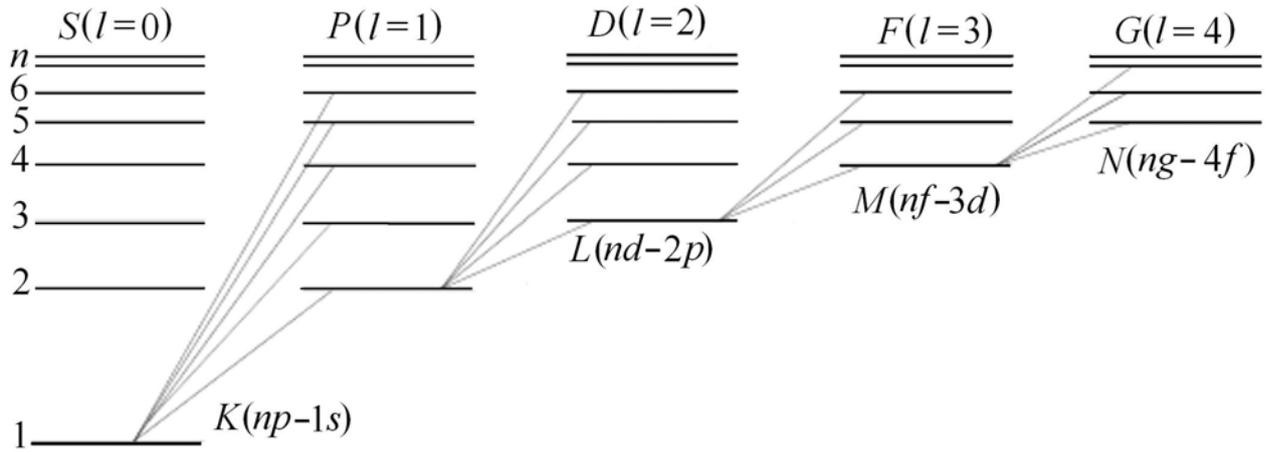


Рис. 7 — Упрощенная схема уровней мезоатома.

Энергии уровней и переходов между ними индивидуальны для каждого химического элемента. Так например, энергия  $2p-1s$  перехода в мезоатоме углерода равна 75.3 кэВ, селена - 1950 кэВ, кадмия - 3250 кэВ, а свинца - 5780 кэВ. Наблюдается тонкое и сверхтонкое расщепление уровней, а также изотопические сдвиги. Поэтому большинство мезорентгеновских линий, особенно для тяжелых элементов, представляют собой сложные мультиплеты.

Все мезорентгеновские линии можно сгруппировать в серии:  $K$ -серия - это переходы  $2p-1s, 3p-1s, 4p-1s, \dots, np-1s$ ;  $L$ -серия - переходы  $3d-2p, 4d-2p, \dots, nd-2p$ ; и т.д. Интенсивность переходов в каждой серии убывает с увеличением  $n$  и зависит от химического окружения мезоатома (объект изучения мезохимии).

Такие свойства мезорентгеновского излучения, как конкретно известное значение энергии, четкая привязка к моменту остановки мюона в мишени и известная его интенсивность (один каскад приходится на один остановившийся мюон), позволяют использовать мезорентгеновские линии при анализе экспериментальных данных (идентификация линий, временная калибровка, нормировка интенсивности).

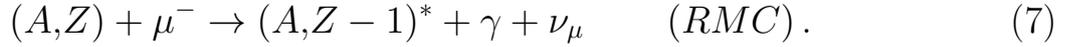
### Ядерный захват мюона.

С мюоном, находящимся в  $1s$ -состоянии, может произойти два альтернативных явления: либо он распадается с парциальным временем жизни  $\tau_{\text{decay}}=2197.03$  нс, либо он посредством слабого взаимодействия захватывается

ядром [50] с испусканием мюонного нейтрино (ОМС – ordinary muon capture) или нейтрино вместе с “жестким” фотоном (RMC – radiative muon capture):



и



Процесс радиационного мюонного захвата (7) идет с намного меньшей вероятностью, чем (6) и не является предметом исследования данной диссертации. Здесь и далее будет рассматриваться только обычный мюонный захват – ОМЗ.

Полная энергия захваченного мюона (100 МэВ) частично передается вылетевшему нейтрино  $\nu_\mu$ , а частично идет на возбуждение образовавшегося ядра  $(A, Z-1)^*$ , которое впоследствии разряжается  $\gamma$ -квантами с различной энергией (если это связанное состояние), либо, если энергия возбуждения очень высока, с “испарением” нейтронов.

Если вероятность распада мюона постоянна  $\lambda_{\text{decay}}=1/\tau_{\text{decay}}=455159.92$  1/с, то вероятность захвата  $\lambda_{\text{cap}}$  в первом приближении растет с увеличением порядкового номера химического элемента как  $Z^4$ . Кроме того, эта вероятность зависит также не только от  $Z$ , но и от  $A$ , в соответствии с известной формулой Примакова [51] :

$$\lambda_{\text{cap}} = (Z_{\text{eff}})^4 \cdot X_1 \cdot \left\{ 1 - X_2 \left( \frac{A - Z}{2A} \right) \right\}, \quad (8)$$

где  $Z_{\text{eff}}$  - фактор, учитывающий эффект экранирования, который теоретически был рассчитан в работе [52]. На больших расстояниях от ядра эффективный заряд близок к единице, то есть имеет место практически полное экранирование  $(Z-1)$  электронами. Состояния с высокими  $l$  экранируются сильнее. На меньших расстояниях  $n < 14$  эффективный заряд близок к  $Z$ . Параметры  $X_1$  и  $X_2$  по расчетам разных экспериментальных групп несколько отличаются; в работе [53] они равны 170 1/с и 3.125, соответственно, а в работе [54] –  $X_1=124$  1/с, а  $X_2=2.91$ .

Полная вероятность исчезновения мюона  $\lambda_{\text{tot}}$  в единицу времени составляет

$$\lambda_{\text{tot}} = 1/\tau_{\text{tot}} = \lambda_{\text{cap}} + H \cdot \lambda_{\text{decay}}, \quad (9)$$

где  $\lambda_{\text{cap}}$  и  $\lambda_{\text{decay}}$  – полная скорость захвата и распада свободного мюона, соответственно,  $H$  – это фактор Хаффа [55], который вводится для расчета изменения фазового пространства связанного состояния мюона, распадающегося с -оболочки. На рисунке 8 в качестве примера показаны экспериментальные значения  $\tau_{\text{decay}}$ ,  $\tau_{\text{cap}}$  и  $\tau_{\text{tot}}$  измеренные в работе [54].

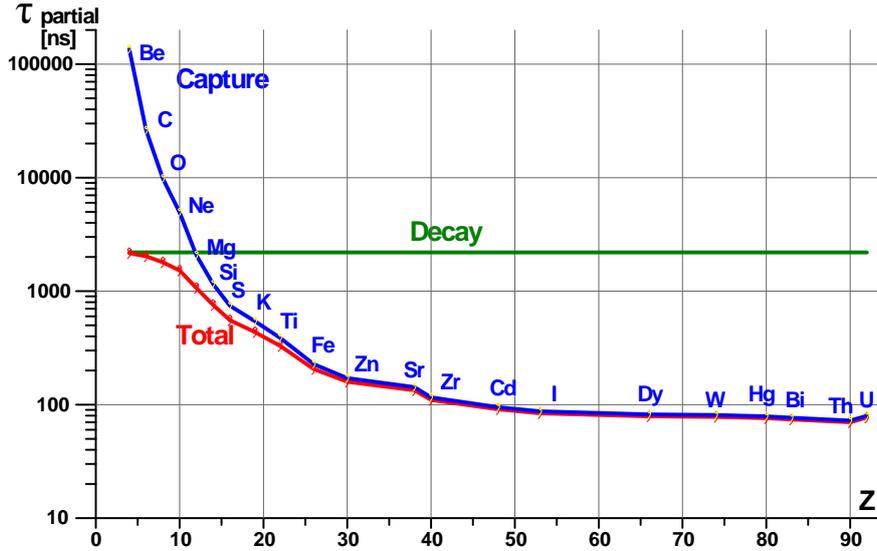


Рис. 8 – Парциальные (decay, capture) и суммарное (total) времена жизни мюонов в некоторых веществах.

При захвате мюона получаются дочерние ядра во всевозможных возбужденных состояниях, которые разряжаются с испусканием нейтрона, протона, гамма-квантов и т.д. Если время жизни возбужденных уровней мало по сравнению с временем жизни мюона, то эти сопровождающие  $\mu$ -захват излучения во времени спадают экспоненциально с показателем равным  $\tau_{\text{tot}}$ :

$$I_{\gamma}(t) = I_{0\gamma} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{tot}}}\right) \quad (10)$$

Такое излучение принято называть задержанным (*Delayed*). Кроме мезорентгеновского и задержанного излучения в экспериментах по  $\mu$ -захвату наблюдается также фоновое излучение, непосредственно не связанное с моментом прихода мюона, его называют некоррелированным (*Uncorrelated*). Типичные некоррелированные события включают в себя:  $\gamma$ -лучи, сопровождающие распад нестабильных изотопов, образовавшихся при взаимодействии

мюонов с веществом мишени и окружающих материалов,  $\gamma$ -лучи естественного ( $^{40}\text{K}$ , U- и Th-цепочки) и техногенного ( $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ) фона, а также  $\gamma$ -лучи от  $(n, \gamma)$ -реакций, индуцированных пучком .

На рисунке 9 схематично отображена зависимость числа событий от времени между остановкой мюона (« $\mu$ -стоп») и регистрацией фотона. *Prompt* – это мгновенные события, которые соответствуют отметке  $\mu$ -стоп. Таковыми являются – мезорентген и рассеянные на мишени электроны, примесь которых содержится в исходном мюонном пучке. *Delayed* события, распределенные по экспоненте, в свою очередь соответствуют захвату и распаду мюона после сигнала  $\mu$ -стоп. *Uncorrelated* - события, совершенно не зависящие от  $\mu$ -стоп и распределенные во времени равномерно. Таким образом, это все события, регистрируемые детектором, исключая *Prompt* и *Delayed*.

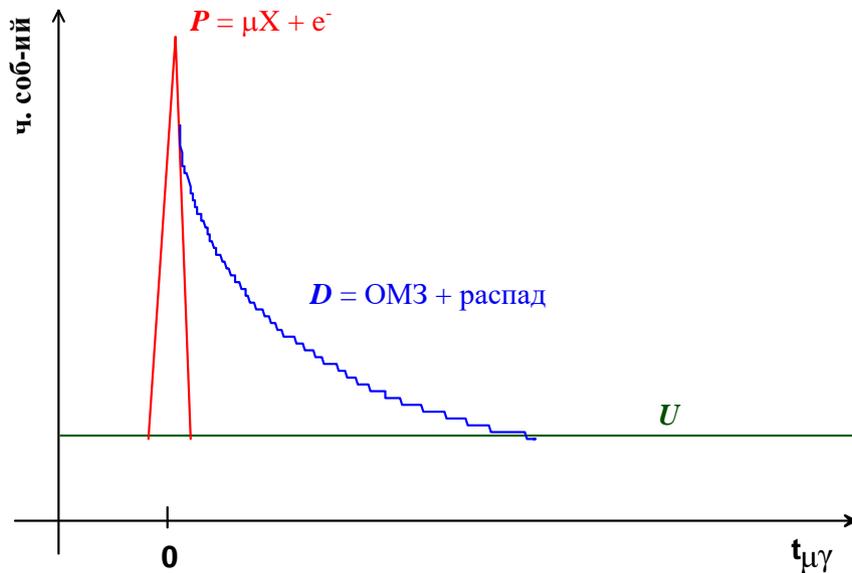


Рис. 9 — Временное распределение излучения  $\mu$ -захвата, где  $P$  – *Prompt*,  $D$  – *Delayed*,  $U$  – *Uncorrelated*.

Пользуясь тем, что излучения распределены во времени по-разному, их можно разделить при анализе экспериментальных данных и тем самым выделить наиболее интересующую часть. Каждое из вышеперечисленных излучений несет с собой специфическую информацию, необходимую при анализе данных экспериментов по мюонному захвату, и далее будет рассмотрено более подробно.

## 2 Экспериментальная процедура.

### 2.1 Экспериментальная установка

Для оптимального проведения экспериментов по мюонному захвату должны быть удовлетворены следующие условия:

- энергия мюона должна быть достаточно высокой, чтобы отрицательный  $\mu$  мог пройти через материалы, находящиеся перед мишенью (выходное окно мюонного пучка, мюонные счетчики, входное окно мишени (в случае газовых мишеней) и т. д.);
- энергия пучка и его “толщина” (т.е. величина его разброса по импульсу) должны быть достаточно низкими, чтобы остановить все мюоны внутри мишени (особенно, в случае мишени с малой массой);
- интенсивность пучка должна быть достаточно высокой, чтобы обеспечить хорошую статистику;
- интенсивность пучка должна быть достаточно низкой, чтобы предотвратить случайные совпадения;
- сама мишень должна быть достаточно толстой, чтобы остановить все мюоны;
- мишень должна быть достаточно тонкой, чтобы предотвратить поглощение низкоэнергетичных  $\gamma$ -квантов;
- мюонные счетчики должны быть достаточно толстыми, чтобы формировать хороший световой сигнал;
- мюонные счетчики должны быть достаточно тонкими, чтобы избежать остановки мюона в них.

В мире не так много мюонных пучков, способных удовлетворить вышеперечисленные и весьма противоречивые условия. Наши эксперименты проводились в течение трех измерительных кампаний на пучках  $\mu E4$  и  $\mu E1$  мезонной фабрики в Институте Пауля Шеррера (Виллиген, Швейцария). Первоначальная энергия протонов ускорителя PSI составляет 600 МэВ при токе до двух мА. Пучок мюонов формировался с помощью набора магнитных элементов (квадрупольных линз, поворотных и сверхпроводящих магнитов и т. д.), изменяющих фокусировку и энергию пучка (с конечным импульсом 20–30 МэВ/с с  $\Delta p/p$  на уровне 2%), и четырех заслонок, задающих геомет-

рию и интенсивность пучка (чаще всего интенсивность выбиралась около  $10^4$  в секунду, а диаметр до 6 см).

Как было указано выше, в экспериментах по мюонному захвату при измерении парциальных скоростей захвата предпочтительно использование изотопически обогащенных мишеней. С другой стороны, измерения с природными смесями также важны для сравнения и идентификации  $\gamma$ -линий во всех измеренных спектрах. В таблице 2 перечислены все мишени, использованные в настоящем исследовании.

Таблица 2 — Мишени, использованные в наших экспериментах по мюонному захвату. В четвертой колонке представлена масса непосредственно химического элемента в мишени (в случае с порошковыми мишенями). В шестой колонке указан год исследования.

мишень	обогащение	состав	масса (объём) элемента	толщина мг/см <sup>2</sup>	год
<sup>48</sup> Ti	95.8%	TiO <sub>2</sub> порошок	1.0 г	250	2002
<sup>76</sup> Se	92.4%	Se гранулы	5.0 г	800	2004
<sup>nat</sup> Se	–	Se гранулы	5.0 г	800	2004
<sup>106</sup> Cd	63.0%	Cd метал. фольга	5.0 г	800	2004
<sup>nat</sup> Cd	–	Cd метал. фольга	5.0 г	800	2004
<sup>82</sup> Kr	99.8%	Kr газ	0.7 л (1 атм.)	26.1	2006
<sup>nat</sup> Kr	–	Kr газ	1.0 л (1 атм.)	37.3	2006
<sup>150</sup> Sm	92.6%	Sm <sub>2</sub> O <sub>3</sub> порошок	2.0 г	320	2006
<sup>nat</sup> Sm	–	Sm <sub>2</sub> O <sub>3</sub> порошок	2.0 г	320	2006

Остановимся немного подробнее на особенностях этих измерений. В зависимости от года измерений, экспериментальная установка была двух видов: в 2004 году были измерены только твердые мишени, которые не требовали специального окружения мишени (экспериментальная установка представлена на рисунке 10); в 2002 и 2006 году проводились измерения как с твердыми, так и с газообразными мишенями – для этого была разработана специальная конструкция, которая позволяла проводить измерения с газовыми мишенями под различным давлением (см. рисунок 11).

**Измерения 2004 года.** Экспериментальная установка, представленная на рисунке 10, находилась на расстоянии около 20–30 см от выходного окна, а мишень располагалась за двумя сцинтилляционными счетчиками *C1* и *C2*. Сцинтилляторы *C1* и *C2* были включены на совпадения и определяли

момент прихода мюона:

$$\mu_{\text{stop}} = C1 \wedge C2. \quad (11)$$

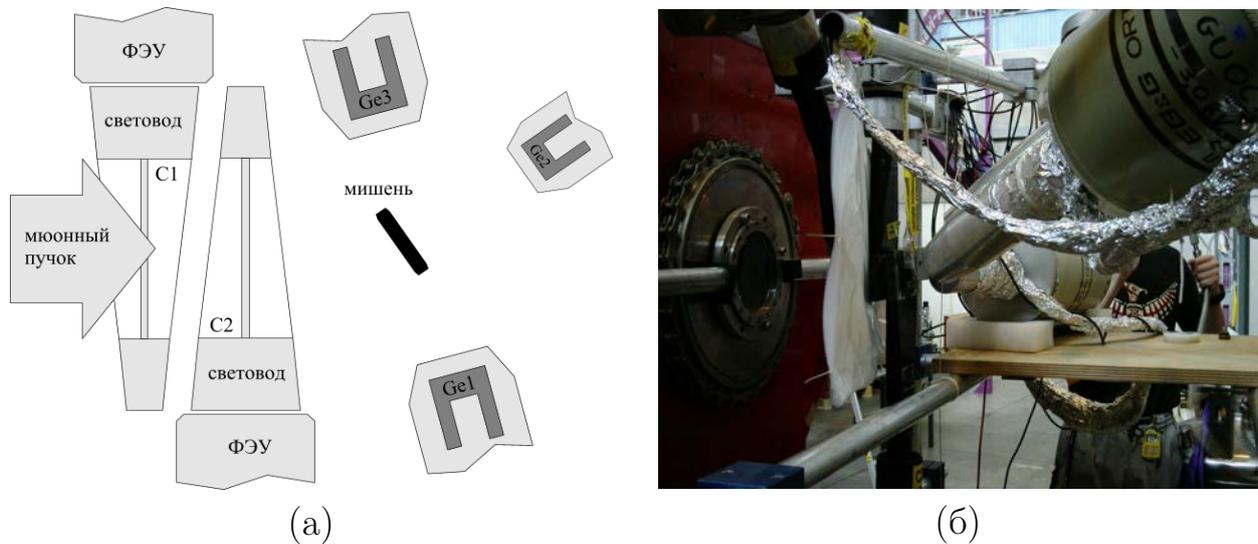


Рис. 10 — Схема (а) и фото (б) экспериментальной установки (сеанс 2004 года): пролетные счетчики ( $C1$ ,  $C2$ ), мишень и HPGe  $\gamma$ -детекторы вокруг мишени.

Измерения проводились на мюонном пучке  $\mu E4$ , параметры которого не требовали дополнительного формирования пучка на входе в установку (в отличие от измерений 2002 и 2006 года).

**Измерения 2002, 2006 года.** Конструкция мишени, изображенная на рисунке 11, состоит из мюонного счетчика  $C0$  на входе в мишень, двух тонких (0.5 мм) пролетных счетчиков  $C1$  и  $C2$ , за которыми следует сама мишень, окруженная чашеобразным счетчиком  $C3$ .

Корпус мишени, представленный на рисунке 12, был сконструирован специально для измерения газовых мишеней при атмосферном давлении, а также для размещения в нем твердых материалов. Стоит отметить, что в 2002 году в измерениях использовался сосуд, который работал под давлением в 20 атм., в связи с тем, что параллельной целью сеанса 2002 года было исследование угловых корреляций в  $^{20}\text{Ne}$ . Поэтому сосуд мишени был выполнен из другого материала, в котором происходило поглощение низкоэнергетичных гамма-квантов. В данной же диссертации при исследовании таких благородных газов, как криптон, была необходима информация о низкоэнергетичной области. Для этой задачи был сконструирован специальный сосуд, работающий под атмосферным давлением. Счетчик  $C3$  играет несколько ролей: га-

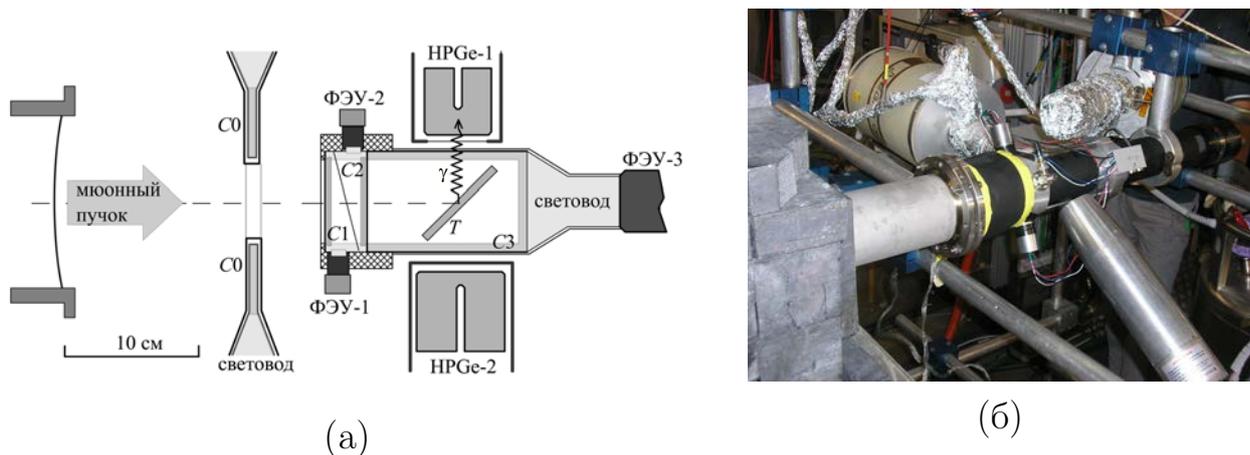


Рис. 11 — Схема (а) и фото (б) экспериментальной установки и конструкции мишени (сенасы 2002 и 2006 года): формирующее входное окно (сцинтилляционный вето-счетчик  $C0$ ), пролетные счетчики ( $C1$ ,  $C2$ ),  $T$  — мишень (в случае с газами вещество мишени было распределено по всему объему сосуда  $C3$ ), вето-счетчик ( $C3$ ) и HPGe  $\gamma$ -детекторы, расположенные вокруг мишени.

зовый сосуд вместе с пролетными счетчиками используется для определения триггера  $\mu$ -stop:

$$\mu_{\text{stop}} = \overline{C0} \wedge C1 \wedge C2 \wedge \overline{C3}, \quad (12)$$

а также для дискриминации высокоэнергетичных электронов от распада мюонов. Дело в том, что бета-распад остановившихся в мишени мюонов является фоновым процессом, альтернативным ОМЗ. Испущенные в процессе этого бета-распада электроны имеют очень высокую энергию (до 50 МэВ) — так называемые мишелевские электроны, которые нарушают работу германиевых детекторов и производят интенсивное тормозное излучение. Газовый сосуд был изготовлен из материалов с низким  $Z$ , в результате чего поглощение низкоэнергетичных  $\gamma$ -квантов в стенках счетчика  $C3$  является достаточно малым, что позволяет измерять их с помощью германиевых детекторов без заметных искажений интенсивности.

В течение каждой измерительной кампании параметры пучка подбирались таким образом, чтобы в мишени останавливалось не менее 95% мюонов. Среднее количество  $\mu_{\text{stop}}$  в веществе мишени во время экспериментов составляло от  $3 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$  до  $25 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ , а суммарное время экспозиции было между 50 ч и 150 ч в зависимости от мишени и ее изотопического обогащения.

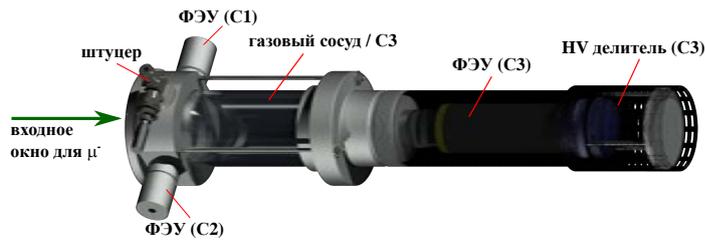


Рис. 12 — Конструкция газовой мишени с ФЭУ

Для грубой настройки мюонного пучка использовалась композитная мишень специальной формы (толщина и размеры мишени подбирались под размеры исследуемых обогащенных мишеней), показанная на рисунке 13. Мишень представляла собой сэндвич. На относительно толстой алюминиевой пластине были расположены 5 сегментов из металлической фольги толщиной 0.25 мм – Ni, Sn, Cu, Zn и Zr. Спереди (на входе пучка) мишень была покрыта слоем ПВХ пленки. В процессе настройки измерялся мезорентгеновский спектр, излучаемый этой мишенью. Если энергия пучка была слишком мала, то в спектре преобладали линии хлора (от ПВХ пленки). Если же энергия была слишком велика, то линии алюминия. При отклонении пучка вверх – олова, вниз – циркония и т.д. Оптимум соответствовал мезорентгену меди. Тонкая подборка параметров пучка проводилась уже с рабочей мишенью.

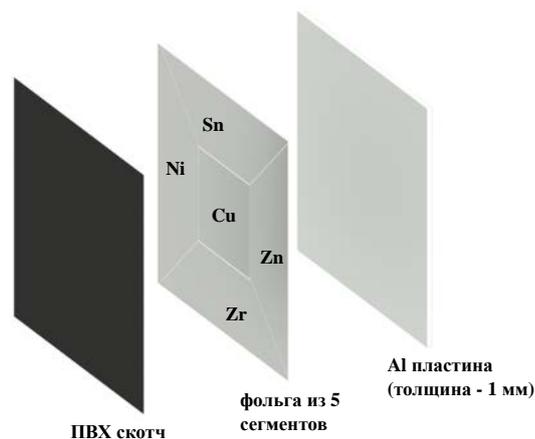


Рис. 13 — Композитная мишень, используемая для настройки мюонного пучка.

При этом снова использовался тот же принцип – получение максимальной интенсивности  $2p-1s$   $\mu X$ -линии вещества исследуемой мишени.

## 2.2 Система сбора данных

$\mu X$ -лучи и  $\gamma$ -лучи задержанного излучения, сопровождающие захват мюона в мишени, регистрировались четырьмя независимыми полукоаксиальными HPGe детекторами, расположенными вокруг мишени на расстоянии около 7 – 10 см. Высокоэнергетичное излучение, сопровождающее распад мюона, вызывает некоторое насыщение аналоговой электроники и появление артефактов в энергетическом спектре. Чтобы уменьшить этот эффект, время формирования спектрометрических усилителей было выставлено в 1 – 2  $\mu s$ , что ухудшило энергетическое разрешение, но оптимизировало общую функцию отклика детектора.

Для детектирования энергий фотонов до 10 МэВ с хорошей эффективностью были выбраны три детектора большого объема (Ge-1 – Ge-3). Четвертый детектор с бериллиевым окном был предназначен для регистрации низкоэнергетичных фотонов (как правило ниже 100 кэВ). Зарегистрированный энергетический сигнал одновременно подавался на две усилительные схемы и  $B$  (рисунок 14).

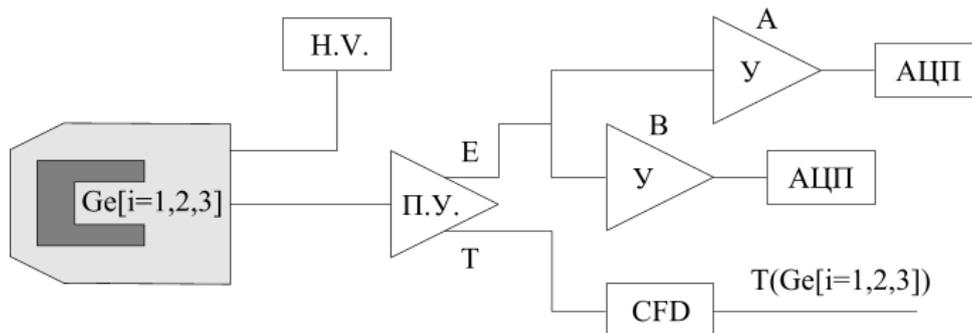


Рис. 14 — Упрощенная схема аналоговой части экспериментальной установки.

Схемы различались диапазонами исследуемых спектров – в схеме диапазон в два раза больше, - а также временем формирования сигнала, различным типом формирования импульса и типом используемого усилителя. В схеме использовались усилители “Canberra 2025” и “Canberra 2026”, а в схеме –

“Canberra 2022”. Это обстоятельство позволило получать по семь спектров для каждой из мишеней, при этом данные имели значение при рассмотрении низкоэнергетичной области, а данные – для поиска слабых линий в высокоэнергетичной части (см. таблицу 3).

Таблица 3 — Характеристики HPGe детекторов, использованных в настоящих экспериментах по ОМЗ. Разрешение (FWHM) приведено по линии 1461 кэВ от  $^{40}\text{K}$  (канал А) и  $\gamma$ -линии 2615 кэВ от  $^{208}\text{Tl}$  (канал В).

Энергетический диапазон ( $E_{\text{max}}$ ) для обоих каналов приведен в МэВ.

дет.	эффективность @100 кэВ	эффективность @1.0 МэВ	усиление А		усиление В	
			FWHM	$E_{\text{max}}$	FWHM	$E_{\text{max}}$
Ge-1	1.32%	0.43%	4.34	2.85	7.66	9.8
Ge-2	1.35%	0.39%	3.73	2.85	4.81	9.4
Ge-3	1.12%	0.32%	3.84	2.85	10.32	9.8
Ge-4	0.65%	0.09%	3.58	1.60	—	—

Временная привязка для сигнала с каждого Ge детектора осуществлялась с помощью набора быстрых усилителей, дискриминаторов и схем совпадений (по двухпороговой схеме: низкий порог обеспечивал хорошее время, а высокий подавлял шумы). Эти сигналы с четырех германиевых детекторов (рисунок 15) объединялись по схеме “ИЛИ”, один из выходов шел на выработку строга АЦП (ADC), второй на старт ВЦП (TDC). Параллельно с этим процессом вырабатывался строб входного регистра  $IR$  для записи в него информации о том, который именно из детекторов сработал. Окончание строга служило сигналом для запроса прерывания  $IRQ$  компьютера. Импульс о приходе мюона, зарегистрированного сцинтилляторами  $C1 \wedge C2$ , посылался на «стоп» TDC через длинный кабель, задерживающий сигнал на время  $W$  (длительность интервала устанавливается на уровне нескольких микросекунд, в зависимости от ожидаемого времени жизни мюона в исследуемой мишени). Такая схема включения переворачивала временную шкалу (вместо времени  $T = T_\gamma - T_\mu$  измерялось время  $T = T_\mu + W - T_\gamma$ ), но при этом позволяла регистрировать не только *Prompt* и *Delayed*, но и *Uncorrelated* события (для них сигнал о  $\mu$ -стопе вообще не приходил).

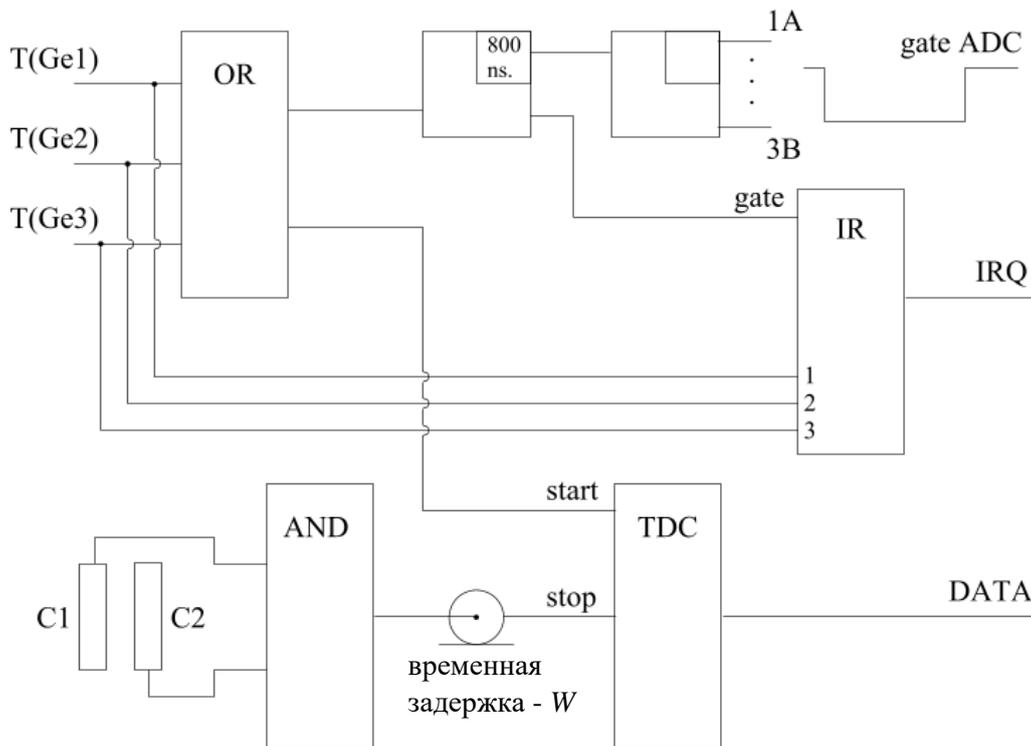


Рис. 15 — Упрощенная схема логической части экспериментальной установки.

## 2.3 Энергетическая калибровка

Поскольку основной целью данной диссертации является измерение парциальных скоростей  $\mu$ -захвата *известных* возбужденных состояний, то есть, интенсивность *известных*  $\gamma$ -линий, то не было необходимости уделять особого внимания прецизионной калибровке энергии с учетом нелинейности и т. д. В наших экспериментах использовалось два вида энергетической калибровки детектирующей системы:

- непрерывная – при регистрации любых  $\gamma$ -лучей, даже некоррелированных с  $\mu$ -стоп сигналом. В этом случае наблюдалось большое количество  $\gamma$ -линий от естественного фона ( $^{238}\text{U}$ -,  $^{232}\text{Th}$ -цепочки,  $^{40}\text{K}$ ), излучение, вызванное работой мюонного пучка (например, в случае с титановой мишенью:  $^{47}\text{Sc}$ ,  $^{48}\text{Sc}$ ,  $^{16}\text{N}$ , и т.д.) и излучение внутри самого пучка мюонов ( $\gamma$ -лучи при захвате нейтронов и мезорентгеновское излучение от окружающих конструктивных материалов). Излучение, вызванное пучком, также является источником полез-

- ных высокоэнергетичных  $\gamma$ -лучей (т.е. 6128.6 кэВ от распада  $^{16}\text{N}$ , продукт захвата мюона  $^{16}\text{O}$ );
- эпизодическая, в off-line режиме – во время любых настроек или изменений в электронике использовались дополнительные радиоактивные калибровочные источники  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{60}\text{Co}$  и  $^{nat}\text{Th}$ .

## 2.4 Временная калибровка

Известно, что полукоаксиальные HPGe детекторы большого объема имеют относительно слабые временные характеристики, особенно при низких энергиях  $\gamma$ -лучей, и зависит это не только от амплитуды самого сигнала, но и от места регистрации  $\gamma$ -кванта внутри кристалла (рисунок 16(а)). В то время как высокоэнергетичные  $\gamma$ -лучи регистрируются более или менее равномерно в общем объеме Ge кристалла, низкоэнергетичные  $\gamma$ -кванты поглощаются тонким поверхностным слоем, который включает в себя краевые области с относительно слабым и неоднородным электрическим полем. Сбор заряда в этих областях недостаточно полный и растянут во времени. В результате, значительная часть сигналов с низкой энергией  $\gamma$ -лучей испытывает временную задержку до нескольких сотен наносекунд, а потери при сборе заряда эквивалентны энергиям до 100 эВ. Планарные детекторы с однородным полем не имеют такого свойства, но эффективность их в МэВ-ном диапазоне энергий недостаточна. Для калибровки энергетической зависимости детектирующей системы в течение нескольких часов были измерены *Prompt*  $\mu\text{X}$ -лучи от кислорода, титана, селена, кадмия, самария, золота и тория с энергиями от 39 до 6319 кэВ (рисунок 16(б)). Хотя эти  $\mu\text{X}$ -лучи в действительности являются истинными *Prompt* (то есть, испускаются в момент остановки мюона  $t=0$ ), регистрация их из-за упомянутого эффекта происходит несколько позже с задержкой, зависящей от энергии. Из рисунка видно быстрое ухудшение качества временной привязки в области энергий ниже 200 кэВ. Таким образом, область, которая соответствует *Prompt* сигналам, не постоянна, а зависит от энергии. Этот факт учитывался при настройке оборудования и при off-line анализе данных.

Для контроля долговременной стабильности временной привязки также использовались  $\mu\text{X}$ -лучи, при этом мониторинг производился на протяжении всего эксперимента.

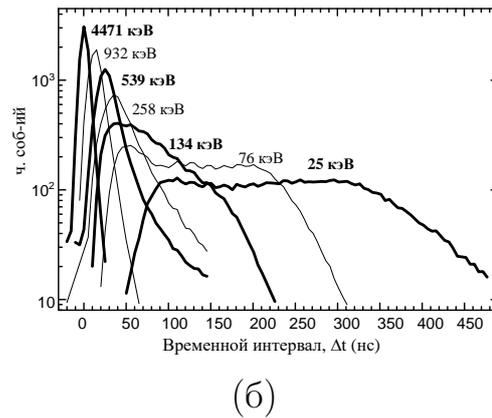
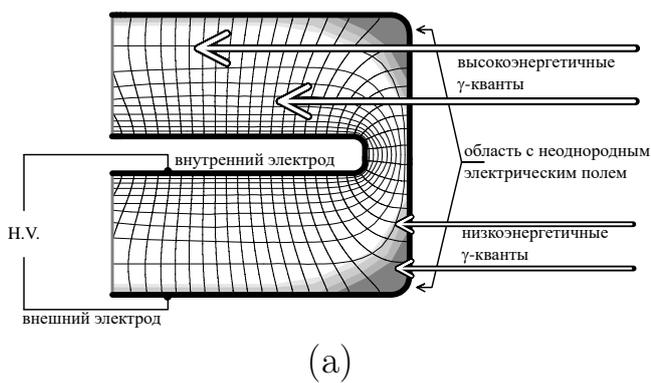


Рис. 16 — (а) — Схематическая конфигурация электрического поля между внутренним и внешним электродами в полукоаксиальном HPGe-детекторе; (б) — Временное распределение задержки сбора сигнала  $\Delta t$  между  $\mu$ -стоп и регистрацией  $\mu X$ -лучей с различными энергиями, измеренными германиевыми детекторами.

Измерения времени проводились одновременно с помощью двух независимых ВЦП (TDC-1 и TDC-2). При этом первый из них работал на основе кварцевого генератора и поэтому не требовал калибровки, но его шаг был достаточно грубым и составлял 10 нс. Второй же ВЦП (TDC-2) имел гораздо меньший шаг, но при этом требовал калибровки, которая осуществлялась с помощью первого ВЦП (TDC-1).

## 2.5 Эффективность детекторов

Эффективность  $\eta$  детектирующей системы (рисунок 17) зависит от размеров Ge кристалла и некоторых других факторов (здесь и далее под эффективностью понимается вероятность получения полного пика поглощения в спектре). Абсолютная эффективность также включает в себя телесный угол. В низкоэнергетичной области (А) эффективность падает в результате поглощения  $\gamma$ -квантов в мертвых слоях, а также из-за наличия ненулевого порога у дискриминатора. В области (В) фотоэффект пропадает, и пик полного поглощения образуется только за счет многократного комптоновского рассеяния, причем велика вероятность вылета рассеянного фотона за пределы кристалла. При энергиях же выше 3-4 МэВ даже однократное рассеяние становится маловероятным, т.к. характерная длина рассеяния становится больше размеров кристалла (область С).

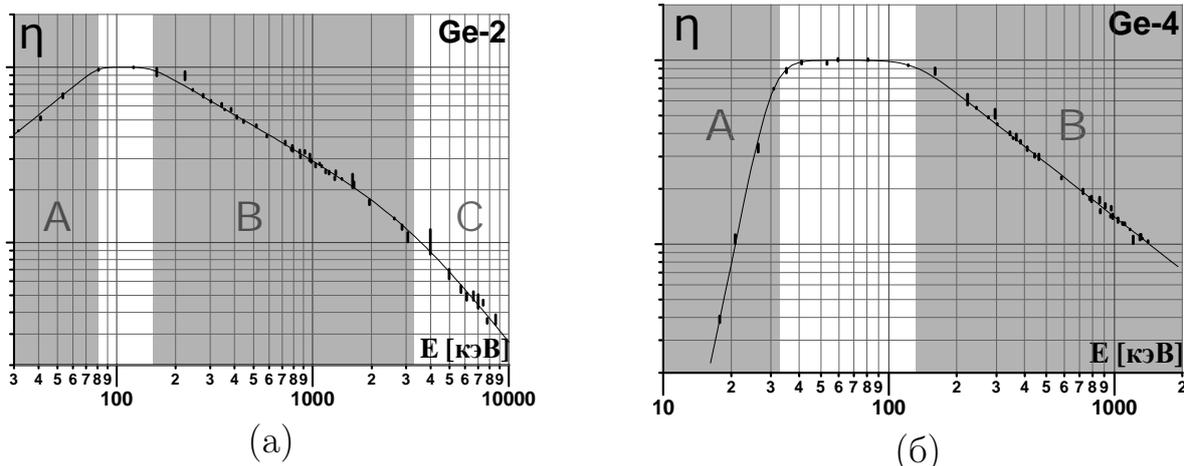


Рис. 17 — Типичная относительная эффективность ( $\eta$ ) детекторов с большим (а) и малым (б) объемами кристаллов.

Для определения эффективности маленького детектора с бериллиевым окном (Ge-4) в области энергий от 18 кэВ до 1.4 МэВ были использованы  $\gamma$ -линии и рентгеновские лучи от источников  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{60}\text{Co}$ , а также известные  $\gamma$ -линии из *Uncorrelated* спектров.

Детекторы большого объема (Ge-1 – Ge-3) были предназначены для исследования более высокоэнергетичной области (вплоть до 10 МэВ), и, помимо вышеупомянутых стандартных радиоактивных источников они были откалиброваны в off-line режиме с использованием нейтрон-индуцированных  $\gamma$ -лучей от NaCl, расположенного вблизи нейтронного источника  $^{252}\text{Cf}$ . В результате реакции  $^{35}\text{Cl}(n,\gamma)$  получается интенсивная высокоэнергетичная  $\gamma$ -линия с энергией 6111.0 кэВ, а также полезные линии с энергиями 6619.7, 6627.9 и 6642.0 кэВ [56]. Процессы захвата нейтронов на  $^{56}\text{Fe}$  и  $^{28}\text{Si}$  образуют еще одну серию высокоэнергетичных  $\gamma$ -линий при известных относительных интенсивностях вплоть до 8 МэВ [48, 57]. Также проводились отдельные измерения мезорентгеновского излучения с ториевой и золотой мишенями для получения калибровки по эффективности в жесткой области. Для этого использовались линии с энергиями – 5591.0, 5763.1, 2302(2), 2341.2(2) и 2477.8 кэВ (для золота), и – 6021.8, 6070.7, 2795.8, 2829.6 и 2915.2 кэВ (для тория) [58–60].

В связи с тем, что телесный угол мишеней, активность некоторых радиоактивных источников и абсолютная интенсивность нейтрон-индуцированных  $\gamma$ -лучей от  $^{35}\text{Cl}$  не были четко определены, а также была неизвестна внутренняя геометрия некоторых арендованных детекторов (Ge-

2 и Ge-3), восстановить абсолютную эффективность детекторов не представлялось возможным. С другой стороны, интенсивности  $\gamma$ -лучей можно нормировать не по количеству  $\mu$ -стопов, а по интенсивности мезорентгеновских лучей. Этот способ еще более предпочтителен, потому что он автоматически исключает  $\mu$ -стопы в любых других ядрах, отличных от вещества мишени. Таким образом, в данной работе автор ограничился определением только относительной эффективности.

## 2.6 Формат данных

Поскольку в нашем случае важны не только коррелированные, но и некоррелированные с мюонами события, то жестким триггером (hardware trigger) системы накопления данных служило срабатывание любого из HPGe детекторов, независимо от наличия  $\mu$ -стопа. При появлении такого триггера вырабатывался запрос на прерывание компьютера *IRQ*, по которому происходило чтение всей информации с входного регистра, двух ВЦП и семи АЦП. Далее происходила on-line идентификация события. Вся получаемая информация от  $\gamma$ -детекторов может быть разделена на два типа – события коррелированные и некоррелированные по времени с моментом прихода мюона. Если сигнал не был связан с остановкой мюона в мишени в пределах временного интервала  $W$  – тогда событие считается **некоррелированным** (*Uncorrelated*) -  $U$  событие. Для того, чтобы сохранить дисковое пространство, оно записывалось не как отдельное, а формировало энергетический  $U$ -спектр соответствующего детектора. Наиболее информативными являются **коррелированные** (*Correlated*) события  $C$ , которые, в отличие от некоррелированных, происходят в промежутке  $W$  сразу после остановки мюона в мишени. В этом случае событие записывается полностью, в виде “event-by-event”. Каждое коррелированное событие включает значения энергии и времени, соответствующие сигналам, зарегистрированным всеми детекторами HPGe, а также неким «флагам» – битам входного регистра. «Флаги» указывают на присутствие других мюонов ДО или ПОСЛЕ рассматриваемых  $\mu$ -стопов, сигналов от счетчика  $C3$  (вызванных распадом мюона), совпадений Ge-Ge, сигналов “busy” и т.д., которые используются в off-line анализе. Временной интервал между  $\mu$ -стоп и сигналом от Ge детектора используется,

чтобы отличать, является ли это сигналом *Prompt* или *Delayed*, и оценивать время жизни мюона в мишени.

Каждые 40000 событий записывались в отдельный файл с расширением .eve. Несколько файлов, набравшихся за один час, образовывали отдельную поддиректорию – *RUN* – с очередным порядковым номером. Кроме файлов с событиями в каждый *RUN* включались файлы с накопившимися за час спектрами, а также текстовый файл, содержащий информацию о состоянии системы (скорость счета всех HPGe детекторов, счетчиков *C0* – *C3*, количество  $\mu$ -стопов, мертвое время и другие slow-control данные) в течение этого *RUNa*. Такое почасовое структурирование данных обеспечивает сохранность данных при каких-либо сбоях системы.

В результате получается набор данных, которые можно отсортировать разными способами, налагая разные условия и построить различные сечения: временные или энергетические. На рисунке 18 в качестве примера показан фрагмент  $(E, t)$  распределения коррелированных событий, зарегистрированных детектором Ge-2 с мишенью  $^{76}\text{Se}$ .

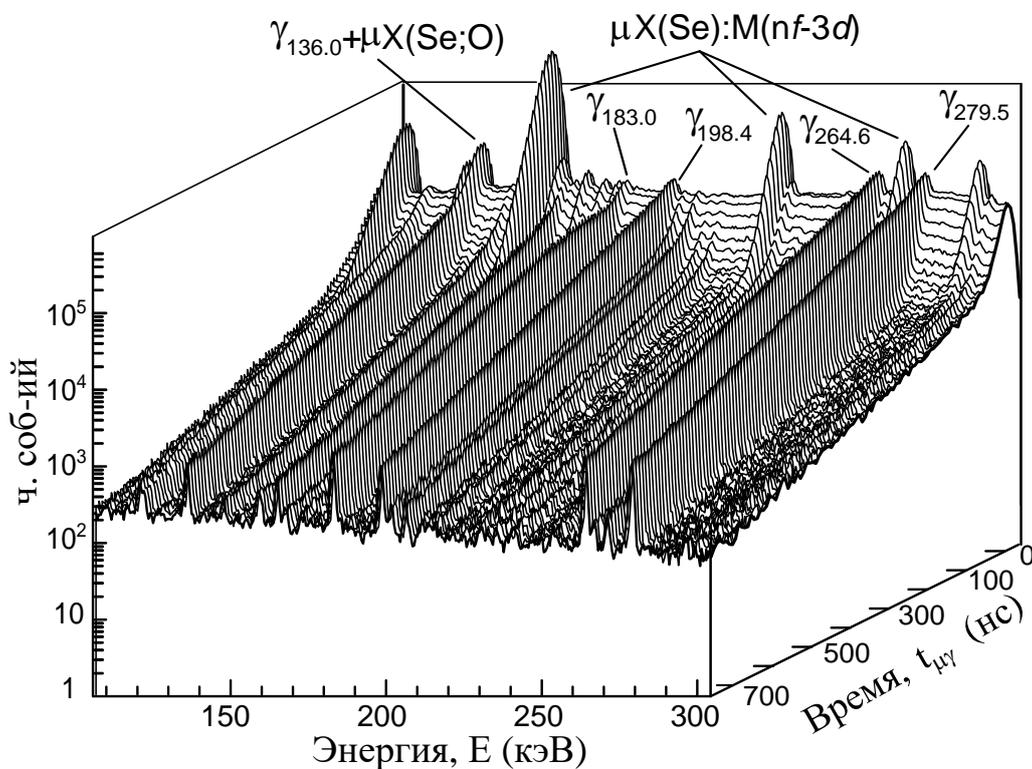


Рис. 18 — Распределение коррелированных событий  $(E, t)$ , зарегистрированных с помощью Ge-2 с мишенью обогащенного  $^{76}\text{Se}$ .

На рисунке 18 видны линии, сосредоточенные при малых временах и соответствующие мезорентгеновскому излучению. Также наблюдаются линии, экспоненциально убывающие со временем – задержанные (*Delayed*). Если сортировать данные по короткому интервалу времени, например от 0 до 50 нс, то можно получить энергетический спектр для событий *Prompt*. При больших временах – *Delayed*. Можно, наоборот, построить распределение времени какой-то определенной энергии и получить временную эволюцию конкретной  $\gamma$ -линии. Рассмотрим более подробно такие спектры.

## 2.7 Первичный анализ данных. Различные типы событий, регистрируемых в экспериментах по мюонному захвату.

В этом разделе немного повторимся о событиях, регистрируемых во время экспериментов по мюонному захвату, а также об их особенностях и информации, получаемой из анализируемых спектров.

Первым этапом при анализе спектров было построение энергетической калибровки по двум наиболее интенсивным пикам – 75 кэВ ( $\mu X(C)$  вызванные остановкой мюона в окружающих органических материалах) и 1461 кэВ ( $^{40}K$  от естественного фона) в  $U$ -спектрах, индивидуально для каждого  $RUNa$ , детектора (Ge-1 – Ge-4) и тракта ( $A$ ,  $B$ ). Эти калибровки записаны в файл *Params\Calibr-E.dat* еще во время набора данных. С помощью полученных данных из файла *Calibr-E.dat* впоследствии строился график (см. рисунок 19), на котором четко прослеживается изменение калибровки в течение всей экспозиции. Такой эффект может быть связан с изменениями настройки параметров электроники, элементов детектирующей системы и окружающих условий в процессе измерений. Поскольку статистика в каждом  $RUNe$  довольно маленькая, то прежде чем проводить идентификацию, необходимо всю эту статистику по всем  $RUNam$  для каждой мишени корректно просуммировать. В зависимости от задачи суммирование проводилось двумя способами: 1) для визуализации и грубой идентификации спектров достаточно небольшой статистики – в этом случае с помощью графика 19 проводилось суммирование данных по стабильным  $RUNam$ ; 2) для финальной (чистой) обработки данных производилось суммирование с учетом индивидуальной

калибровки каждого *RUNa* (при этом распределение вероятности в пределах одного канала считалось постоянным). В результате такого суммирования,

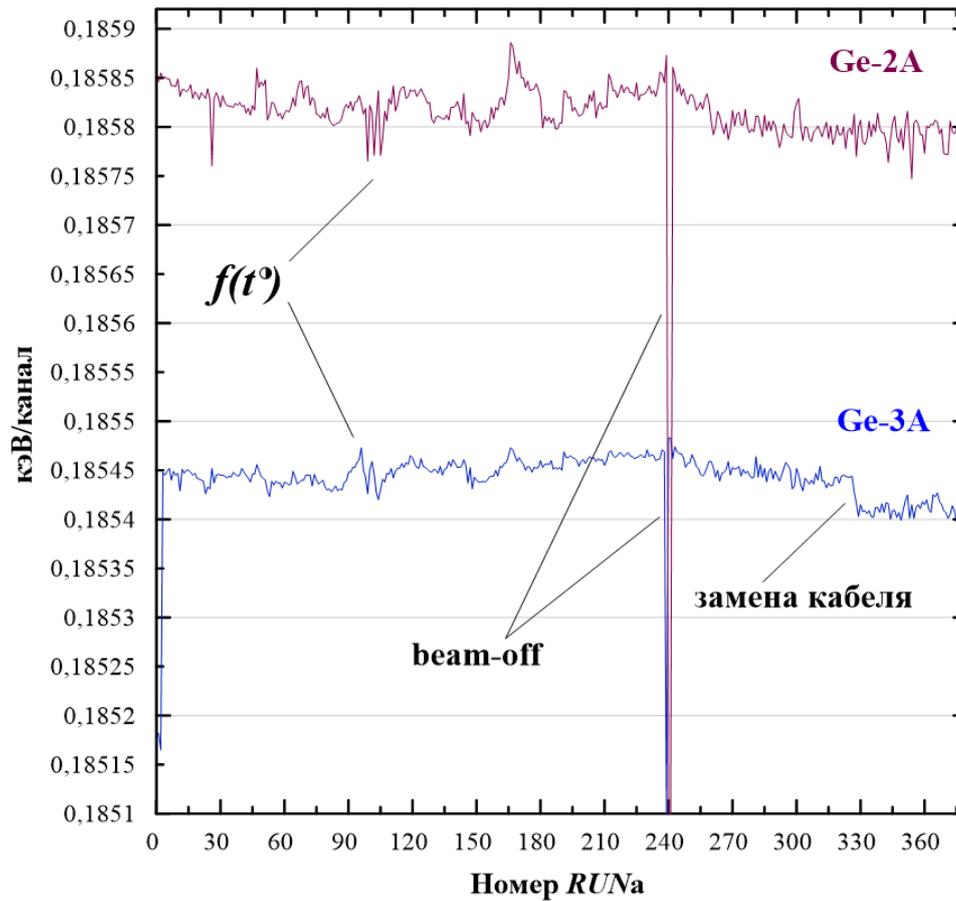


Рис. 19 — Колебания калибровки детекторов Ge-2A (красный) и Ge-3A (синий) в течение всей экспозиции (0-375 *RUNa*).  $f(t^o)$  — колебания, связанные с изменением температуры (день/ночь). Резкий скачок на графике обусловлен выключением мюонного пучка (beam-off).

строились семь *U*-спектров: *U\_1\_A.SPK*, *U\_1\_B.SPK*, ... *U\_4\_A.SPK*. Этот метод применялся и для получения коррелированных спектров излучения.

Типичный *U*-спектр (рисунок 20) включает в себя  $\gamma$ -линии естественного ( $^{40}\text{K}$ , U- и Th-цепочки) и техногенного ( $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ) фона,  $\gamma$ -линии от ( $n,\gamma$ )-реакций, индуцированных пучком, а также мезорентгеновские линии углерода ( $\mu\text{X}(\text{C})$ ). В Таблице 4 представлены фоновые линии, наблюдаемые в *U*-спектрах. Вышеуказанные линии использовались для калибровки детекторов и мониторинга стабильности их параметров, а также при расшифровке спектров. Стоит отметить, что некоторые продукты реакции ( $\mu^-, \nu$  *xn yr*) нестабильны и распадаются с испусканием  $\gamma$ -лучей, которые наблюдаются

в  $U$ -спектрах. Интенсивность этих  $\gamma$ -линий в  $U$ -спектре позволяет получить выходы соответствующих изотопов и изомеров.

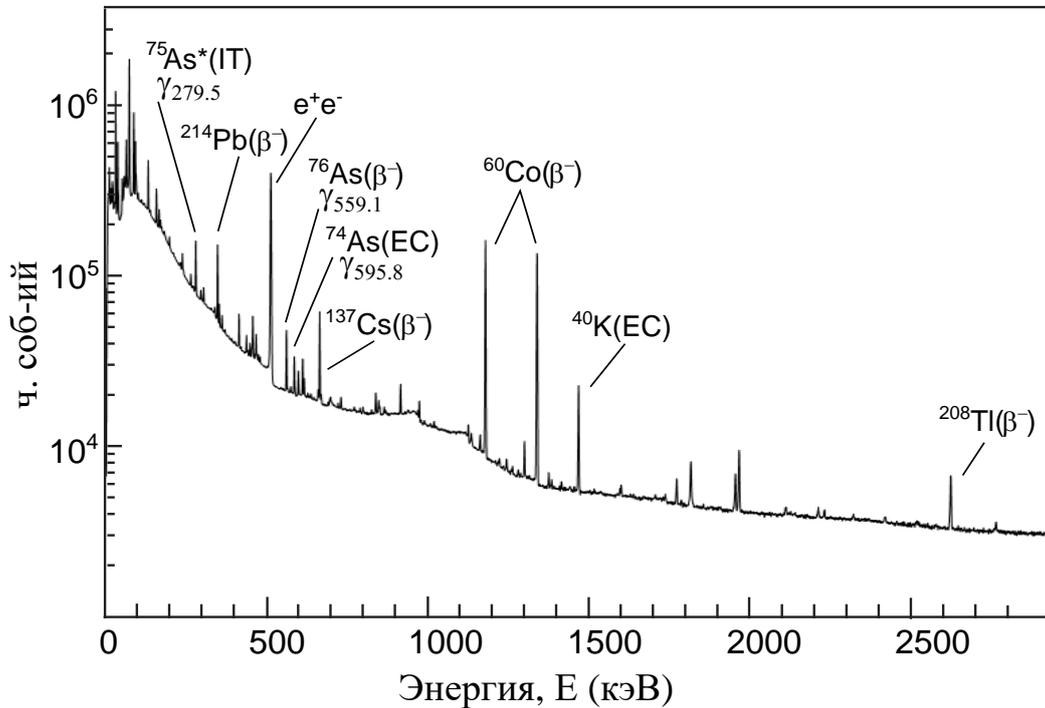


Рис. 20 —  $U$ -спектр, измеренный с помощью германиевого детектора с мишенью изотопически-обогащенного  $^{76}\text{Se}$ . На рисунке показаны некоторые  $\gamma$ -линии, соответствующие распаду продуктов реакции ОМЗ —  $^{74m,75,76}\text{As}$ .

Как уже упоминалось ранее, наибольший интерес представляют собой коррелированные события  $C$ . Большая часть таких событий обусловлена каскадом мезорентгеновских лучей ( $\mu X$ ) [57]. Процесс девозбуждения происходит в пределах пикосекундного временного интервала, который в нашем случае пренебрежимо мал, так что  $\mu X$ -лучи считаются истинным **мгновенным (Prompt) излучением  $P$** .  $P$ -спектры имеют определенную энергетическую структуру, повторяющуюся для всех химических элементов и состоящую из  $K$ -серий,  $L$ -серий и т.д. На рисунке 21 для примера показан мезорентгеновский спектр  $^{76}\text{Se}$ . На нем помечены все серии с характерно убывающей интенсивностью линий. Каждая из линий серии представляет собой сложный мультиплет, в связи с наличием тонкого и сверхтонкого расщеплений, а также изотопических сдвигов. Структура спектров (рисунк 21) довольно сложная, что происходит за счет наличия комптоновского хвоста, образования пар, и

Таблица 4 — Гамма-линии радиоактивного фона в мишени  $^{76}\text{Se}$ .

$E\gamma$ [кэВ]	$\delta E\gamma$ [кэВ]	$FWHM$ [кэВ]	$\delta FWHM$ [кэВ]	$S\gamma$ ч.соб.	$\delta S\gamma$ ч.соб.	Происхождение линии
511.000	0.001	3.494	0.001	9223019	3348	Аннигиляционный пик
1173.238	0.001	2.916	0.002	2621511	1829	Линии от $^{60}\text{Co}$
1332.513	0.001	3.211	0.002	2472347	1765	
1460.750	0.003	3.351	0.006	483405	916	Линия от $^{40}\text{K}$
75.248	0.000	1.239	0.001	7338432	3340	Мезорентген $K$ -серия углерода (C)
89.212	0.000	1.241	0.001	2918025	2803	
94.095	0.001	1.185	0.002	1516065	3580	
133.525	0.001	1.244	0.004	688113	2062	Мезорентген $K$ -серия кислорода (O)
158.408	0.003	1.975	0.008	631647	2935	
167.114	0.005	1.252	0.014	150002	1863	
559.100	0.003	1.682	0.009	146454	811	Реакция $\beta$ -распада мышьяка ( $^{76}\text{As}$ )
657.201	0.027	1.993	0.086	21566	1296	
303.900	0.007	1.374	0.018	78649	1107	$\beta$ -распад ( $^{75}\text{As}$ )
295.217	0.016	1.578	0.042	42466	1282	Линии уранового ряда от $^{214}\text{Pb}$
351.992	0.009	1.484	0.025	67302	1403	
609.312	0.007	1.709	0.021	62488	914	Линии уранового ряда от $^{214}\text{Bi}$
1120.287	0.011	2.353	0.032	77261	1281	
338.700	0.01	1.599	0.028	100232	2137	Линия ториевого ряда от $^{228}\text{Ac}$
583.191	0.003	1.847	0.008	239776	1066	Линии ториевого ряда от $^{208}\text{Tl}$
860.370	0.021	2.016	0.059	32853	1124	
2614.533	0.008	4.314	0.018	147684	610	
2104.470	0.060	4.381	0.154	15775	572	
238.707	0.009	3.366	0.023	412811	2813	Линия ториевого ряда от $^{212}\text{Pb}$

пиков одиночного (ПОВ) и двойного (ПДВ) вылета аннигиляционных фотонов.

Мюон тяжелее электрона в  $\sim 200$  раз. Поэтому энергия  $\mu X$ -лучей во столько же раз выше по сравнению с обычными рентгеновскими лучами, а радиус мюонной орбиты сравним с размерами ядра. Действительно, для мюонных атомов с  $Z \gtrsim 40 \dots 50$   $K$ -оболочка мюона фактически лежит в пределах ядра. В результате энергетический спектр мезорентгеновских лучей становится чувствительным к коллективным свойствам ядра (распределение массы и заряда, и т.д.). Рисунок 22 демонстрирует изотопический сдвиг дублета  $2p_{3/2,1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$  перехода, измеренного с двумя мишенями: изотопически обогащенным  $^{106}\text{Cd}$  (обогащение составляло около 63 %) и натуральным кадмием (естественное содержание  $^{106}\text{Cd}$  в 50 раз ниже - 1,25%). Такая инфор-

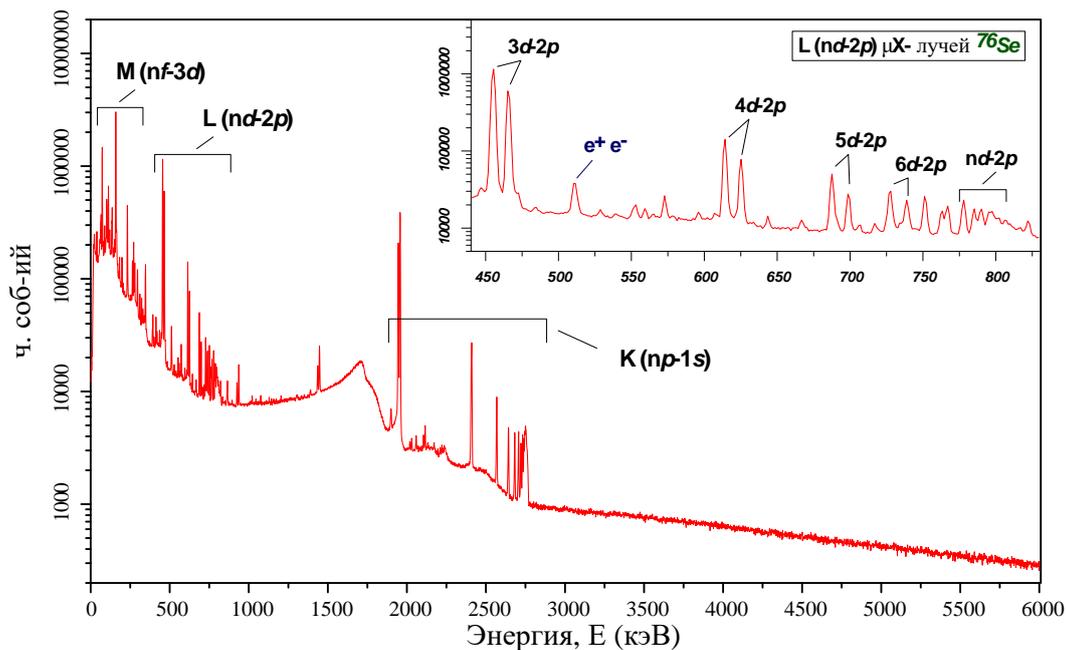


Рис. 21 —  $P$ -спектр, измеренный с изотопически обогащенным  $^{76}\text{Se}$ .

мация важна при проведении подобных экспериментов и может быть предметом более глубокого изучения. В связи с тем, что информация по энергии мезорентгеновских переходов от  $L$ -,  $M$ -серий и более, скудна, нашей группой было проведено большое количество измерений и создан каталог спектров мезорентгеновского излучения [4, 12, 13], о котором будет более подробно рассказано позже.

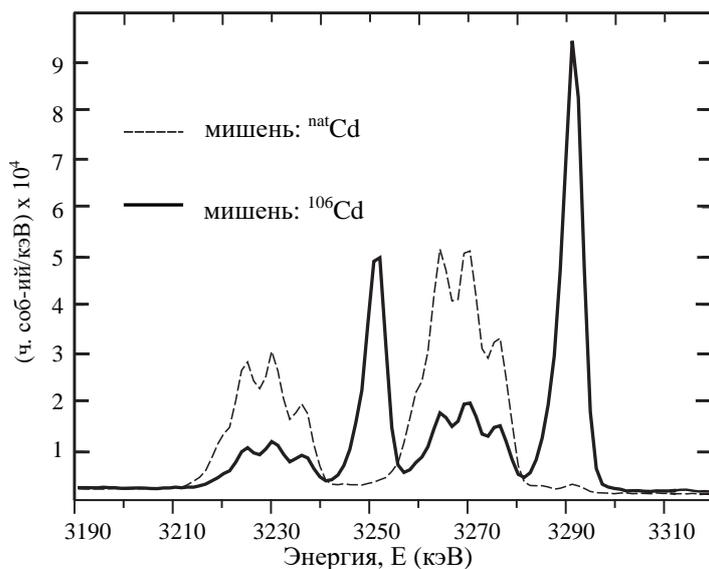


Рис. 22 —  $K\alpha_1$  и  $K\alpha_2$  мезорентгеновского дуплета, измеренного с мишенями обогащенного и натурального кадмия.

Поскольку каждому  $\mu$ -стопу в мишени, несомненно, соответствует характеристическое мезорентгеновское излучение, **интенсивность  $K$ -серии энергетического спектра отражает количество  $\mu$ -стопов именно в данном химическом элементе**. Поэтому количество мюонов, рассчитанное по  $\mu X$ -спектрам, может быть использовано для нормировки любого измерения, связанного с мюонным захватом.

Другая часть коррелированных событий - **задержанные (*Delayed*) – события  $D$** . Они соответствуют ядерному  $\gamma$ -излучению после захвата мюонов в реакциях ( $\mu^-, \nu xp yr$ ). Это особое излучение является основным предметом данной работы. Следует отметить, что при анализе  $D$ -спектров невозможно полностью отделить их от *Prompt* излучения – области этих спектров пересекаются (см. рисунок 9), особенно в мягкой области (см. рисунок 18). Фактически, основной проблемой при анализе задержанных спектров является наличие неустраняемого фона от сильных линий мезорентгена. На рисунке 23 для сравнения показаны  $U$ -,  $P$ - и  $D$ -спектры, измеренные детектором Ge-1 для мишени  $^{76}\text{Se}$ .

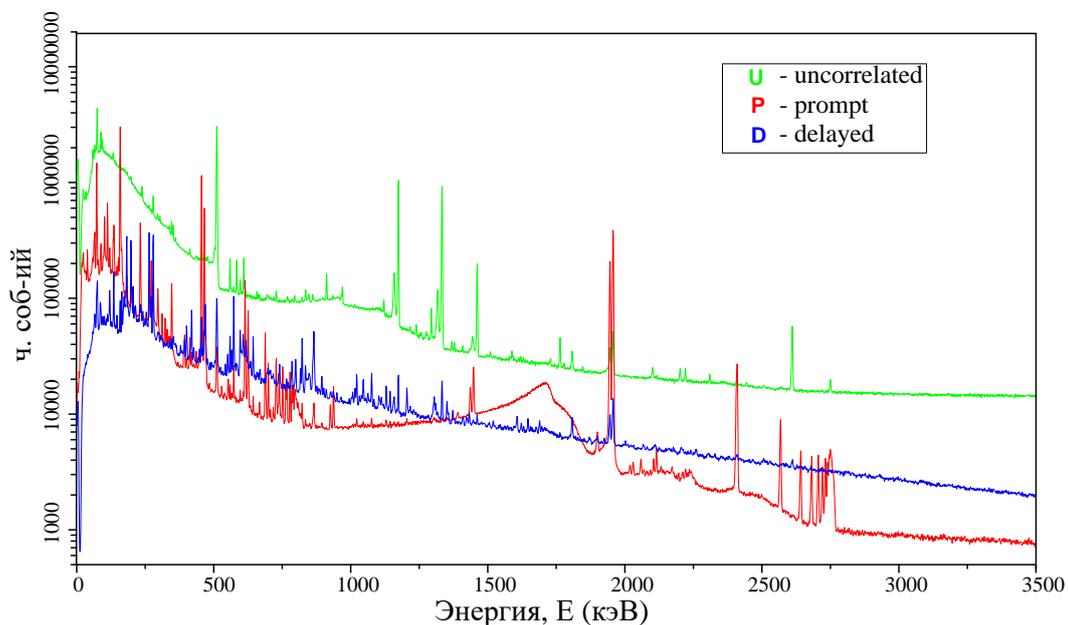


Рис. 23 — Сравнение различных энергетических спектров для мишени  $^{76}\text{Se}$ .

$P$ - и  $D$ - спектры могут быть частично отделены друг от друга с использованием разных временных сортировок (например, для упрощения идентификации  $\gamma$ -линий – эта процедура будет подробно описана далее). На рисунке 24 приведен пример разделенных коррелированных событий, измеренных

с мишенью  $^{76}\text{Se}$ , после сортировки данных (см. рисунок 18) по различным временным интервалам (для  $P$ -спектров время взято от 0 до 50 нс, а для  $D$ -спектров применен интервал от 50 до 700 нс). Интенсивность задержанных линий из  $D$ -спектров (относительно  $\mu X$ -лучей) позволяет определять парциальные скорости захвата на отдельные возбужденные связанные состояния дочернего ядра. Анализ интенсивностей  $\gamma$ -линий, наблюдаемых в  $D$ -спектрах, являлся основной частью данной диссертационной работы.

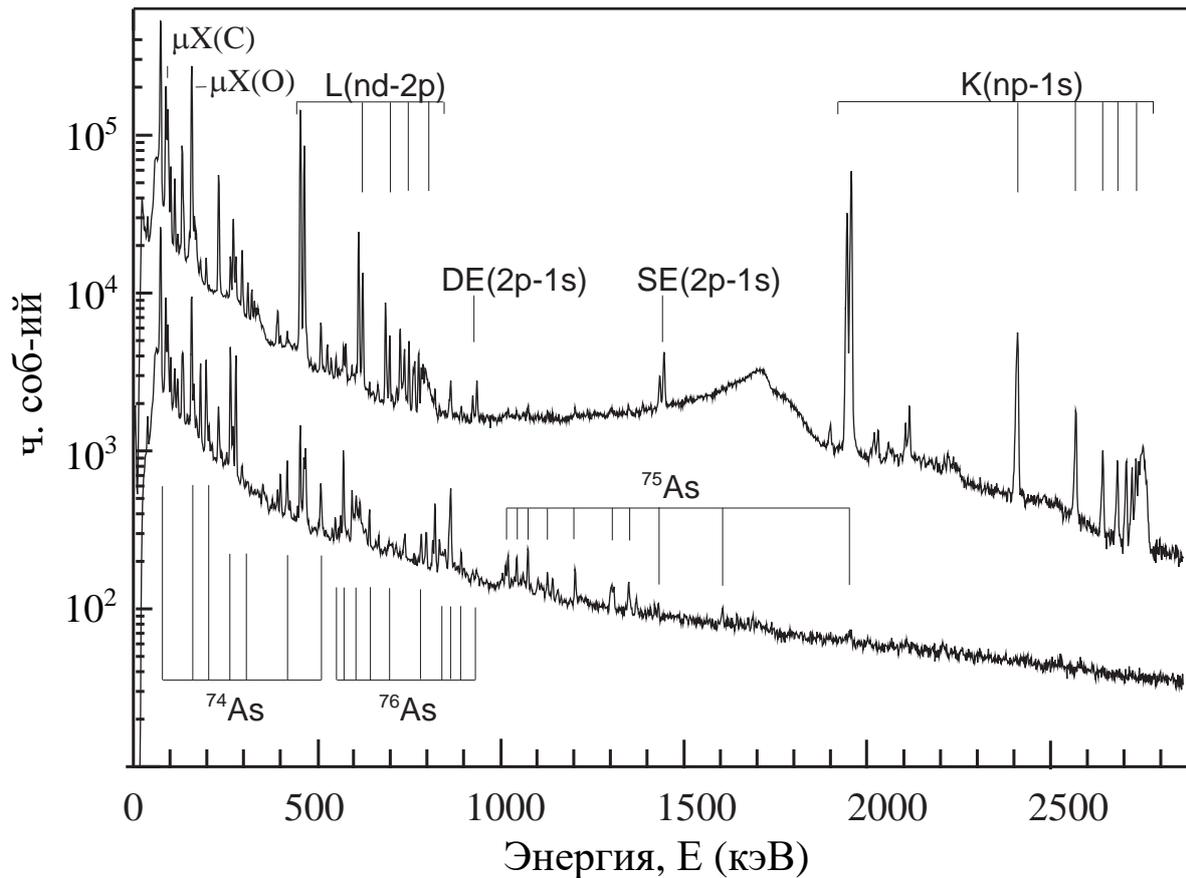


Рис. 24 — Коррелированные  $P$ - и  $D$ -спектры (верхний и нижний спектры, соответственно), измеренные с изотопически обогащенным  $^{76}\text{Se}$ . На рисунке указаны некоторые  $\gamma$ -переходы, пики одиночного и двойного вылетов аннигиляционных фотонов — “SE” и “DE”  $\mu X(C)$  и  $\mu X(O)$  —  $\mu X$ -переходы углерода и кислорода.

Обычный мюонный захват, как и любой распад подчиняется экспоненциальному закону, в результате чего  $\gamma$ -лучи задержанного излучения появляются не сразу, а экспоненциально распределены по времени (см. рисунок 18). Показатель экспоненты зависит от вероятности ОМЗ. Анализируя

временную эволюцию данных  $\gamma$ -линий, можно извлечь вероятность мюонного захвата для конкретных изотопов.

## 3 Методика расчетов.

### 3.1 Процедура идентификации и отбора полезных $\gamma$ -линий.

Как видно из рисунков 23 и 24 интенсивность линий задержанного излучения не велика, а фон достаточно большой. Фон состоит из следующих основных частей: некоррелированное и мезорентгеновское излучения (дискретные спектры), а также непрерывное коррелированное тормозное излучение от электронов распада мюона (см. формулу 5 в разделе 1.3).

Необходимо учесть тот факт, что многие из рассматриваемых пиков не являются одиночными. Это объясняется как тонкой структурой самих спектров (каждый из  $\mu X$ -переходов представляет собой сложный мультиплет, соответствующий различной ориентации спина мюона по отношению к орбитальному моменту, а также изотопическими сдвигами, см. рисунок 22), так и наличием близких по энергии линий от различных процессов, проходящих в других изотопах. **Первым этапом** при идентификации линий (как  $\mu X$ , так и  $\gamma$ ) было разделение полученных данных на спектры мезорентгеновского и задержанного излучения ( $P$ - и  $D$ -спектры, соответственно). Временной интервал отобранных событий зависел от исследуемой мишени и интересующего энергетического диапазона, что играло определяющую роль при проведении баланса интенсивностей для извлечения парциальных скоростей мюонного захвата. Затем, в зависимости от задачи, проводилось изучение конкретных спектров излучения. Для создания электронного каталога использовались только  $P$ -спектры и **идентификация каскадов мезорентгеновского излучения** была основана на классическом правиле определения энергии перехода из атомной физики [61]:

$$h\nu = E_n - E_m , \quad (13)$$

где  $E_n$  - энергия основного перехода, начиная с  $K$ -серии, а  $E_m$  - энергия последующих переходов этой серии (см. рисунок 7). Как например,

$$E(L_\alpha) = E(K_\alpha) - E(K_\beta) ,$$

где  $E(L_\alpha)$  – энергия перехода  $L(3d-2p)$ ,  $E(K_\alpha)$  – энергия  $K(2p-1s)$ , а  $E(K_\beta)$  –  $K(3p-1s)$ .

В качестве маркеров при идентификации  $\mu X$ -линий использовались известные значения энергий  $2p-1s$  переходов, измеренные другими группами ранее [57, 59, 62–64].

В связи с тем, что разделение  $P$ - и  $D$ -спектров было достаточно условным, некоторая часть мезорентгеновских переходов наблюдается и в  $D$ -спектрах, поэтому исследованные  $\mu X$ -переходы также служили опорной точкой при идентификации  $\gamma$ -линий задержанного излучения (см. рисунок 9).

Основными признаками **идентификации  $\gamma$ -линий** после разделения коррелированных событий на различные спектры, являлись **энергия и интенсивность** (сравнение относительной и абсолютной). **При идентификации по энергии** проводилось сравнение имеющихся в  $D$ -спектрах линий с линиями в  $P$ - и  $U$ -спектрах. Если какая-либо из линий в  $D$  с большой интенсивностью присутствовала в  $P$  или  $U$ , то эта линия выбрасывалась из дальнейшего рассмотрения (при расчете полных скоростей захвата) или же “откладывалась” и рассматривалась позднее (при проведении баланса интенсивностей).

На рисунке 25 на примере  $^{76}\text{Se}$  схематично показан ядерный захват мюона и сопровождающие этот захват процессы.

Из рисунка 25 видно, что после захвата мюона дочерним для  $0\nu 2\beta$ -распада ядром, получившееся возбужденное промежуточное ядро девозбуждается не только за счет  $\gamma$ -квантов (что характерно для связанных состояний ядра), но и испарения нейтрона (наиболее вероятный), дейтрона, протона,

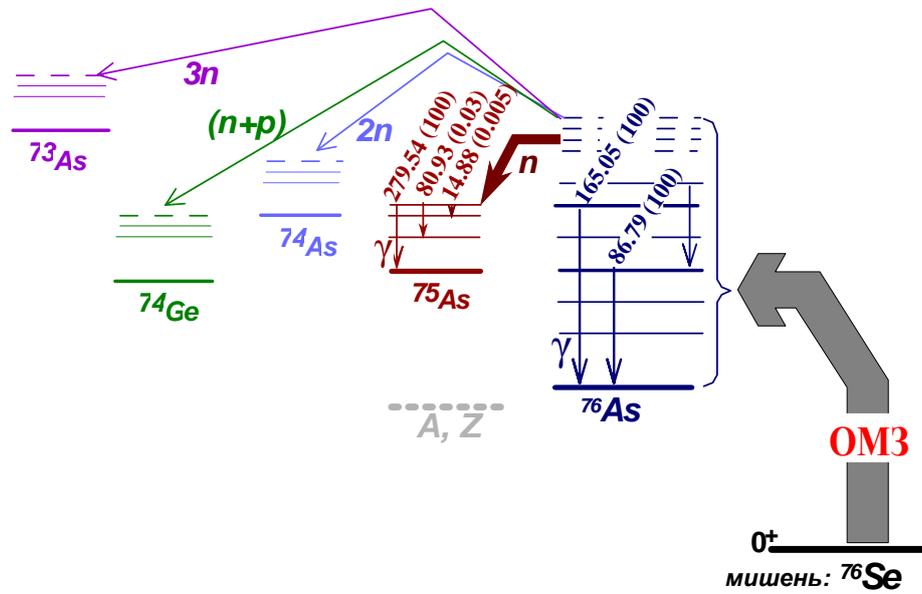


Рис. 25 — Ядерный захват мюона в ядре  $^{76}\text{Se}$ .

двух нейтронов и т.д.:

$$\begin{aligned} (A, Z) + \mu^- &\rightarrow (A, Z - 1)^* + \nu_\mu \\ &\rightarrow (A, Z - 1) + \gamma \end{aligned} \quad (14)$$

$$\rightarrow (A - 1, Z - 1) + n + \gamma \quad (15)$$

$$\rightarrow (A - 2, Z - 1) + 2n + \gamma \quad (16)$$

$$\rightarrow (A - 2, Z - 2) + n + p + \gamma \quad (17)$$

$$\rightarrow (A - 3, Z - 1) + 3n + \gamma \quad (18)$$

$$\rightarrow (A - 1, Z - 2) + p + \gamma \quad (19)$$

Таким образом, в получившихся  $D$ -спектрах можно наблюдать  $\gamma$ -линии от следующих изотопов в исследуемых мишенях (в скобках указано процентное содержание изотопов в природной смеси):

$$^{48}\text{Ti} \Rightarrow \left\{ ^{48}\text{Sc}, ^{47}\text{Sc}, ^{46}\text{Sc}, ^{46}\text{Ca}, ^{45}\text{Sc}, ^{47}\text{Ca}; \right.$$

$${}^{nat}\text{Se}/{}^{76}\text{Se} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} {}^{74}\text{Se} (0.87 \%) - {}^{74}\text{As}, {}^{73}\text{As}, {}^{72}\text{As}, {}^{72}\text{Ge}, {}^{71}\text{As}; \\ {}^{76}\text{Se} (9.0 \%) - {}^{76}\text{As}, {}^{75}\text{As}, {}^{74}\text{As}, {}^{74}\text{Ge}, {}^{73}\text{As}, {}^{75}\text{Ge}; \\ {}^{77}\text{Se} (7.6 \%) - {}^{77}\text{As}, {}^{76}\text{As}, {}^{75}\text{As}, {}^{75}\text{Ge}, {}^{74}\text{As}, {}^{76}\text{Ge}; \\ {}^{78}\text{Se} (23.5 \%) - {}^{78}\text{As}, {}^{77}\text{As}, {}^{76}\text{As}, {}^{76}\text{Ge}, {}^{75}\text{As}, {}^{77}\text{Ge}; \\ {}^{80}\text{Se} (49.8 \%) - {}^{80}\text{As}, {}^{79}\text{As}, {}^{78}\text{As}, {}^{78}\text{Ge}, {}^{77}\text{As}, {}^{79}\text{Ge}; \\ {}^{82}\text{Se} (9.2 \%) - {}^{82}\text{As}, {}^{81}\text{As}, {}^{80}\text{As}, {}^{80}\text{Ge}, {}^{78}\text{As}, {}^{81}\text{Ge}; \end{array} \right.$$

$${}^{nat}\text{Cd}/{}^{106}\text{Cd} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} {}^{106}\text{Cd} (1.25 \%) - {}^{106}\text{Ag}, {}^{105}\text{Ag}, {}^{104}\text{Ag}, {}^{104}\text{Pd}, {}^{103}\text{Ag}, {}^{105}\text{Pd}, {}^{103}\text{Rh}; \\ {}^{110}\text{Cd} (12.5 \%) - {}^{110}\text{Ag}, {}^{109}\text{Ag}, {}^{108}\text{Ag}, {}^{108}\text{Pd}, {}^{107}\text{Ag}, {}^{109}\text{Pd}; \\ {}^{111}\text{Cd} (12.8 \%) - {}^{111}\text{Ag}, {}^{110}\text{Ag}, {}^{109}\text{Ag}, {}^{109}\text{Pd}, {}^{108}\text{Ag}, {}^{110}\text{Pd}; \\ {}^{112}\text{Cd} (24.1 \%) - {}^{112}\text{Ag}, {}^{111}\text{Ag}, {}^{110}\text{Ag}, {}^{110}\text{Pd}, {}^{109}\text{Ag}, {}^{111}\text{Pd}; \\ {}^{113}\text{Cd} (12.2 \%) - {}^{113}\text{Ag}, {}^{112}\text{Ag}, {}^{111}\text{Ag}, {}^{111}\text{Pd}, {}^{110}\text{Ag}, {}^{112}\text{Pd}; \\ {}^{114}\text{Cd} (28.7 \%) - {}^{114}\text{Ag}, {}^{113}\text{Ag}, {}^{112}\text{Ag}, {}^{112}\text{Pd}, {}^{111}\text{Ag}, {}^{113}\text{Pd}; \\ {}^{116}\text{Cd} (7.5 \%) - {}^{116}\text{Ag}, {}^{115}\text{Ag}, {}^{114}\text{Ag}, {}^{114}\text{Pd}, {}^{113}\text{Ag}, {}^{115}\text{Pd}; \end{array} \right.$$

$${}^{nat}\text{Kr}/{}^{82}\text{Kr} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} {}^{78}\text{Kr} (0.356 \%) - {}^{78}\text{Br}, {}^{77}\text{Br}, {}^{76}\text{Br}, {}^{76}\text{Se}, {}^{75}\text{Br}, {}^{77}\text{Se}; \\ {}^{80}\text{Kr} (2.27 \%) - {}^{80}\text{Br}, {}^{79}\text{Br}, {}^{78}\text{Br}, {}^{78}\text{Se}, {}^{77}\text{Br}, {}^{79}\text{Se}; \\ {}^{82}\text{Kr} (11.58 \%) - {}^{82}\text{Br}, {}^{81}\text{Br}, {}^{80}\text{Br}, {}^{80}\text{Se}, {}^{79}\text{Br}, {}^{81}\text{Se}; \\ {}^{83}\text{Kr} (11.49 \%) - {}^{83}\text{Br}, {}^{82}\text{Br}, {}^{81}\text{Br}, {}^{81}\text{Se}, {}^{80}\text{Br}, {}^{82}\text{Se}; \\ {}^{84}\text{Kr} (57.0 \%) - {}^{84}\text{Br}, {}^{83}\text{Br}, {}^{82}\text{Br}, {}^{82}\text{Se}, {}^{81}\text{Br}, {}^{83}\text{Se}; \\ {}^{86}\text{Kr} (17.3 \%) - {}^{86}\text{Br}, {}^{85}\text{Br}, {}^{84}\text{Br}, {}^{84}\text{Se}, {}^{83}\text{Br}, {}^{85}\text{Se}; \end{array} \right.$$

$${}^{nat}\text{Sm}/{}^{150}\text{Sm} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} {}^{144}\text{Sm} (3.1 \%) - {}^{144}\text{Pm}, {}^{143}\text{Pm}, {}^{142}\text{Pm}, {}^{142}\text{Nd}, {}^{141}\text{Pm}, {}^{143}\text{Nd}; \\ {}^{147}\text{Sm} (15.1 \%) - {}^{147}\text{Pm}, {}^{146}\text{Pm}, {}^{145}\text{Pm}, {}^{145}\text{Nd}, {}^{144}\text{Pm}, {}^{146}\text{Nd}; \\ {}^{148}\text{Sm} (11.3 \%) - {}^{148}\text{Pm}, {}^{147}\text{Pm}, {}^{146}\text{Pm}, {}^{146}\text{Nd}, {}^{145}\text{Pm}, {}^{147}\text{Nd}; \\ {}^{149}\text{Sm} (13.9 \%) - {}^{149}\text{Pm}, {}^{148}\text{Pm}, {}^{147}\text{Pm}, {}^{147}\text{Nd}, {}^{146}\text{Pm}, {}^{148}\text{Nd}; \\ {}^{150}\text{Sm} (7.4 \%) - {}^{150}\text{Pm}, {}^{149}\text{Pm}, {}^{148}\text{Pm}, {}^{148}\text{Nd}, {}^{147}\text{Pm}, {}^{149}\text{Nd}; \\ {}^{152}\text{Sm} (26.6 \%) - {}^{152}\text{Pm}, {}^{151}\text{Pm}, {}^{150}\text{Pm}, {}^{150}\text{Nd}, {}^{149}\text{Pm}, {}^{151}\text{Nd}; \\ {}^{154}\text{Sm} (22.6 \%) - {}^{154}\text{Pm}, {}^{153}\text{Pm}, {}^{152}\text{Pm}, {}^{152}\text{Nd}, {}^{151}\text{Pm}, {}^{153}\text{Nd}. \end{array} \right.$$

**Следующим этапом** была идентификация отобранных  $\gamma$ -линий с помощью табличных данных [29, 48]. В первую очередь, рассматриваются  $\gamma$ -переходы в промежуточном ядре (15) (как основной объект при получении парциальных скоростей  $\mu$ -захвата), затем, процессы девозбуждения в ядре ( $A-1, Z+1$ ) с вылетом нейтрона (16) (как наиболее интенсивные и потому важные для определения полной скорости  $\mu$ -захвата), и далее уже все остальные процессы (17 – 19).

В случае, если исследуемый  $\gamma$ -пик соответствует нескольким близким по энергии  $\gamma$ -линиям от разных изотопов, дальнейшая идентификация производится **по относительной и абсолютной интенсивности** (см. рисунок 25 и Таблицы 5 и 6). То есть, например  $\gamma$ -пику с энергией  $\approx 279$  кэВ может соответствовать как линия 279.5 кэВ в  ${}^{75}\text{As}$ , так и линия 278.4 кэВ в  ${}^{74}\text{As}$  (разброс по энергии обусловлен неточностью калибровки и нелинейностью). Но относительная интенсивность линии у  ${}^{75}\text{As}$  составляет 100 %, а у  ${}^{74}\text{As}$  всего лишь 47 % (причем более интенсивного пика с энергией 18 кэВ (100 %) при разрядке того же уровня в спектре не наблюдается). Поэтому автор с полной уверенностью может сказать, что линия 279.38 кэВ принадлежит именно  ${}^{75}\text{As}$ .

Если же результат сравнения подобных линий по относительной и абсолютной интенсивности окажется неоднозначным, то дальнейший анализ заключался в сравнении значений **степени запрета ОМЗ**, в первом приоритете которых являются разрешенные переходы  $J^\pi = 1^+, 2^-$ , а затем уже переходы в порядке возрастания степени их запрета –  $J^\pi = 1^-, 2^+$  (переходы первого запрета),  $J^\pi = 3^-$  (переходы второго запрета) и далее [29, 48]. Од-

новременно с этим сравнением проводилась **оценка степени вероятности электрических и магнитных переходов различной мультипольности** –  $E1$ ,  $M1+E2$ ,  $M2$ ,  $E3$  и т.д. [29, 48].

Однако, хотелось бы отметить, что в тяжелых ядрах плотность уровней при малых энергиях большая – в отличие от легких ядер (например  $^{48}\text{Ti}$ ). Это приводит к возрастанию вероятности пересечения  $\gamma$ -линий близких энергий в разных изотопах и, соответственно, к неоднозначности в идентификации.

Дополнительным признаком правильности идентификации является то, что  $\gamma$ -линии, соответствующие ОМЗ в одном и том же изотопе, должны иметь одно и то же значение  $\tau$  (процедура получения  $\tau$  описана ниже).

### Идентификация $\gamma$ -линий на примере мишеней $^{76}\text{Se}$ и $^{nat}\text{Se}$ .

В таблицах 5 и 6 для примера приведена некоторая часть  $\gamma$ -линий, испускаемых в результате девозбуждения различных ядер, образуемых вследствие  $\mu$ -захвата в мишенях  $^{76}\text{Se}$  и  $^{nat}\text{Se}$ , соответственно. В процессе идентификации были выделены наиболее правдоподобные и интенсивные линии, которые в дальнейшем использовались для временного анализа при определении полной скорости  $\mu$ -захвата, в таблицах эти линии отмечены жирным шрифтом; а также  $\gamma$ -линии в спектрах с изотопически обогащенными мишенями для определения парциальных скоростей захвата мюона методом “баланса интенсивностей”, который далее будет описан более подробно.

Таблица 5 —  $\gamma$ -линии, испускаемые в процессах, сопровождающих  $\mu$ -захват в мишени  $^{76}\text{Se}$ .

$E_\gamma$ [кэВ]	$\delta E_\gamma$ [кэВ]	$FWHM$ [кэВ]	$\delta FWHM$ [кэВ]	$S_\gamma$ ч.соб.	$\delta S_\gamma$ ч.соб.	Происхождение линии
135.585	0.002	1.337	0.005	237544	934	$^{75}\text{As}$ (136.0), $^{76}\text{As}$ (135.4)
<b>182.763</b>	0.001	1.341	0.002	452259	871	$^{74}\text{As}$ (182.9)
<b>198.373</b>	0.001	1.337	0.003	395820	983	$^{75}\text{As}$ (198.6)
<b>264.497</b>	0.001	1.379	0.003	556507	1110	$^{75}\text{As}$ (264.6)
<b>279.38</b>	0.001	1.525	0.002	509481	834	$^{75}\text{As}$ (279.5)
419.234	0.004	1.492	0.01	71388	526	$^{75}\text{As}$ (419.1), $^{76}\text{As}$ (418.4)
455.081	0.006	1.868	0.017	54583	549	$^{76}\text{As}$ (453.8)
572.646	0.003	1.677	0.009	97731	541	$^{76}\text{As}$ (572.3)
643.494	0.009	1.789	0.022	30627	398	$^{75}\text{As}$ (642.8), $^{76}\text{As}$ (644.4)
821.995	0.008	1.983	0.022	42586	561	$^{75}\text{As}$ (821.6), $^{76}\text{As}$ (822.3)
816.012	0.019	1.952	0.058	13900	526	$^{75}\text{As}$ (815.3)

На рисунке 26 показаны  $D$ -спектры мишеней  $^{76}\text{Se}$  и  $^{nat}\text{Se}$ , где хорошо виден богатый выбор пиков в спектре от  $^{nat}\text{Se}$ , по сравнению со спектром  $^{76}\text{Se}$ . При идентификации  $\gamma$ -линий в природной смеси селена проводилось сравнение соответствующих спектров со спектрами изотопически обогащенного селена, учитывались только те из них, которые не наблюдались в спектре  $^{76}\text{Se}$ .

Таблица 6 —  $\gamma$ -линии, испускаемые в процессах сопровождающих  $\mu$ -захват в мишени  $^{nat}\text{Se}$ .

$E^\gamma$ [кэВ]	$\delta E^\gamma$ [кэВ]	$FWHM$ [кэВ]	$\delta FWHM$ [кэВ]	$S^\gamma$ ч.соб.	$\delta S^\gamma$ ч.соб.	Происхождение линии
<b>109.673</b>	0.002	1.242	0.005	135001	543	$^{79}\text{As}$ (109.6)
153.097	0.007	1.265	0.022	31653	734	$^{76}\text{As}$ (153.2), $^{74}\text{As}$ (153.0)
<b>164.736</b>	0.002	1.272	0.006	155976	825	$^{76}\text{As}$ (165.05)
184.543	0.003	1.916	0.01	202299	1409	$^{73}\text{As}$ (184.4)
189.969	0.057	1.134	0.216	5146	1956	$^{74}\text{As}$ (189.7), $^{76}\text{As}$ (190.7)
195.038	0.004	1.268	0.01	63871	604	$^{77}\text{As}$ (194.7), $^{76}\text{As}$ (194.8)
<b>215.803</b>	0.007	1.456	0.021	44720	857	$^{77}\text{As}$ (215.5)
230.869	0.002	1.333	0.004	224463	707	$^{79}\text{As}$ (230.6)
255.153	0.004	1.435	0.011	65627	539	$^{77}\text{As}$ (254.7), $^{76}\text{As}$ (255.4)
264.899	0.002	1.497	0.005	181488	614	$^{76}\text{As}$ (264.4), $^{77}\text{As}$ (264.7)
295.171	0.009	1.317	0.024	21441	457	$^{76}\text{As}$ (294.3, 296.0)
<b>336.397</b>	0.006	1.404	0.015	28963	330	$^{81}\text{As}$ (335.9)
361.142	0.013	1.5	0.04	17535	631	$^{75}\text{As}$ (361.3), $^{76}\text{As}$ (360.4)
367.761	0.013	1.401	0.035	13101	388	$^{77}\text{As}$ (367.4)
497.16	0.009	1.567	0.022	21936	337	$^{74}\text{Ge}$ (497.6), $^{74}\text{As}$ (495.0)
503.886	0.007	1.83	0.017	33970	334	$^{73}\text{As}$ (503.4), $^{77}\text{As}$ (503.9)
625.191	0.038	1.855	0.117	5900	497	$^{77}\text{As}$ (624.4), $^{76}\text{As}$ (624.7)
654.518	0.028	1.865	0.072	6092	254	$^{77}\text{As}$ (655.3), $^{73}\text{As}$ (655.0)
666.567	0.021	1.787	0.055	8499	294	$^{81}\text{As}$ (665.9), $^{76}\text{As}$ (665.5)
745.796	0.028	2.074	0.079	7824	369	$^{77}\text{As}$ (745.07), $^{73}\text{As}$ (746.6)
758.729	0.068	1.666	0.188	1889	247	$^{81}\text{As}$ (758.5), $^{74}\text{As}$ (758.1)

### 3.2 Получение полных скоростей мюонного захвата

Временная эволюция каждого  $\gamma$ -перехода в любом дочернем ядре, сопровождающего мюонный захват в мишени  $(A, Z)$ , обусловлена временем жизни  $\tau$  мюонного атома. Полная скорость исчезновения мюона  $\lambda_{\text{tot}}$  опре-

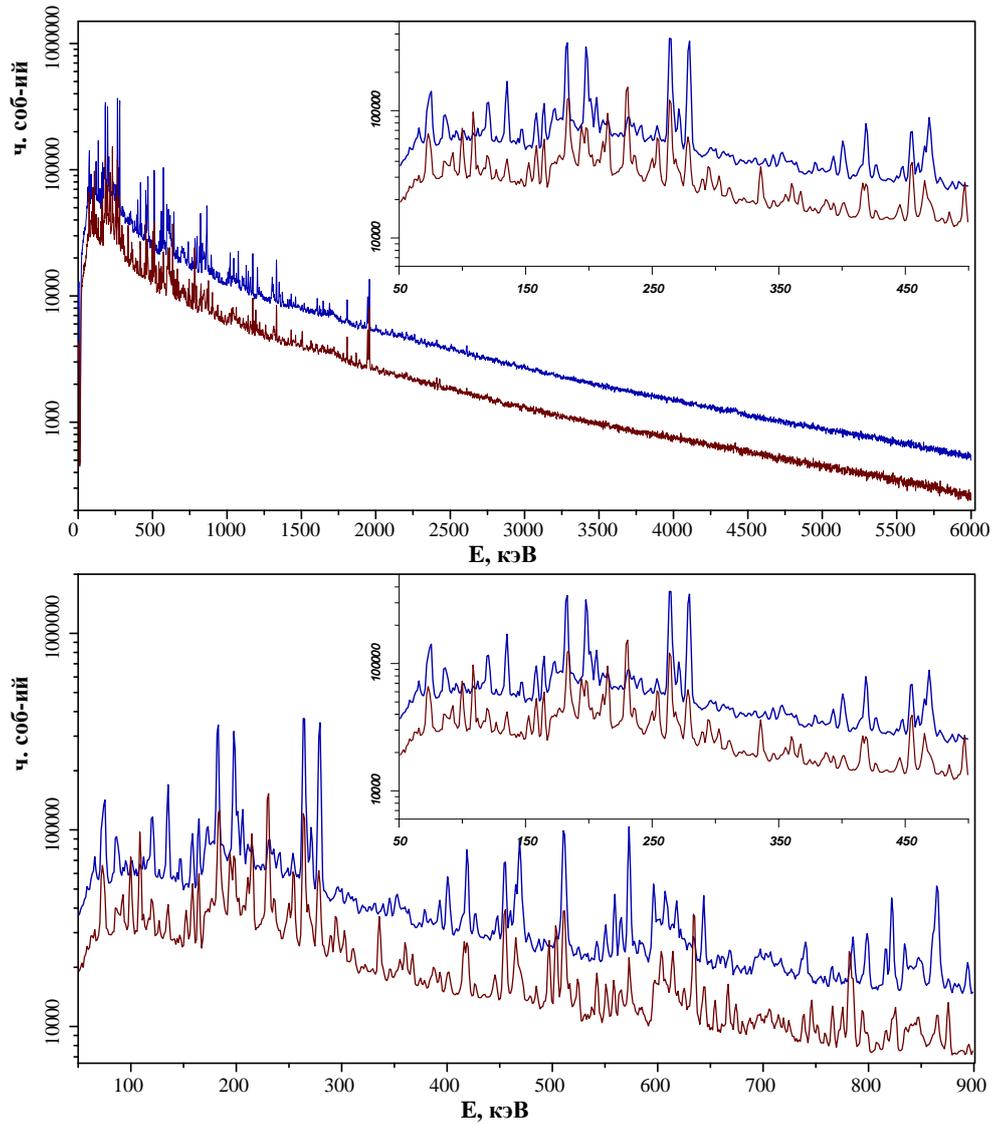


Рис. 26 —  $D$ -спектры, измеренные с мишенями  $^{76}\text{Se}$  (синий) и  $^{nat}\text{Se}$  (бордовый) с помощью германиевого детектора Ge-2A.

деляется соотношением:

$$\lambda_{\text{tot}} = 1/\tau = \lambda_{\text{cap}} + H \cdot \lambda_{\text{free}}, \quad (20)$$

где  $\lambda_{\text{cap}}$  и  $\lambda_{\text{free}}$  — полная скорость захвата и распада свободного мюона ( $0.4552 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ ) соответственно,  $H$  — это фактор Хаффа [55], который вводится для расчета изменения фазового пространства связанного состояния мюона, распадающегося на  $K$ -оболочке. Список значений фактора Хаффа, используемый в данном анализе, представлен в таблице 7.

В работе [53] использовалась методика измерения времени жизни мюона в различных мишенях, основанная на регистрации электронов от распада

Таблица 7 — Значения фактора Хаффа, используемые в данном анализе и взятые из [55].

мишень	фактор Хаффа
Ti	0.98
Se	0.96
Kr	0.95
Cd	0.92
Sm	0.89

мюонов. Преимущество метода состоит в том, что можно использовать сцинтилляторы (телескопы), имеющие превосходное временное разрешение и эффективность регистрации близкую к 100 %. Это позволяет с высокой эффективностью регистрировать только электроны от распада мюонов, пространственно находящихся в мишени, отсекая фон от  $\mu X$ - и  $\gamma$ -излучения, мюонного компонента космического излучения, радиоактивности и т.д. С другой стороны, метод обладает существенным недостатком: распад мюонов происходит в любых атомах мишени, и в случае, если мишень имеет сложный молекулярный и изотопический состав, мы будем наблюдать не одну экспоненту с характерным  $\tau$ , а их сумму. Так например, если бы понадобилось исследовать  $\mu$ -захват в хлоре и пришлось бы поставить мишень – NaCl в полиэтиленовой упаковке, то в результате мы бы имели сумму четырех экспонент с  $\tau(^{23}\text{Na})$ ,  $\tau(^{35}\text{Cl})$ ,  $\tau(^{37}\text{Cl})$  и  $\tau(^{12}\text{C})$ . При обработке разделить эти экспоненты очень трудно, и это вносит дополнительную систематическую ошибку.

При регистрации электромагнитного излучения с помощью германиевых детекторов появляется альтернативная возможность – проследить временную эволюцию конкретной  $\gamma$ -линии, характерной для  $\mu$ -захвата в конкретном изотопе конкретного элемента. Разработанная процедура определения полных скоростей захвата мюона была использована впервые нашей группой (по сравнению с общепринятыми методами [53, 57]) и основана на исследовании временной эволюции интенсивных  $\gamma$ -линий [6, 65]. На рисунке 27 представлен пример этой процедуры.

Время  $t_{\mu\gamma}$  разделено на количество равных интервалов (каждый равен 10 нс), следующих друг за другом. Фрагменты энергетического спектра, содержащие область интереса – *ROI*, были построены для каждого временного интервала, как это показано на врезке рисунка 27. Самый простой способ

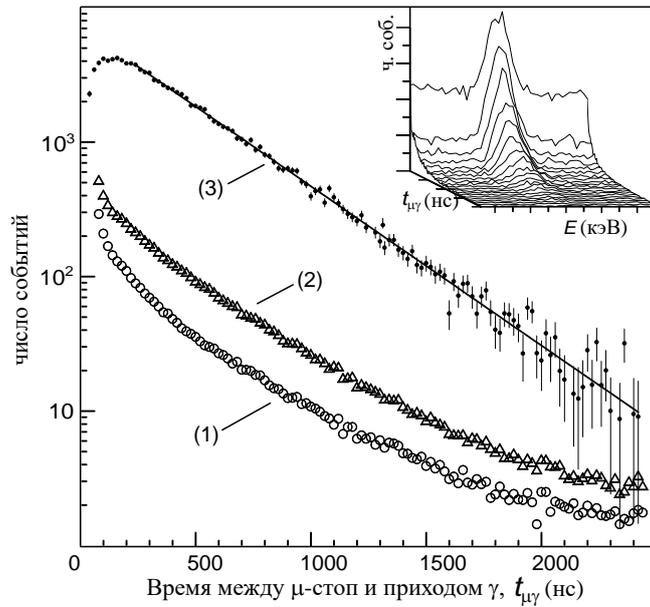


Рис. 27 — Временная эволюция фрагмента (врезка)  $\gamma$ -линии 227 кэВ, сопровождающей ОМЗ в  $^{48}\text{Ti}$ . (1) — центральная часть фрагмента (сама линия + фон под ней); (2) — фоновая часть вокруг энергетического пика и (3) — область  $\gamma$ -линии, фитированная гауссианом с пятью параметрами для каждого временного отрезка.

анализа этих фрагментов — построение эволюции площади всего фрагмента — кривая (1) на рисунке 27. Однако, в этом случае результаты будут содержать не только саму линию, но и фоновые события. Поскольку фон может происходить от разных процессов, его временное поведение (кривая (2)) имеет право отличаться таким образом, что конечная функция фитирования не будет чистой экспонентой.

Возможно, конечно, произвести вычитание приведенного фона из площади  $ROI$ , но более точным, на наш взгляд, методом определения параметров экспоненты является фитирование фрагмента гауссианом с пятью параметрами:

$$f(E) = \frac{S_i}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot e^{-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma^2}} + A_i + B_i \cdot (E - E_0), \quad (21)$$

где  $E_0$  и  $\sigma$  представляют параметры  $\gamma$  пика,  $A_i$  и  $B_i$  — параметры фона и  $S_i$  исследуемая площадь ( $i$  — номер фрагмента). Значения отфитированных  $S_i$  представлены кривой (3) на рисунке 27. Их экспоненциальное поведение очевидно.

Стоит отметить, что при малых значениях  $t_{\mu\gamma}$  на экспоненциальное распределение влияет не только неидеальное временное разрешение детектора, но и ненулевое время жизни возбужденного состояния (как это видно на примере  $\gamma$ -линии 183 кэВ на рисунке 18). Правая часть временного распределения также может нарушаться за счет присутствия случайных событий (что в нашем случае практически незаметно). Чтобы определить систематическую ошибку, вызванную вышеперечисленными эффектами и процедурой анализа, параметр показателя экспоненты  $\tau$  определялся несколько раз: для каждого канала детектора (Ge-1A...Ge-4B), для двух различных ВЦП (TDC-1 и TDC-2) и по различным временным интервалам. В качестве примера в таблице 8 представлена часть таких результатов. Затем все результаты были усреднены (за исключением сомнительных значений, которые выбрасывались из анализа). Ошибка измерений определялась дисперсией средневзвешенного значения или же как статистическая (учитывалась максимальная из двух).

Таблица 8 — Часть результатов фита гамма линии в 245 кэВ, сопровождающей захват мюона в мишени  $^{82}\text{Kr}$  (в Ge-2A, 100 МГц ВЦП).

$\tau$ [нс]	$\Delta\tau$ [нс]	$\chi^2/DoF$	временной интервал в бинах (от – до)		
143.92	0.54	2.04	5	–	70
141.84	0.69	1.79	5	–	65
142.83	0.95	1.86	5	–	60
143.73	1.09	1.97	10	–	60
142.28	0.77	1.91	10	–	65
143.51	0.66	1.95	10	–	68

Все наблюдаемые  $\gamma$ -линии с определенной мишенью должны соответствовать одинаковым значениям  $\tau$  (что является свойством мишени, а не самой линии). Если же эти значения немного различны, они могут быть усреднены вышеописанным методом. Некоторые  $\gamma$ -линии в спектре имеют неоднозначное происхождение, что может быть связано с присутствием какой-либо примеси ( $\mu$ -захват в окружающих материалах – похожая энергия  $\gamma$ -линии) или же с наличием альтернативной реакции, дающей тот же  $\gamma$ -переход (например, в результате  $\mu$ -захвата в изотопе  $(A+1)$  с эмиссией одного нейтрона). В этом случае значение  $\tau$  будет сильно отличаться от других, и такая линия должна быть исключена из анализа.

### 3.3 Получение парциальных скоростей $\mu$ -захвата

Как уже было показано ранее в уравнении 20, скорость исчезновения мюона  $\lambda_{\text{tot}}$  включает в себя скорость  $\mu$ -захвата  $\lambda_{\text{cap}}$ , которая в свою очередь состоит из парциальных скоростей  $\mu$ -захвата на все состояния образовавшихся ядер, включая в себя основное состояние ( $j=0$ ), связанные возбужденные состояния ( $j=1, 2, \dots$ ), а также высоковозбужденные состояния, распадающиеся с эмиссией нуклонов:

$$\lambda_{\text{cap}} = \lambda_{\text{cap}}(0n) + \lambda_{\text{cap}}(1n) + \lambda_{\text{cap}}(2n) + \lambda_{\text{cap}}(1p) + \dots, \quad (22)$$

Для теоретических расчетов ЯМЭ важно иметь экспериментальные данные о парциальных скоростях  $\mu$ -захвата на связанные состояния  $\lambda_j$  или же относительные интенсивности  $P_j$   $\mu$ -захвата на конкретные дочерние состояния  $j$  ( $\mu$ -захват без вылета нейтрона или протона в формуле 22).

Выход числа мюонов  $Y_j$ , захваченных на конкретное состояние  $j$ , от общего количества мюонов, остановившихся в конкретном изотопе, может быть выражен через парциальную скорость  $\mu$ -захвата как:

$$\lambda_j = Y_j \cdot \lambda_{\text{tot}} \quad , \quad (23)$$

и относительную вероятность

$$P_j = \frac{\lambda_j}{\lambda_{\text{cap}}} \cdot 100\% = \frac{Y_j \lambda_{\text{tot}}}{\lambda_{\text{cap}}} \cdot 100\%. \quad (24)$$

В то время, как полную скорость  $\mu$ -захвата  $\lambda_{\text{tot}}$  можно определить достаточно простым методом, описанным выше в разделе 3.2, получение парциальных скоростей  $\mu$ -захвата на конкретное возбужденное связанное состояние является достаточно трудным и требует более специализированного подхода. В гипотетически идеальном случае значение  $Y_j^\mu$  может быть найдено как отношение суммарной интенсивности всех  $\gamma$ -линий, разряжающих уровень  $j$ , к полному числу остановившихся мюонов в мишени (суммарная интенсивность мезорентгеновской  $K$ -серии):

$$Y_j = \frac{\text{Intensity of } \gamma\text{-rays de-exciting the state } j}{\text{Intensity of } \mu\text{X-rays} = \text{the number of stopped muons}}.$$

В действительности же, состояние  $j$  может заселяться не только прямым захватом мюонов, но и  $\gamma$ -переходами при девозбуждении более высоких уровней. Вследствие чего для извлечения парциальных скоростей  $\mu$ -захвата необходимо провести детальный баланс (относительных) интенсивностей  $\gamma$ -переходов между связанными состояниями дочернего (промежуточного) ядра (см., например [66–68]). К сожалению, схемы соответствующих уровней нечетно-нечетных конечных ядер плохо известны в связи с тем, что они не заселяются в обычном  $\beta$ -распаде. И поэтому, в настоящей работе автор вынужден был ограничиться низкоэнергетичной и хорошо известной схемой уровней [48].

Заселение конкретного уровня  $j$  с помощью ОМЗ может быть определено как разность между полной интенсивностью разряжающих  $I_{\text{out}}^\gamma$  и заселяющих  $I_{\text{in}}^\gamma$  его  $\gamma$ -переходов (здесь и далее все интенсивности  $\gamma$ -переходов  $I$ , а также продукты выходов реакции  $\mu$ -захвата  $Y$ , нормированы на число  $\mu$ -стопов в конкретном исследуемом химическом элементе):

$$\begin{array}{c}
 \text{feeding: } \downarrow \gamma_1 \downarrow \gamma_2 \downarrow \gamma_3 \quad \sum(I_i^\gamma) = I_{\text{in}}^\gamma \\
 \text{Excited state, } j \text{ ————— } \leftarrow Y_j \\
 \text{de-excitation: } \downarrow \gamma_4 \downarrow \gamma_5 \quad I_{\text{out}}^\gamma = I_{\text{in}}^\gamma + Y_j \\
 \text{ОМС}
 \end{array} \quad (25)$$

Интенсивность каждой конкретной  $\gamma$ -линии  $I_i^\gamma$  может быть извлечена из детального анализа  $D$ -спектров как:

$$I_i^\gamma = \frac{S_i^\gamma}{\eta_i \varepsilon \sum_n I(K_n)} \quad , \quad (26)$$

где  $\eta_i$  – относительная эффективность детектора, и  $\varepsilon \sum_n I(K_n)$  – сумма интенсивностей всех мезорентгеновских переходов  $K$ -серии в исследуемом изотопе с учетом изотопического обогащения  $\varepsilon$  (см. рисунок 24), и  $S_i^\gamma$  – площадь  $\gamma$ -пика в спектре.

В случае, когда извлечение значения интенсивности  $\gamma$ -линии из самого спектра являлось невозможным (в связи с примесью в ней других изотопов/ $\gamma$ -линий,  $\mu X$ -лучей и т.п.), это значение определялось из соотношения интенсивностей с другой(ими) генетически связанным(ыми) с ней  $\gamma$ -переходом(ами) с использованием справочных данных из [48]. Если генетически связанные друг с другом линии (имеющие априори бóльшую относительную интенсив-

ность по справочным данным [48]) не наблюдались в анализируемых спектрах (рассматривались спектры со всех германиевых детекторов) – исследуемый уровень  $j$  выбрасывался из анализа, т.к. отсутствие связанных  $\gamma$ -переходов говорит нам об отсутствии заселения этого уровня мюонами. Также  $\gamma$ -линии (и, соответственно, связанные с ними уровни  $j$ ), которые невозможно было идентифицировать или корректно проанализировать (выделить их интенсивность из примеси с помощью генетически связанных с ними  $\gamma$ -линий), в данной диссертационной работе не приводятся. В качестве примера таблица 11 в разделе 4.1 иллюстрирует детальное определение парциальных скоростей ОМЗ на связанные состояния  $^{48}\text{Sc}$  с мишенью  $^{48}\text{Ti}$ .

Ошибка определения значений парциальных скоростей  $\mu$ -захвата оценивалась как полная систематическая ошибка косвенных измерений (с использованием достаточно известных методов [68–70]). Полная ошибка представляет собой комбинацию из погрешности интенсивности  $\gamma$ -пика, ошибки определения полной интенсивности  $K$ -серии  $\mu\text{X}$ -лучей (используемой для нормировки интенсивности  $\gamma$ -пика), дисперсии средневзвешенного значения  $\lambda_{\text{tot}}$  и  $\lambda_{\text{cap}}$ , ошибки определения эффективности регистрации детекторов и ошибки относительной интенсивности  $\gamma$ -пика (взятой из [48] базы данных). Вклад ошибки в определение результатов детального баланса интенсивностей представлен в таблице 9.

### 3.4 Получение выходов продуктов реакции ( $\mu^-$ , $\nu$ $xn$ $yp$ )

Полная скорость  $\mu$ -захвата  $\lambda_{\text{cap}}(xn\ yp)$  (также как и полная скорость  $\mu$ -захвата на все связанные состояния  $\lambda_{\text{cap}}(0n)$ ) и вероятность  $P_{\text{cap}}$  образования продуктов реакции ( $\mu^-$ ,  $\nu$   $xn$   $yp$ ) могут быть определены следующим образом:

$$\begin{aligned}\lambda_{\text{cap}}(xn\ yp) &= Y_{\text{cap}}(xn\ yp) \cdot \lambda_{\text{tot}} , \\ \lambda_{\text{cap}}(0n) &= \sum_{j=0,1,\dots} \lambda_j = Y_{\text{cap}}(0n) \cdot \lambda_{\text{tot}} ,\end{aligned}\tag{27}$$

и

$$P_{\text{cap}} = \frac{\lambda_{\text{cap}}(xn\ yp)}{\lambda_{\text{cap}}} \cdot 100\% = \frac{Y_{\text{cap}}(xn\ yp) \lambda_{\text{tot}}}{\lambda_{\text{cap}}} \cdot 100\%.\tag{28}$$

Таблица 9 — Оценка ошибки.

Извлекаемое значение	Источник ошибки	Ошибка, %	Комментарии
$\Delta I_i^\gamma$	площадь пика	1–25	зависит от интенсивности линии и фона
	эффективность детектора	5–20	возрастает в низком и высоком диапазонах энергий
	относительная интенсивность $\ddagger$	2–30	взяты из [48]
$\Delta Y_j$	сумма ошибок $\Delta I_{in}^\gamma$ и $\Delta I_{out}^\gamma$	22–43	зависит от полного количества заселяющих и разряжающих уровень $\gamma$ -линий
$\Delta P_j$	$\Delta Y_j$	22–43	
	$\Delta \lambda_{tot}$	0.06–0.6	зависит от примеси более тяжелого изотопа в обогащенной мишени
	$\Delta \lambda_{cap}$	0.06–0.6	зависит от примеси более тяжелого изотопа в обогащенной мишени

$\ddagger$ ) использовалась только в случаях, когда извлечение абсолютной интенсивности  $\gamma$ -пика было сомнительным.

К сожалению, интенсивность задержанных  $\gamma$ -линий не дает информации о парциальном заселении основного состояния ядер ( $\lambda_0$ ) или изомерных состояний, так как эти состояния могут быть долгоживущими или стабильными, и таким образом не дать вклада в интервал  $W$  при записи коррелированных событий. Тем не менее, если основное состояние дочернего ядра нестабильно (распадается по каналам  $-\beta^-/\beta^+/\text{EC}$ ), то гамма излучение с интенсивностью  $I^\gamma(U)$ , сопровождающее распад этих состояний, может быть исследовано с помощью  $U$ -спектров. Это позволяет нам оценить активность дочерних ядер и извлечь их общий выход  $Y_{cap}(xn\ y\ p)$ :

$$Y_{cap}(xn\ y\ p) = \frac{I^\gamma(U)}{BR(U)} \cdot CF \ , \quad (29)$$

где  $BR(U)$  – соотношение вероятностей переходов некоррелированных  $\gamma$ -лучей, взятое из схем распадов [48]. Коррекционный параметр  $CF$  зависит от соотношения между временем экспозиции  $t_{exp}$  и временем жизни основного состояния  $\tau_{g.s.}$ . Этот фактор учитывает время наработки и распада иссле-

дуемого долгоживущего ядра. Если же ядро относительно короткоживущее ( $\tau_{g.s.} \ll t_{exp}$ ) – тогда этот фактор близок к единице и им можно пренебречь. В других случаях его определение является достаточно сложным (см., например [70]) и должно также включать в себя активацию во время настройки детектирующей системы, тестовых периодов, деактивацию при остановках мюонного пучка и вариации интенсивности самого  $\mu^-$  пучка.

Полученные результаты представлены в таблице 13 раздела 4.2. Также как и в определении  $\lambda_{cap}$ , полученные значения  $\lambda_{cap}(xn\ y\mu)$  и их ошибки (и, следовательно,  $P_{cap}(xn\ y\mu)$ ) были найдены как средневзвешенные значения по всем  $\gamma$ -линиям, анализируемым в  $U$ -спектрах.

## 4 Результаты и их интерпретация.

### 4.1 Измерения мюонного захвата с обогащенным титаном $^{48}\text{Ti}$ .

Для данных измерений 1.5 г оксида титана  $^{48}\text{TiO}_2$  были упакованы в тонкий пакетик из майлара и размещены внутри  $C3$  (см. рисунок 11 в разделе 2.1). Изотопический состав титана был следующим:  $^{46}\text{Ti}$  – 0.8%,  $^{47}\text{Ti}$  – 1.2%,  $^{48}\text{Ti}$  – 95.8%,  $^{49}\text{Ti}$  – 1.4%,  $^{50}\text{Ti}$  – 0.8%. Общее время экспозиции составляло 73 ч, а среднее число  $\mu$ -стопов в мишени  $12.8 \cdot 10^3\ \text{с}^{-1}$ .

Были исследованы  $\mu X$ -лучи в  $P$ -спектрах и  $\gamma$ -линии в  $D$ -спектрах, соответствующие  $\mu$ -захвату. Извлечение значений  $\tau$  основывалось на наиболее интенсивных задержанных  $\gamma$ -линиях, а именно – 370.3 кэВ (соответствует  $\gamma$ -переходу в  $^{48}\text{Sc}$ ), 807.8, 767.1 и 1297.1 кэВ (переходы в  $^{47}\text{Sc}$ ). Результаты фита показаны на рисунке 28. На рисунке четко наблюдается экспоненциальное поведение трех из линий с одним и тем же параметром  $\tau$ .  $\gamma$ -линия 370.3 кэВ имеет самую низкую энергию из всех представленных, поэтому линия демонстрирует отклонение от экспоненты при малых временах (что связано с медленным сбором заряда в кристалле детектора при низких энергиях, как это было описано в 3.2). Четвертая  $\gamma$ -линия (767.1 кэВ) разряжает уровень с собственным значительным временем жизни и поэтому ведет себя неэкспоненциально.

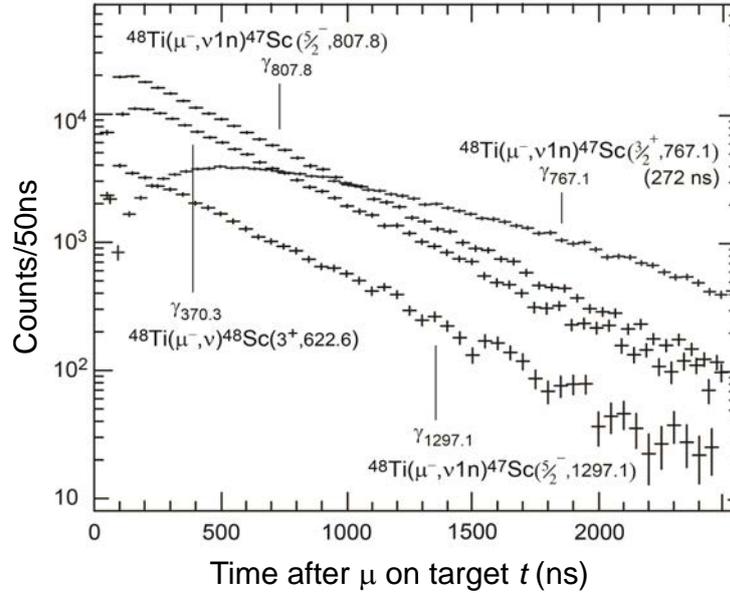


Рис. 28 — Эволюция некоторых  $\gamma$ -линий со временем после остановки мюона в  $^{48}\text{Ti}$ . Заметим, что изомерное состояние  $^{47}\text{Sc}$  ( $J^\pi = 3/2^+$ , 767.1 кэВ) распадается со своим характерным временем жизни  $\approx 272$  нс.

Полученные результаты времени жизни мюона и полная скорость захвата мюона в  $^{48}\text{Ti}$  представлены в таблице 10. В таблице 11 приведены подробные результаты, получаемые шаг за шагом в процессе баланса интенсивностей отобранных при идентификации  $\gamma$ -линий. Значения в первых шести колонках были взяты из справочных данных [48]. Последние пять колонок таблицы представляют следующие полученные значения: экспериментальные интенсивности  $\gamma$ -линий  $I_i^\gamma$  и суммарные интенсивности переходов разрядки ( $I_{\text{out}}^\gamma$ ) или заселения ( $I_{\text{in}}^\gamma$ ) связанных состояний  $j$  промежуточного ядра в  $^{48}\text{Ti}(\mu^-, \nu 0n)^{48}\text{Sc}^*$  реакции, а также парциальные выходы и относительные вероятности захвата, полученные из формул (25) и (24), соответственно.

Эксперимент, посвященный измерению  $\mu$ -захвата в мишени  $^{48}\text{Ti}$ , был проведен дважды, в 2001 и 2002 годах. Чтобы получить стабильную и хорошую статистику и иметь возможность исследовать  $U$ -спектры было приложено много усилий. Но, к сожалению, в обоих случаях интенсивность мюонного пучка была нестабильной. Большинство продуктов реакции в результате  $\mu$ -захвата в мишени  $^{48}\text{Ti}$  являются долгоживущими или даже стабильными. Так например, наиболее короткоживущий из них — это изотоп с временем жизни 43.67 часа  $^{48}\text{Sc}$ , что сопоставимо с общим временем экспозиции. Исследование

Таблица 10 — Время жизни мюона  $\tau$  и скорости захвата мюона  $\lambda_{\text{cap}}$  в различных изотопах. Представленные ошибки являются статистическими и были получены в результате фита. Значения полных скоростей захвата рассчитаны как средневзвешенные значения из времен жизни и обозначены знаком  $\langle \rangle$ . В правой части таблицы приведены результаты исследуемых природных смесей. В некоторых случаях с обогащенными мишенями ( $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{76}\text{Se}$  и  $^{106}\text{Cd}$ ) каналы реакции могут быть слегка загрязнены результатами  $\mu$ -захвата от соседних изотопов. В этих случаях может быть добавлена систематическая ошибка на уровне 1 – 2% в значениях времен жизни и скоростей захвата. То же самое относится и к  $^{112}\text{Cd}$ . Такие моменты обозначены в таблице звездочкой. Отметим, что переход 767.1 кэВ разряжает изомерное состояние  $^{47}\text{Sc}$  с временем жизни уровня 272(8) нс.

мишень	дочерн. ядро	$E_i^\gamma$ [кэВ]	$\tau$ [нс]	$\langle \lambda_{\text{cap}} \rangle$ [ $10^6\text{c}^{-1}$ ]	мишень	дочерн. ядро	$E_i^\gamma$ [кэВ]	$\tau$ [нс]	$\langle \lambda_{\text{cap}} \rangle$ [ $10^6\text{c}^{-1}$ ]	
$^{48}\text{Ti}$	$^{48}\text{Sc}$	370.3	363.8(26)		nat <b>Se</b>	$^{76}\text{As}$	164.7	163.5(20)	5.68(7)	
		807.8	359.7(28)							$^{(77)}\text{Se}$
		1297.1	358.0(40)							$^{(78)}\text{Se}$
	767.1	358(10)[+272]		$^{(80)}\text{Se}$						
(*)	$^{47*}\text{Sc}$		$\langle \rangle = 361.1(24)$	2.323(15)	$^{(82)}\text{Se}$	$^{81}\text{As}$	336.0	208.2(68)	4.37(14)	
$^{76}\text{Se}$	$^{75}\text{As}$	198.6	148.4(7)		nat <b>Cd</b>	$^{109}\text{Ag}$	311.4	92.2(26)	10.43(31)	
		264.7	148.4(5)							$^{(110,111)}\text{Cd}$
		279.5	148.6(5)							$^{(111,112)}\text{Cd}$
	182.9	148.5(13)		$^{(111,112)}\text{Cd}$						
(*)			$\langle \rangle = 148.48(10)$	6.300(4)			391.3	99.5(22)		
$^{106}\text{Cd}$	$^{105}\text{Ag}$	346.8	73.2(5)		(*)	$^{113}\text{Ag}$	270.8	102.2(16)	9.600(5)	
		433.2	72.4(8)							$^{(113,114)}\text{Cd}$
(*)			$\langle \rangle = 72.97(36)$	13.28(7)			366.8	101.9(19)		
$^{82}\text{Kr}$	$^{82}\text{Br}$	244.8	142.9(6)		$^{116}\text{Cd}$	$^{115}\text{Ag}$	255.5	107.7(18)	8.86(15)	
		276.0	142.6(3)							
		649.8	143.5(17)							
		$\langle \rangle = 142.68(37)$	6.576(17)							
$^{150}\text{Sm}$	$^{149}\text{Pm}$	114.0	82.1(6)		nat <b>Kr</b>	$^{84}\text{Br}$	408.2	160.1(27)	5.81(10)	
		188.4	82.3(10)							
		198.6	83.0(10)							
		208.0	83.4(19)							
		211.2	81.8(9)							
		287.9	83.5(16)							
		219.8	83.1(21)							
	233.0	81.7(21)								
		$\langle \rangle = 82.3(5)$	11.75(7)							

$U$ -спектров в этом случае является очень сложным, в связи с чем не было возможности извлечь численные значения выходов продуктов мюонного захвата в мишени  $^{48}\text{Ti}$  из  $U$ -спектров с хорошей точностью.

Таблица 11 — Детальная иллюстрация результатов ОМЗ в мишени  $^{48}\text{Ti}$ .

Дочернее состояние ОМЗ		Разряжающий $\gamma$ -переход		Конечное состояние		Разрядка $\ddagger$		Заселение $\ddagger$	Парциальные выходы ОМЗ $\ddagger$	
$E_j$ [кэВ]	$J^\pi$	$E_i^\gamma$ [кэВ]	$I_i^\gamma (rel)$ [%]	$E_j$ [кэВ]	$J^\pi$	$I_i^\gamma \times 10^3$	$I_{out}^\gamma \times 10^3$	$I_{in}^\gamma \times 10^3$	$Y_j \times 10^3$	$P_j$ [%]
0	$6^+$	основное состояние								
130.9	$5^+$	130.9(4)	100.0	0	$6^+$	*	*	*	*	*
252.4	$4^+$	121.4(4)	100.0	130.9	$5^+$	*	*	*	*	*
622.6	$3^+$	370.3(5)	100.0	252.4	$4^+$	*	*	57.7(523)	*	*
1142.6	$2^+$	519.9(2)	100.0	622.64	$3^+$	28.8(57)	28.8(57)	19.2(136)	9.6(71)	1.185(877)
1401.6	$2^-$	259.1(2)	4.2(11)	1142.6	$2^+$	0.90(27)	22.3(86)	13.1(96)	9.2(57)	1.136(707)
		779.0(2)	100.0(11)	622.6	$3^+$	21.4(52)				
1891.1	$3^-$	489.3(3)	72.5(20)	1401.7	$2^-$	1.10(19)	3.10(132)	2.20(75)	0.90(49)	0.11(6)
		748.3(4)	13.7(20)	1142.6	$2^+$	0.20(4)				
		1268.3(6)	11.8(20)	622.6	$3^+$	0.20(5)				
		1638.8(3)	100.0(20)	252.4	$4^+$	1.60(34)				
2190.5	$3^+, 1^+$	1567.7(3)	28.2(13)	622.6	$3^+$	1.90(84)	8.80(486)	4.4(8)	4.40(256)	0.55(32)
		1938.1(3)	100.0(13)	252.4	$4^+$	6.90(227)				
2275.5	$2^+$	1132.8(3)	100.0(15)	1142.6	$2^+$	4.0(16)	5.7(34)	—	5.70(337)	0.71(42)
		1652.9(3)	42.9(15)	622.6	$3^+$	1.7(7)				
2517.3	$1^+$	1374.7(3)	100.0	1142.6	$2^+$	4.1(18)	4.1(18)	0.0	4.10(181)	0.52(23)
2640.1	$1, 2^-$	1238.4(3)	100.0	1401.7	$2^-$	8.5(26)	8.5(26)	—	8.50(265)	1.056(328)
2670.3	$1^-, 2^-$	1268.5(3)	100.0	1401.7	$2^-$	1.5(5)	1.5(5)	0.0	1.50(47)	0.19(6)
2729.0	$(4^+, 5^+)$	2476.6(8)	100.0	252.4	$4^+$	1.5(6)	1.5(6)	—	1.50(63)	0.19(8)
2783.3	$2^+$	892.0(5)	100.0(17)	1891.1	$3^-$	2.20(75)	3.8(27)	—	3.80(267)	0.47(33)
		1381.9(5)	58(4)	1401.7	$2^-$	1.30(55)				
		2160.4(8)	12(7)	622.6	$3^+$	0.30(14)				
2980.8	$1^+$	1838.3(3)	100	1142.6	$2^+$	4.3(24)	4.3(24)	0.0	4.30(235)	0.53(29)
3026.2	$(2, 3)$	835.6(5)	100(7)	2190.5	$3^+$	4.4(8)	9.5(58)	—	9.5(58)	1.175(717)
		1624.4(5)	17(5)	1401.7	$2^-$	0.70(25)				
		1883.8(6)	22(5)	1142.6	$2^+$	1.0(3)				
		2403.7(6)	78(5)	622.6	$3^+$	3.4(10)				
3056.5	$1^+$	1913.9(3)	100	1142.6	$2^+$	3.6(19)	3.6(19)	0.0	3.60(192)	0.45(24)
3149.9	$1^+$	2007.3(3)	100	1142.6	$2^+$	1.1(6)	1.1(6)	—	1.10(63)	0.14(8)
										$\Sigma = 8.40(157)$

$\ddagger$ ) результаты данной работы

\*)  $\gamma$ -линия загрязнена другими интенсивными переходами и не может быть извлечена.

—) нет доступных данных о заселении сверху

## 4.2 Измерения мюонного захвата с мишенями $^{76}\text{Se}$ и $^{nat}\text{Se}$ .

Мишени для этих измерений были изготовлены из металлического порошка селена (см. таблицу 2 в разделе 2.1) и помещены в тонкие пластиковые пакеты. Изотопный состав обогащенной мишени был следующим:  $^{74}\text{Se}$  — 0.07%,  $^{76}\text{Se}$  — 92.4%,  $^{77}\text{Se}$  — 1.17%,  $^{78}\text{Se}$  — 2.28%,  $^{80}\text{Se}$  — 3.44%,  $^{82}\text{Se}$  — 0.64%. Так-

же было преведено измерение с натуральным селеном. Количество  $\mu$ -стопов в эксперименте с обогащенной мишенью составляло около  $1.7 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ , а время экспозиции составляло 154 ч. Количество остановок с природной смесью селена составляло около  $2.5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ , общее время накопления данных составляло 43 ч.

В измеренных с  $^{76}\text{Se}$  спектрах были исследованы  $\mu X$ -линии (*Prompt*) и  $\gamma$ -линии, соответствующие разрядке связанных состояний  $^{76}\text{As}^*$  (*Delayed*), а также наиболее интенсивные  $\gamma$ -линии в  $D$ -спектрах, измеренных с природной смесью. Для реализации временного анализа необходимы линии, которые однозначно идентифицированы, имеют большую интенсивность и достаточно хорошо фитируются гауссианом (линии не искажены и имеют простой линейный фон). В результате анализа  $D$ -спектров были выбраны следующие линии: 183.3, 198.4, 264.5, 279.5 кэВ ( $^{76}\text{Se}$ ), 164.7 кэВ ( $^{77}\text{Se}$ ), 215.3 кэВ ( $^{78}\text{Se}$ ), 109.6 кэВ ( $^{80}\text{Se}$ ), 336.4 кэВ ( $^{82}\text{Se}$ ). К сожалению, не удалось найти подходящих линий, сопровождающих  $\mu$ -захват в  $^{74}\text{Se}$ , что связано с его низким содержанием в природной смеси – 0.87%.

Полученные скорости мюонного захвата в различных изотопах Se показаны на рисунке 29.

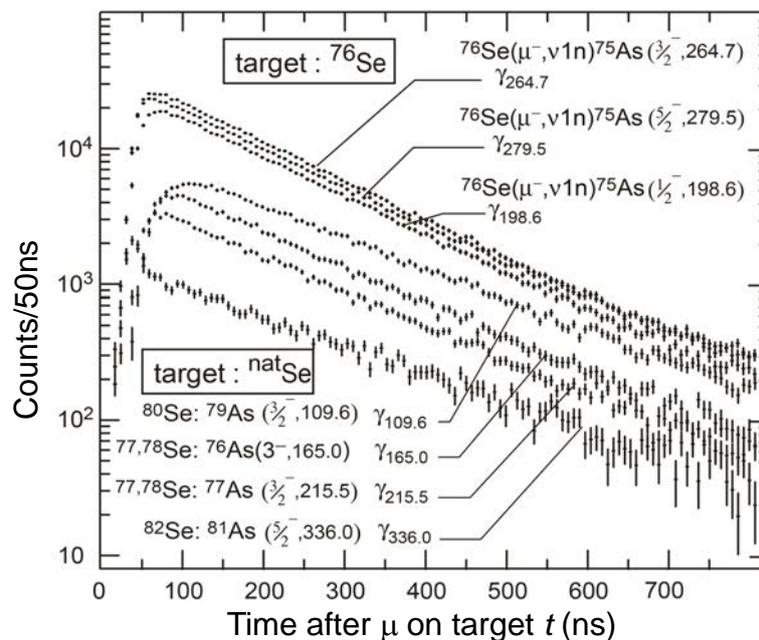


Рис. 29 — Эволюция интенсивностей  $\gamma$ -линий со временем после остановки мюона в различных мишенях Se.

Кривые на рисунке разделены на две части:  $\gamma$ -линии, соответствующие обогащенному селену  $^{76}\text{Se}$ , и  $\gamma$ -линии, измеренные с помощью  $^{nat}\text{Se}$ . Очевидно экспоненциальное поведение в верхней части рисунка с одинаковым параметром  $\tau$ .  $\gamma$ -линии, соответствующие другим изотопам, имеют разный наклон, а также демонстрируют отклонение в начале временной оси в соответствии с медленным сбором заряда в области низких энергий. Извлеченные времена жизни  $\tau$  и полные скорости  $\mu$ -захвата  $\lambda_{\text{cap}}$  в различных изотопах селена представлены в таблице 10 и опубликованы в [5, 10]. Совпадение значений  $\tau$  при захвате мюона ядром  $^{76}\text{Se}$  в пределах погрешностей, измеренных по разным  $\gamma$ -переходам, свидетельствует о правильной идентификации  $\gamma$ -переходов. Скорости захвата мюона для стабильных ядер селена (последняя колонка таблицы) измерены впервые.

Парциальные вероятности  $\mu$ -захвата в реакции  $^{76}\text{Se}(\mu^-, \nu 0n)^{76}\text{As}^*$  представлены в таблице 12, которая разделена на три одинаковые таблицы, следующие друг за другом. В первой колонке приведены энергии  $E_j$  возбужденных наблюдаемых состояний  $j$  и значения их мультипольностей  $J^\pi$  (вторая колонка). Большая часть этих значений взята из [48], некоторые из них, представленные в квадратных скобках взяты из [36]. В третьей колонке – парциальные вероятности захвата мюона  $P_j$  в процентах от полной скорости  $\mu$ -захвата  $\lambda_{\text{cap}}$ , взятой из таблицы 10. Общая сумма парциальных вероятностей мюонного захвата (без учета основного состояния) приведена в последней строке и составляет  $\approx 12\%$  от полной скорости мюонного захвата  $\lambda_{\text{cap}}$ . Извлечение некоторых интенсивностей  $\gamma$ -линий было невозможно вследствие примеси линий от других изотопов или же малой статистики. Эти  $\gamma$ -линии и разряжаемые ими уровни  $j$  в таблице не приводятся.

Как уже говорилось ранее (см. разделы 2.7 и 3.4), интенсивности  $\gamma$ -переходов в  $U$ -спектрах могут быть использованы для получения выходов основного и изомерных состояний продуктов реакции ( $^{76}\text{Se} + \mu^-$ ). Полученные результаты представлены в таблице 13.

В случае, когда время жизни распадающегося ядра сравнимо с временем экспозиции (154 ч), значение выходов скорректировано на время накопления и распада за все время экспозиции. Полученная полная вероятность образования  $P_{\text{cap}}$  связанных состояний  $^{76}\text{As}$  находится в хорошем согласии с суммой соответствующих вероятностей парциального  $\mu$ -захвата, представленной

Таблица 12 — Парциальные вероятности мюонного захвата на различные возбужденные связанные состояния  $^{76}\text{As}$ .

$E_j$ [кэВ]	$J^\pi$	$P_j$ [%]	$E_j$ [кэВ]	$J^\pi$	$P_j$ [%]	$E_j$ [кэВ]	$J^\pi$	$P_j$ [%]
0.0	$2^-$	осн.сост.	499.6	$[1^+, 2^-]$	0.99(36)	802.4	$(1^-, 2^-, 3^+)$	0.17(10)
120.3	$1^+$	0.32(12)	505.2	$(2, 3)^+$	0.25(6)	863.3	$1^+$	0.27(20)
122.2	$(1)^-$	0.21(11)	517.6	$(1, 2)^+$	0.24(11)	893.2	$(1^-, 2^-, 3^+)$	0.23(10)
165.0	$(3)^-$	0.54(31)	544.0	$(2, 3)^-$	0.39(24)	924.7	$(\leq 3)^-$	0.24(10)
203.5	$(0, 1)^+$	0.08(4)	610.0	$(1, 2, 3)^-$	0.68(20)	939.7	$(1, 2, 3)$	0.33(25)
280.3	$(1, 2)^+$	0.11(5)	640.1	$(1^-, 2^-)$	0.18(9)	958.4	$\leq 3$	0.13(8)
292.6	$(2, 3, 4)^-$	0.05(1)	669.1	$(1^+, 2^+)$	0.64(20)	985.5	$(1, 2, 3)^+$	0.21(12)
328.5	$(3, 4)^-$	0.09(4)	681.1	$(1 - 4)$	0.33(10)	1026.2	$[1^+, 3^+]$	0.96(24)
352.4	$(3)^-$	0.05(2)	734.4	$(\leq 4)^-$	0.08(4)	1034.2	$(1, 2, 3)^+$	0.13(8)
401.8	$(1, 2)^+$	0.41(26)	751.8	$(0^-, 1, 2)$	0.37(19)	1064.5	$1^+$	0.23(15)
436.8	$(1, 2, 3)^-$	0.28(13)	756.6	$(0^+, 3^+)$	0.26(10)			
447.2	$(1, 2)^+$	0.46(23)	774.4	$[1^+, 3^+]$	0.23(11)			
471.0	$(2)^-$	0.05(4)	793.6	$(1, 2, 3)^+$	0.20(15)			

$\Sigma = 11.99(105)$

в таблице 12. Согласно [57], реакция с вылетом одного нейтрона при мюонном захвате является наиболее вероятной, т.е. образование  $^{75}\text{As}$  при захвате мюона ядром  $^{76}\text{Se}$ . Вероятности образования других ядер в данной реакции уменьшаются с числом испускаемых нуклонов. К сожалению,  $^{75}\text{As}$  является стабильным ядром, поэтому  $\gamma$ -линии в  $U$ -спектре от распада этого ядра отсутствуют. То же самое можно сказать о  $^{73}\text{As}$ , который живет дольше, чем проводилось измерение.

### 4.3 Измерения мюонного захвата с мишенями $^{106}\text{Cd}$ и $^{nat}\text{Cd}$ .

Для данных измерений были использованы металлические кадмиевые фольги по 5 граммов каждая (см. таблицу 2 в разделе 2.1), которые размещались внутри счетчика  $C3$ . Изотопный состав обогащенной мишени был следующим:  $^{106}\text{Cd} - 63\%$ ,  $^{108}\text{Cd} - 0.6\%$ ,  $^{110}\text{Cd} - 4.5\%$ ,  $^{111}\text{Cd} - 4.7\%$ ,  $^{112}\text{Cd} - 10.8\%$ ,  $^{113}\text{Cd} - 4.0\%$ ,  $^{114}\text{Cd} - 10.3\%$ ,  $^{116}\text{Cd} - 1.8\%$ . Фрагмент  $P$ -спектра, показанный на рисунке 22, демонстрирует изотопический сдвиг мезорентгеновского дублета  $K\alpha_1$  и  $K\alpha_2$ . Обогащение  $^{106}\text{Cd}$  мишени, извлеченное из этих спектров,

Таблица 13 — Полные сокровости захвата на все связанные состояния  $\lambda_{\text{cap}}(\text{xn yr})$  и вероятности  $P_{\text{cap}}$  образования изотопов/изомеров  $\mu$ -захвата в  $^{76}\text{Se}$  и  $^{150}\text{Sm}$ . Первая колонка: изотопы/изомеры – продукты реакции  $\mu$ -захвата; вторая колонка: вид распада изотопа/изомера; третья колонка: время жизни изотопа/изомера; четвертая колонка: полная скорость  $\mu$ -захвата  $\lambda_{\text{cap}}(\text{xn yr})$  на все связанные состояния изотопа/изомера; колонка пять: вероятность  $\mu$ -захвата  $P_{\text{cap}}$  как процент от полной скорости захвата  $\lambda_{\text{cap}}$ , взятой из 10.

изотоп	вид распада	$T_{1/2}$	$\lambda_{\text{cap}}(\text{xn yr})[10^6 \text{ c}^{-1}]$	$P_{\text{cap}} [\%]$
$^{76}\text{As}$	$\beta^-$	26.3 ч	0.86(3)	13.65(255)
$^{75m}\text{As}$	IT	17.6 мкс	0.41(7)	6.5(11)
$^{75}\text{As}$	стабильный		не измерен	
$^{74}\text{As}$	$\beta^-$ , EC	17.8 д	1.1(2)	17.5(32)
$^{73}\text{As}$	EC	80.3 д	не измерен	
$^{72}\text{As}$	$\beta^+$	26 ч	0.15(3)	2.4(5)
$^{71}\text{As}$	$\beta^+$	65.3 ч	0.061(18)	0.96(28)
$^{75m}\text{Ge}$	IT	48 с	0.047(13)	0.75(21)
$^{75}\text{Ge}$	$\beta^-$	82.8 мин	0.054(2)	0.86(3)
$^{71m}\text{Ge}$	IT	20 мкс	0.020(3)	0.32(5)
$^{74}\text{Ga}$	$\beta^-$	8.1 мин	0.026(6)	0.40(9)
$^{72}\text{Ga}$	$\beta^-$	14.1 ч	0.026(7)	0.40(11)
				$\Sigma=43.7(43)$
$^{150}\text{Pm}$	$\beta^-$	2.68 ч	1.45(11)	12.3(9)
$^{149m}\text{Pm}$	IT	35 $\mu\text{s}$	1.80(31)	15.3(26)
$^{149}\text{Pm}$	$\beta^-$	53.1 ч	2.93(60)	24.9(51)
$^{148}\text{Pm}$	$\beta^-$	5.37 д	0.77(26)	6.6(22)
$^{148m}\text{Pm}$	IT	41.3 д	0.10(2)	0.85(17)
$^{148}\text{Pm}$	$\beta^-$	41.3 д	0.21(6)	1.79(51)
$^{149}\text{Nd}$	$\beta^-$	1.73 ч	0.78(35)	6.6(29)
$^{148}\text{Nd}$	стабильный		не измерен	
				$\Sigma=68.3(69)$

63(2) %, согласуется с паспортными данными. Содержание  $^{106}\text{Cd}$  в обогащенной мишени в 50 раз превышает ее естественное содержание (1.25 %). Экспозиция с обогащенной мишенью составила 101 ч, количество остановок  $\mu^-$  составило  $7.6 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}$ . С природной смесью набор данных шел 45 часов и количество  $\mu$ -стопов было  $9 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}$ .

В результате анализа  $D$ -спектров для определения полной скорости  $\mu$ -захвата были выбраны следующие  $\gamma$ -линии: 347.3, 433.7, 556.7 кэВ ( $^{106}\text{Cd}$ ),

311.4 кэВ ( $^{110}\text{Cd}$ ), 483.7 кэВ ( $^{111}\text{Cd}$ ), 376.7, 391.5 кэВ ( $^{112}\text{Cd}$ ), 270.8, 366.8 кэВ ( $^{114}\text{Cd}$ ), 255.5 кэВ ( $^{116}\text{Cd}$ ). К сожалению, не удалось найти подходящих линий, сопровождающих  $\mu$ -захват в  $^{108}\text{Cd}$  (как результат его низкого содержания в природной смеси – 0.89%) и  $^{113}\text{Cd}$ . Для  $^{113}\text{Cd}$  нет информации о возбужденных уровнях дочернего ядра  $^{112}\text{Ag}$ .

Временная эволюция отобранных  $\gamma$ -линий в  $^{106}\text{Cd}$  и  $^{nat}\text{Cd}$  показана на рисунке 30. Две верхние линии соответствуют захвату мюона в обогащенной мишени, в то время как нижние кривые отвечают за измерения с натуральной смесью. Различное экспоненциальное поведение, за исключением двух верхних линий, соответствующих захвату мюона в  $^{106}\text{Cd}$ , очевидно и объясняется разным значением показателя экспоненты  $\tau$ . Измеренные полные скорости  $\mu$ -захвата для различных изотопов кадмия представлены в таблице 10, результаты также опубликованы в [5, 10]. Время жизни мюона в  $^{106}\text{Cd}$  измерялось с обогащенной мишенью, а времена жизни мюона для других изотопов кадмия были измерены с использованием природной смеси кадмия.

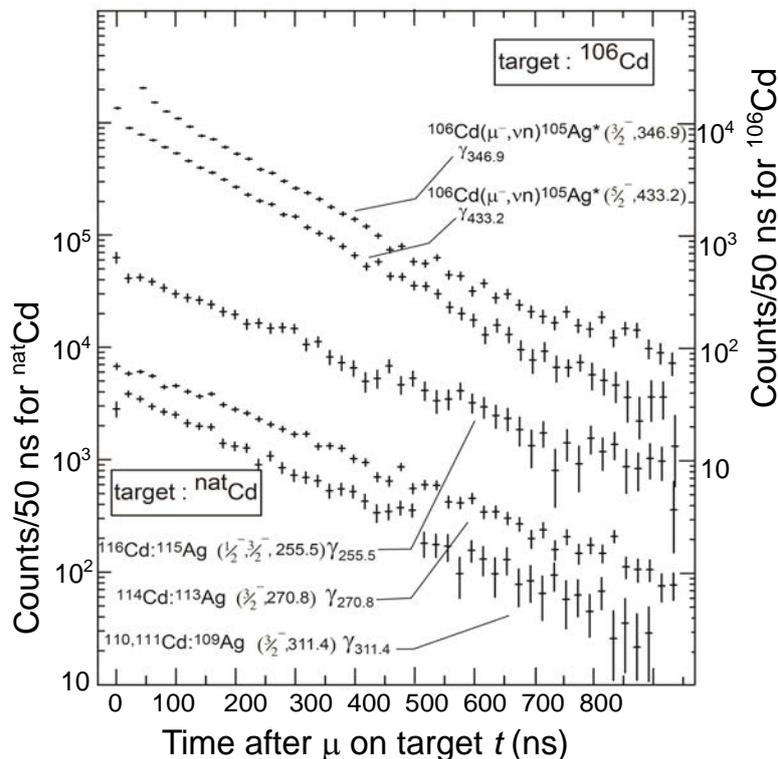


Рис. 30 — Эволюция интенсивностей  $\gamma$ -линий со временем после остановки мюона в натуральной и обогащенной мишенях кадмия.

Извлеченные парциальные вероятности  $\mu$ -захвата приведены в таблице 14. Таблица представляет собой три одинаковые таблицы, следующие друг

за другом, в которых в первой колонке приведены энергии  $E_j$  возбужденных наблюдаемых состояний  $j$  и значения их мультипольностей  $J^\pi$  (вторая колонка). Значения  $E_j$  и  $J^\pi$  взяты из [48]. В третьей колонке – парциальные вероятности захвата мюона  $P_j$  в процентах от полной скорости  $\mu$ -захвата  $\lambda_{\text{сар}}$ , взятой из таблицы 10.  $^{106}\text{Ag}$  имеет основное состояние с  $J^\pi = 1^+$  и изомерное состояние –  $^{106m}\text{Ag}$  с  $J^\pi = 6^+$ . Общая сумма парциальных вероятностей мюонного захвата связанных состояний до 1.3 МэВ (без учета основного состояния) приведена в последней строке и составляет  $\approx 14\%$  от полной скорости мюонного захвата  $\lambda_{\text{сар}}$ , в то время как сумма парциальных вероятностей  $\mu$ -захвата, соответствующая разрядке только на основное состояние  $1^+$  составляет  $\approx 12\%$  от полной скорости мюонного захвата  $\lambda_{\text{сар}}$ . При анализе  $D$ -спектров наблюдалось большое количество  $\gamma$ -линий, которые соответствуют  $ROI$ , но измерение парциальных скоростей захвата некоторой части этих линий является довольно грубым (из-за присутствия в них других  $\gamma$ -линий и изотопов после ОМЗ в  $(\mu^- + ^{106}\text{Cd})$  реакции). Такие результаты в данной таблице не приводятся.

Таблица 14 — Парциальные вероятности  $\mu$ -захвата на различные возбужденные связанные состояния  $^{106}\text{Ag}$ .

$E_j$ [keV]	$J^\pi$	$P_j$ [%]	$E_j$ [keV]	$J^\pi$	$P_j$ [%]	$E_j$ [keV]	$J^\pi$	$P_j$ [%]
0	$1^+$	g.s.	542.6	$(6)^+$	0.39(26)	861.6	$(3^-, 4, 5^-)$	0.31(13)
89.7	$6^+$	isom.state	565.1	$(2, 3)^-$	1.07(66)	917.4	$1^-, 2^-, 3^-$	0.30(17)
110.7	$(2)^+$	0.67(47)	596.0	$1^-, 2^-, 3^-$	0.60(49)	936.5	$(0^-, 1^-)$	0.23(13)
205.9	$(3)^+$	0.37(34)	597.3	$1^-, 2^-, 3^-$	0.72(52)	1003.4		0.34(20)
234.6	$(1^+, 2^+, 3^+)$	0.64(41)	602.8	$(2^-, 3^-)$	0.60(32)	1063.2	$(4^+, 5^+)$	0.26(11)
277.0	$1^-, 2^-$	1.43(115)	661.3	$1^-$	0.61(33)	1133.9	$(4^+)$	0.08(6)
364.4	$(2, 3)^-$	0.51(41)	698.2	$1^-, 2^-, 3^-$	0.36(23)	1145.1	$(2^-, 3^-, 4^-)$	0.18(12)
389.1	$3^+$	0.66(50)	730.4	$(2^+)$	0.34(13)	1303.3	$(5^-, 6^-, 7^-)$	0.26(15)
416.6	$(1^-)$	0.92(51)	741.6	$(3^+, 4^+)$	0.43(22)	1329.5	$(3^-, 4^-)$	0.37(20)
425.0	$(2, 3)^-$	0.57(37)	765.2	$6^-$	0.23(19)			
449.1	$(4)^+$	0.22(10)	769.7	$1^-, 2^-, 3^-$	0.30(17)			
468.8		0.06(4)	812.0	$(3^-)$	0.21(18)			

$$\sum(\text{на } 1^+ \text{ g.s.})=12.36(201)$$

$$\sum(\text{на } 1^+ \text{ и } 6^+ \text{ изом. сост.})=14.26(220)$$

Также был проведен анализ  $U$ -спектров в реакции  $(\mu^- + ^{106}\text{Cd})$ .  $\gamma$ -линии после электронного захвата (ЕС) изомерного состояния  $^{106}\text{Ag}$  с мульт-

типольностью  $6^+$  в  $U$ -спектрах не наблюдаются. Тем не менее (косвенный) выход этого метастабильного состояния не равен нулю и составляет  $\sim 2\%$ , что следует из баланса интенсивностей  $\gamma$ -линий в  $D$ -спектрах (см. таблицу 14). В  $U$ -спектрах наблюдаются  $\gamma$ -линии, в результате  $\beta$ -распада и электронного захвата основных состояний  $^{106}\text{Ag}$ ,  $^{105}\text{Ag}$  и  $^{104}\text{Ag}$ . Все эти переходы, к сожалению, “запачканы” другими  $\gamma$ -линиями с похожей энергией, и, поэтому, невозможно было провести анализ этих переходов с соответствующей точностью. Результаты анализа  $U$ -спектров в данной работе не приводятся.

#### 4.4 Измерения мюонного захвата с обогащенным самарием $^{150}\text{Sm}$ .

Обогащенная и необогащенная самариевые мишени представляли собой оксид  $\text{Sm}_2\text{O}_3$ , и были помещены в тонкие пленки из майлара (см. таблицу 2 в разделе 2.1). Изотопное содержание обогащенной мишени  $^{150}\text{Sm}$  было следующим:  $^{144}\text{Sm} - 0.10\%$ ,  $^{147}\text{Sm} - 0.60\%$ ,  $^{148}\text{Sm} - 0.50\%$ ,  $^{149}\text{Sm} - 2.30\%$ ,  $^{150}\text{Sm} - 92.6\%$ ,  $^{152}\text{Sm} - 3.20\%$ ,  $^{154}\text{Sm} - 0.70\%$ . Тестовое измерение с натуральной мишенью  $^{nat}\text{Sm}$  использовалось только для идентификации  $\gamma$ -линий. Общее облучение мишени  $^{150}\text{Sm}$  составило 68 часов с числом остановок мюонов в ней  $4 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}$ .

К сожалению, в ситуации с  $^{150}\text{Sm}$  на момент написания данной работы не было доступной информации о структуре возбужденных состояний  $^{150}\text{Pm}$ . Поэтому реально проанализировать экспериментальные данные не представлялось возможным.

На рисунке 31 в качестве примера приведены фрагменты спектров, измеренных HPGe-детектором объёмом  $100 \text{ см}^3$  при облучении мюонами мишени  $^{150}\text{Sm}$ . Отчетливо видно, что в  $P$ -спектре проявляются, в основном,  $\mu X$ -лучи; в  $D$ -спектре –  $\gamma$ -лучи при разрядке возбуждённых уровней дочерних ядер; в  $U$ -спектре –  $\gamma$ -лучи от распада дочерних ядер и фоновое излучение.

Результаты измерений эволюции двух самых сильных линий из  $D$ -спектров в  $^{150}\text{Sm}$  показаны на рисунке 32. Время жизни мюона и скорость  $\mu$ -захвата  $\lambda_{\text{cap}}$  в ядре  $^{150}\text{Sm}$  представлены в таблице 10. Скорости захвата отрицательного мюона ядрами самария ранее известны не были. Результаты исследования  $^{150}\text{Sm}$  и  $^{nat}\text{Sm}$  также опубликованы в [5, 11].

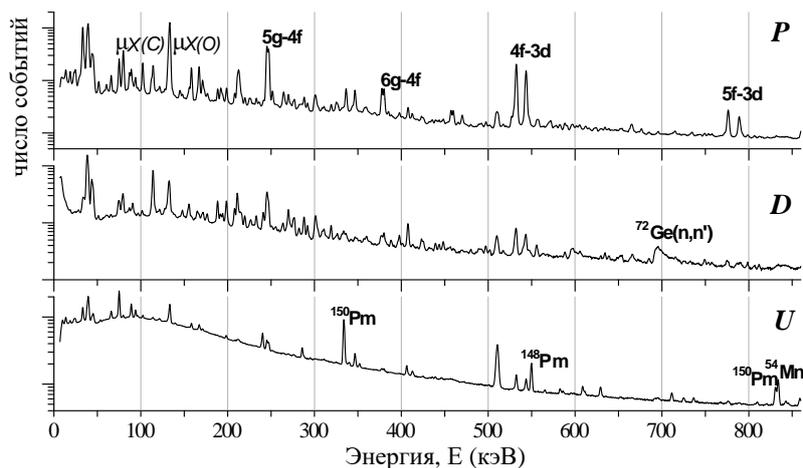


Рис. 31 —  $P$ -,  $D$ - и  $U$ -спектры, измеренные HPGe-детектором объёмом  $100 \text{ см}^3$  с мишенью обогащенного  $^{150}\text{Sm}$ .

При анализе  $D$ -спектров были идентифицированы  $\gamma$ -переходы, которые представлены в таблице 15. Как упоминалось выше, исследовать парциальные скорости мюонного захвата на связанные состояния  $^{150}\text{Pm}$  было невозможно. Тем не менее, в недавней работе [71] была частично исследована структура уровней  $^{150}\text{Pm}$ . Анализ данных по  $^{150}\text{Sm}$  продолжается и результаты, полученные в данной диссертации об интенсивностях  $\gamma$ -переходов используются для извлечения парциальных скоростей мюонного захвата.

В спектрах некоррелированных событий ( $U$ ) удалось идентифицировать семь изотопов (изомеров), образующихся при облучении  $^{150}\text{Sm}$  мюонами. Интенсивности распада  $\gamma$ -переходов этих изотопов были использованы для определения выходов этих ядер в  $(\mu^- + ^{150}\text{Sm})$  реакции. Периоды полураспада изотопов  $^{148}\text{Pm}$ ,  $^{148m}\text{Pm}$  и  $^{149}\text{Pm}$  заметно больше времени облучения мишени. В связи с этим, при расчете выходов продуктов реакции  $\mu$ -захвата были учтены поправки на накопление и распад ядер в мишени  $^{150}\text{Sm}$ . Полученные вероятности образования изотопов/изомеров в ОМЗ с  $^{150}\text{Sm}$  перечислены в таблице 13.

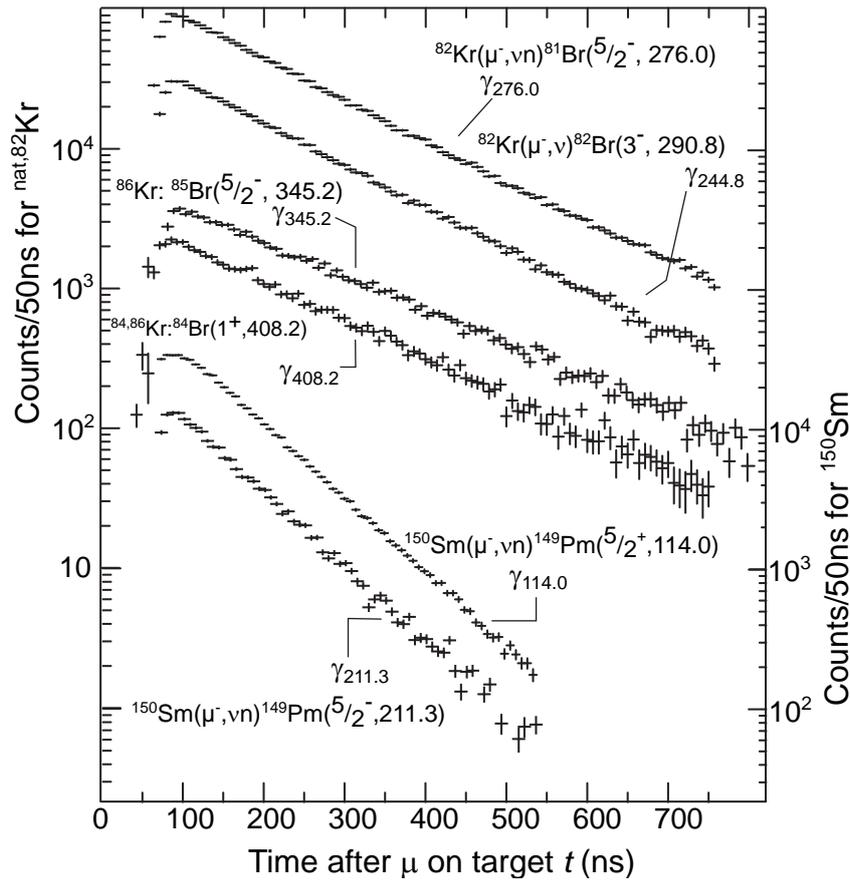


Рис. 32 — Измеренные скорости ОМЗ с различными мишенями Kr и  $^{150}\text{Sm}$ . Измерения с  $^{82}\text{Kr}$  были проведены с помощью обогащенного Kr, а  $^{84}\text{Kr}$  и  $^{86}\text{Kr}$  — с природной смесью. Полные скорости ОМЗ демонстрируют различные значения. Экспоненциальные кривые, соответствующие ОМЗ в  $^{150}\text{Sm}$  представлены в верхней части рисунка, их шкала слева.

#### 4.5 Измерения мюонного захвата с мишенями $^{82}\text{Kr}$ и $^{nat}\text{Kr}$ .

Для проведения эксперимента с  $^{nat}\text{Kr}$  и обогащенным  $^{82}\text{Kr}$  была изготовлена газовая мишень специальной конструкции. Это объясняется тем, что криптон является благородным дорогостоящим газом и легко может диффундировать через микропоры. Поэтому при исследованиях, чтобы предотвратить любую потерю этого благородного газа возникают повышенные требования к герметичности мишени. А также было необходимо минимизировать поглощение низкоэнергетичных  $\gamma$ -квантов и обеспечить максимальный процент  $\mu$ -стопов в газе, а не во входном окне мишени или других конструктивных

Таблица 15 — Парциальные выходы  $\gamma$ -лучей при захвате мюона ядром  $^{150}\text{Sm}$ ; где  $I_i^\gamma$  — парциальные выходы нормированные на количество  $\mu$ -стопов, а  $\Delta I_i^\gamma$  — относительная погрешность  $I_i^\gamma$ .

$E_i^\gamma$ [кэВ]	$I_i^\gamma$	$\Delta I_i^\gamma$	$E_i^\gamma$ [кэВ]	$I_i^\gamma$	$\Delta I_i^\gamma$	$E_i^\gamma$ [кэВ]	$I_i^\gamma$	$\Delta I_i^\gamma$
38.6	14.29	30	308.8	0.31	29	606.2	0.36	2
44.0	5.02	11	311.0	0.46	26	630.4	0.14	21
90.6	0.86	33	319.2	0.66	12	639.7	0.19	13
114.1	6.65	8	326.3	0.26	26	649.3	0.14	26
121.3	0.16	53	331.7	0.25	9	652.3	0.24	13
131.0	1.04	13	333.9	0.44	6	654.7	0.26	12
147.9	0.41	10	357.1	0.17	32	666.6	0.67	24
154.1	0.38	7	360.0	0.3	22	716.4	0.13	43
155.7	0.9	15	388.5	0.27	9	750.2	0.27	11
165.2	0.65	13	396.4	0.1	28	754.5	0.13	17
171.4	0.72	38	398.0	0.47	13	758.6	0.11	18
176.4	0.59	15	401.5	0.1	21	776.2	0.45	10
188.5	1.7	8	408.0	1.54	8	787.6	0.22	13
191.8	0.54	29	413.7	0.13	42	799.6	0.22	13
194.3	0.53	15	418.3	0.04	32	807.5	0.13	19
198.7	1.84	9	423.5	0.45	1	812.9	0.17	15
208.1	1.28	10	425.7	0.33	12	923.5	0.18	76
211.3	3.48	15	439.7	0.31	9	971.5	0.2	21
215.9	0.95	14	443.8	0.24	9	979.5	0.09	15
219.8	0.72	10	448.6	0.38	7	984.5	0.19	19
226.6	0.32	28	497.5	0.67	13	1014.5	0.13	16
233.0	0.64	11	502.3	0.36	16	1128.0	0.12	16
241.1	1.4	4	510.5	1.84	10	1129.8	0.19	12
270.1	2.07	10	517.5	0.28	19	1165.1	0.09	22
276.2	1.48	11	540.6	0.39	10	1323.9	0.09	24
282.4	0.42	15	548.1	0.36	29			
288.0	1.41	9	556.3	0.67	12			
292.3	0.74	12	588.8	0.37	24			
301.3	1.8	19	596.2	0.47	20			
303.9	0.49	19	598.6	0.51	19			
308.8	0.31	29	602.0	0.32	20			

материалах. Результаты проделанной работы также опубликованы в [5, 8, 9].  
Разработка газовой мишени детально описана в разделе 2.1.

Изотопный состав обогащенной мишени был следующим:  $^{78}\text{Kr}$  — 0.01%,  $^{80}\text{Kr}$  — 0.05%,  $^{82}\text{Kr}$  — 99.8%,  $^{83}\text{Kr}$  — 0.05%,  $^{84}\text{Kr}$  — 0.01%,  $^{86}\text{Kr}$  — 0.01%. Для изме-

рений использовались 0.7 л и 1 л газа –  $^{82}\text{Kr}$  и  $^{nat}\text{Kr}$ . Общее время экспозиции с измерением  $^{82}\text{Kr}$  составило 122 ч, тогда как для  $^{nat}\text{Kr}$  – 41 ч, количество остановок  $\mu$  было  $1.5 \cdot 10^4 \text{с}^{-1}$  и  $5 \cdot 10^3 \text{с}^{-1}$ , соответственно.

Кривые временных эволюции  $\gamma$ -линий для различных изотопов Kr показаны на рисунке 32, а численные результаты представлены в таблице 10. К сожалению, основное заселение связанных состояний  $^{82}\text{Br}$  при ОМЗ приходится на низколежащие возбужденные состояния. Кроме того, параллельные реакции с эмиссией нейтрона(ов) разряжаются с  $\gamma$ -линиями в том же диапазоне. Плотность  $\gamma$ -линий в этой области спектра очень высока и надежно их идентифицировать можно только при помощи методики  $\gamma$ - $\gamma$  совпадений. Наша установка не позволяла этого сделать, поскольку телесный угол детекторов был весьма далек от  $4\pi$  и поэтому, статистика в результате  $\gamma$ - $\gamma$  совпадений была небольшой. В данной работе представлены результаты только полных скоростей  $\mu$ -захвата. Тем не менее, работа над полученными данными продолжается, также планируется провести повторное измерение  $^{82}\text{Kr}$  с помощью большого количества германиевых детекторов (установка типа “Miniball”) для осуществления  $\gamma$ - $\gamma$  совпадений на мезонной фабрике в PSI (Швейцария) в октябре 2019 года.

## 4.6 Электронный каталог мезорентгеновских спектров излучения.

Мезорентгеновское излучение представляет собой основную часть электромагнитного спектра, сопутствующего любым экспериментам на мюонных пучках. Для надежной идентификации таких фоновых излучений, а также для оптимального подбора вещества мишени и конструкционных материалов, необходима база данных по мезорентгеновским спектрам излучения. Первым шагом к созданию такой базы и следует рассматривать созданный каталог.

Для выяснения влияния такой составляющей фона, как  $\mu X$ -излучение, за период с 1992 по 2006 гг. было проведено большое количество измерений энергетических спектров мезорентгеновского излучения с различными материалами и мишенями (более 75 химических элементов). Измерения проводи-

лись на мюонных пучках  $\mu E1$  и  $\mu E4$  в институте Пауля Шеррера в Швейцарии (PSI, Виллиген).

Для измерений использовалась та же самая экспериментальная установка, что и при исследовании  $\mu$ -захвата с различными мишенями (см. рисунок 11 в разделе 2.1). В результате измерений были получены спектры мгновенного излучения – *Prompt*, отсортированные в коротком временном интервале. Спектры содержат в основном  $\mu X$ -лучи, быструю часть задержанных  $\gamma$ -квантов, сопровождающих захват мюона в мишени, и электроны от рассеяния пучка. Для измерений использовались простые химические соединения. При измерениях химически активных элементов были использованы пассивные соединения. Второй «компаньон» в подобных ситуациях был выбран так, чтобы его  $Z$  сильно отличалось от основного. Это помогало избежать наложения соответствующих мезорентгеновских спектров.

Полученные результаты были обработаны и собраны несколько лет назад в виде электронного атласа, который размещен на сайте ОИЯИ [4]. Информация, находящаяся в этом атласе, постоянно пополняется. Последние измерения спектров мезорентгеновского излучения проводились на мюонном пучке в Исследовательском Центре Ядерных Проблем (RCNP, Осака, Япония, 2018 г.) [72]. Основной задачей автора являлась обработка мезорентгеновских спектров излучения (детальная идентификация  $\mu X$ -линий элементов, графическая визуализация спектров и структурирование этих спектров в каталог) всех измеренных 75 элементов. Результаты проделанной работы опубликованы в [12, 13].

На главной веб-странице интерактивного атласа представлена Периодическая таблица, в которой символы элементов раскрашены в разные цвета (см. рисунок 33). Элементы, использованные в эксперименте в чистом виде (в виде гранул или фольг), окрашены в таблице и на изображении спектров зеленым цветом; входящие в состав оксидов – красным, нитратов – фиолетовым, галогенидов – оранжевым, серым – не был исследован. Также на странице сайта во вкладках можно ознакомиться с более подробной информацией об условиях экспериментов, проведенных измерений, использованном оборудовании; там же представлено руководство пользователя, объяснение самого процесса и пр.

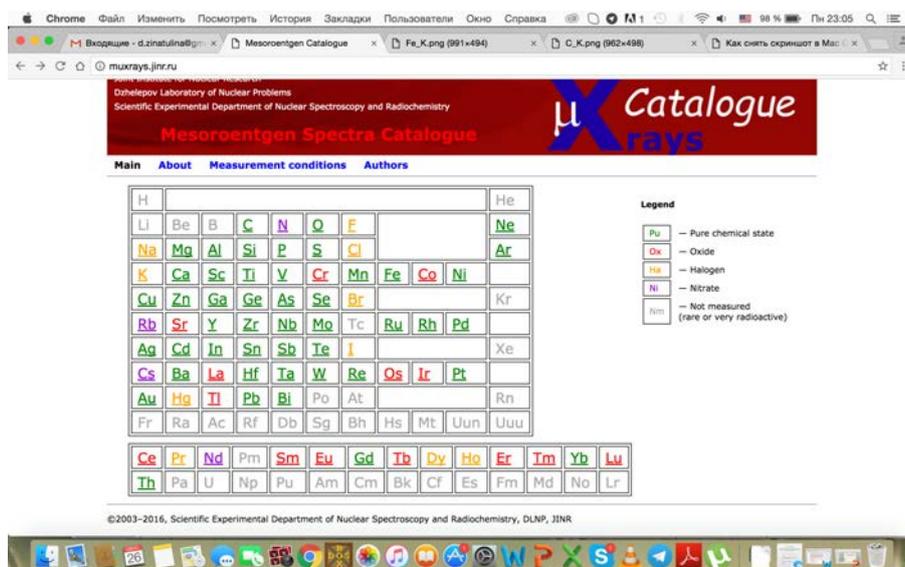


Рис. 33 — Периодическая таблица с главной страницы созданного каталога [4]

Интерактивный каталог [4] содержит спектры мюонных переходов  $np-1s$  для всех измеренных элементов. Для многих элементов также представлены  $L$ -,  $M$ -серии, а иногда и больше ( $N$ ,  $O$  и т. д.). Каждая из линий серии представляет собой, в свою очередь, сложный мультиплет (из-за тонкого, сверхтонкого взаимодействий и изотопических сдвигов). Вызвав с помощью курсора любой из “цветных” элементов в Периодической таблице можно увидеть полный  $\mu X$ -спектр этого элемента. На рисунках 34 в качестве примера представлены полные  $\mu X$ -спектры Ti и Sm. На них отмечены все серии с характерно убывающей интенсивностью линий.

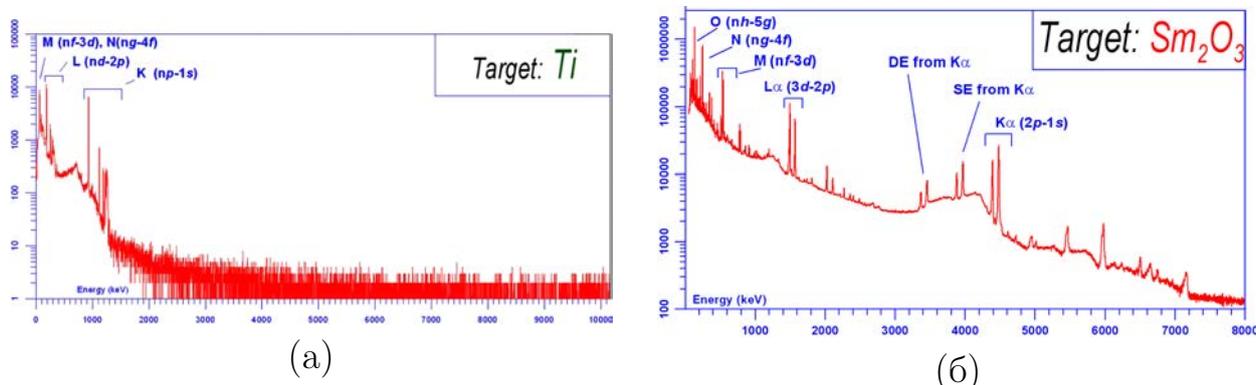


Рис. 34 — Полные  $\mu X$ -спектры Ti (а) и Sm (б).

Структура самого спектра (см. рисунок 34) довольно сложная, что происходит за счет наличия комптоновского “хвоста”, образования пар, а также пиков одиночного (ПОВ) и двойного вылета (ПДВ) аннигиляционных фото-

тонов. Также с помощью курсора вызываются на экран отдельные фрагменты спектра (мезорентгеновские серии). На рисунке 35 представлены спектры  $K$ - и  $L$ -серий  $Ti$ .

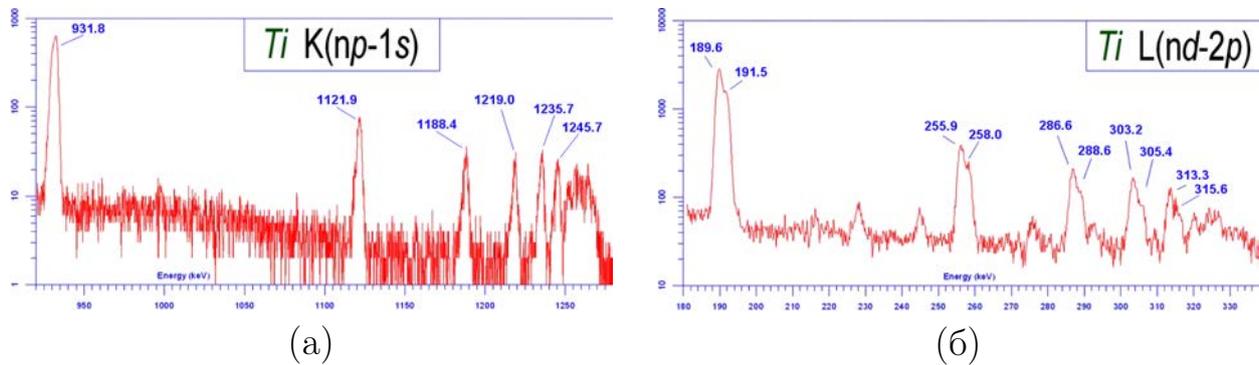


Рис. 35 — (а) —  $\mu X$   $K$ -серия  $Ti$  и (б) —  $\mu X$   $L$ -серия  $Ti$ .

Радиусы мюонных орбиталей в мезоатомах настолько малы, что для тяжелых элементов ( $Z \geq 21$ ) они могут находиться практически внутри ядра. Это приводит к энергетическому расщеплению мезорентгеновских линий под действием статического квадрупольного момента ядра, динамического сверхтонкого  $E2$ -взаимодействия, магнитного дипольного момента. Кроме того, отчетливо наблюдается спин-орбитальное расщепление, увеличивающееся с ростом  $Z$ .

Таким образом, для  $K$ -серии  $Cd$ , например, имеем сложную структуру  $K_\alpha$  (см. рисунок 36). В частности, переходы  $K_{\alpha 1}$  ( $2p_{3/2} - 1s_{1/2}$ ) и  $K_{\alpha 2}$  ( $2p_{1/2} - 1s_{1/2}$ ) соответствуют тонкому расщеплению линий (их число соответствует количеству событий при переходе мюона с оболочек  $2p_{3/2,1/2}$  на  $1s_{1/2}$ ), а сложность мультиплета объясняется изотопическими сдвигами в мишени с натуральным  $Cd$  за счет сверхтонкого расщепления. В более тяжелых ядрах (относительно  $Cd$ ) структура таких мультиплетов усложняется еще сильнее, в качестве примера на рисунке 37 приведены мультиплеты  $K_\alpha$  и  $L_\alpha$ , измеренные с натуральным  $Sm$ .

Структура спектров может быть еще более сложной, поэтому в  $\mu X$ -спектрах значения всех энергий приводятся как центр тяжести составляющих пиков или же сумм мультиплетов.

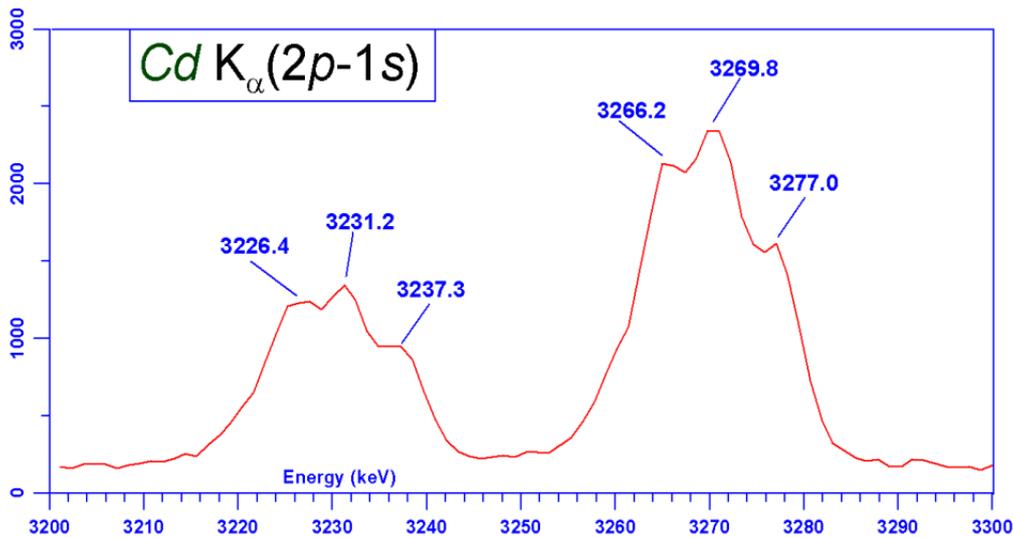


Рис. 36 — Расщепление  $K_\alpha$  мультиплета в Cd на  $K_{\alpha 1}$  и  $K_{\alpha 2}$ .

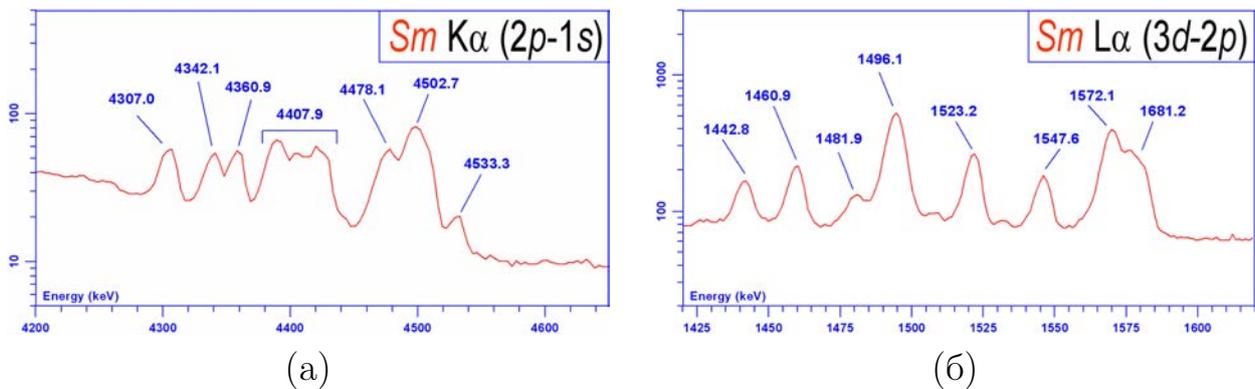


Рис. 37 — (а) —  $\mu X K_\alpha$  и (б) —  $\mu X L_\alpha$  мультиплеты, наблюдаемые в измерениях с природной смесью Sm.

## 4.7 Обсуждение полученных результатов.

Работ по измерению времен жизни мюона в различных веществах не так много. Для некоторых элементов данных о полных скоростях мюонного захвата вообще нет, а для тех, которые есть измерения проводились с натуральными мишенями без учета изотопного состава. В таблице 16 для сравнения приведены ранее измеренные средние значения  $\tau$  без конкретизации по изотопам (см. обзор [53]) и экспериментальные данные, полученные в настоящей диссертации.

При сравнении полученных в данной работе результатов с результатами из обзора [53] было проведено средневзвешенное усреднение с учетом изотопного состава. Стоит отметить, что в данном случае представлялось более менее возможным сравнение только по селену и кадмию, т.к. для титана

Таблица 16 — Сравнение времен жизни мюона  $\tau$  в различных химических элементах, измеренных ранее (3 – 5 колонки) с значениями, полученными в данной диссертации (6 – 7 колонки). В шестой колонке звездочкой (\*) обозначены изотопически-обогащенные элементы, все остальные значения в шестой колонке приведены с измерением натуральных смесей. Kr – ранее не измерялся.

$Z$	Полученные ранее результаты				Данный эксперимент	
	$Z_{\text{eff}}$	элемент	$\tau$ [нс]	источник	элемент	$\tau$ [нс]
22	17.38	$^{nat}\text{Ti}$	330(7)	[73]	(*) $^{48}\text{Ti}$	361.1(24)
			327.3(45)	[74]		
			329.3(13)	[53]		
34	23.24	$^{nat}\text{Se}$	163.0(12)	[74]	(*) $^{76}\text{Se}$	148.48(10)
			163.5(10)	[53]	$^{(77)}\text{Se}$	163.5(20)
					$^{(78)}\text{Se}$	165.9(19)
					$^{(80)}\text{Se}$	185.5(27)
					$^{(82)}\text{Se}$	208.2(68)
48	28.20	$^{nat}\text{Cd}$	95(5)	[73]	(*) $^{106}\text{Cd}$	72.97(36)
			90.5(8)	[75]	$^{(110,111)}\text{Cd}$	92.2(26)
			90.7(15)	[53]	$^{(111,112)}\text{Cd}$	95.0(70)
					$^{(111,112)}\text{Cd}$	99.45(5)
					$^{(113,114)}\text{Cd}$	102.07(15)
		$^{116}\text{Cd}$	107.7(18)			
62	31.01	$^{nat}\text{Sm}$	79.2(10)	[75]	(*) $^{150}\text{Sm}$	82.3(5)
36	24.00	–	–	–	(*) $^{82}\text{Kr}$	142.68(37)
		–	–	–	$^{84}\text{Kr}$	160.1(27)
		–	–	–	$^{86}\text{Kr}$	173.5(26)

и самария были посчитаны времена жизни мюона для конкретных обогащенных изотопов и сопоставление полученных значений для этих изотопов с более ранними работами является некорректным.

Итак, в результате усреднения результатов по селену и кадмию получились следующие значения:  $\tau[\text{Se}]=176.31$  нс и  $\tau[\text{Cd}]=120.33$  нс, что существенно отличается от результатов, полученных в [53, 73–75]. Это объясняется, как уже говорилось выше, отсутствием в настоящей работе систематических ошибок, присущих использовавшемуся ранее методу.

Теперь проведем сравнение настоящих результатов с теоретическими предсказаниями. Если подставить значения найденных полных скоростей захвата мюона для различных изотопов, исследованных в настоящей работе в

формулу Примакова 8 (см. раздел 1.3), причем значения  $Z_{\text{eff}}$  взять из работы [76], то получается картина изображенная на рисунке 38.

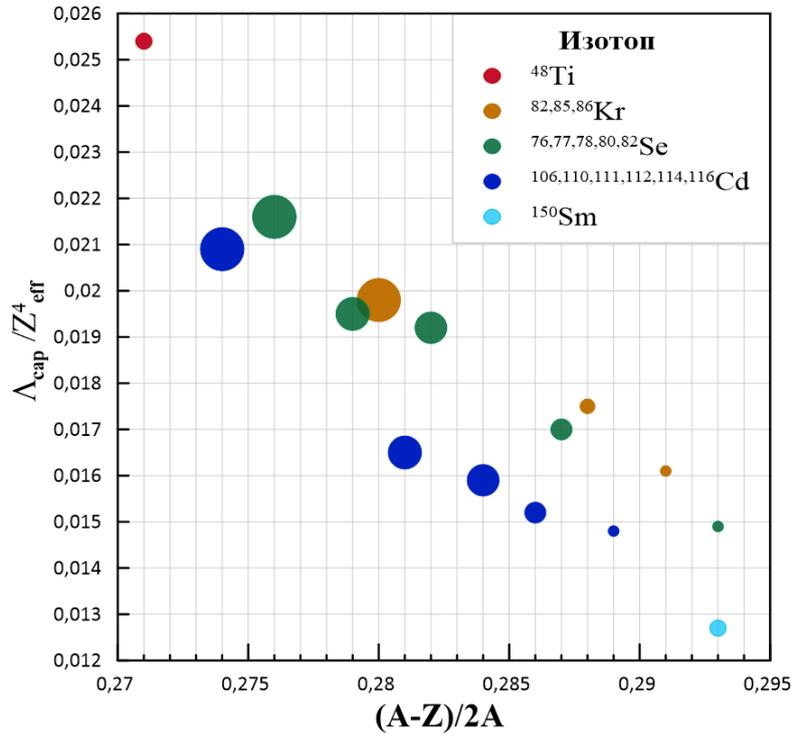


Рис. 38 — Зависимость скорости  $\mu$ -захвата от  $A$  (по формуле Примакова 8) для различных изотопов.

Из рисунка 38 видно, что в первом приближении формула Примакова достаточно справедлива. С другой стороны известно, что она является весьма приближенной (как это было описано в обзоре [57]) и не претендует на абсолютную точность.

В обзоре [57] также проводилось сравнение полученных экспериментальных данных с формулой Примакова и были сделаны выводы, что формула Примакова достаточно универсальна, но не описывает всех факторов, присущих конкретным изотопам и эффектов, связанных с структурой конкретных ядер.

В следующих работах [30, 77] были проведены теоретические расчеты парциальных скоростей  $\mu$ -захвата на некоторые связанные состояния ядер  $^{48}\text{Sc}$ ,  $^{76}\text{As}$  и  $^{106}\text{Ag}$ . Проведем сравнение полученных в [77] результатов с суммарными значениями парциальных скоростей ОМЗ для  $^{76}\text{As}$  и  $^{106}\text{Ag}$  ( $P_{1+,2-}[^{76}\text{As}]$  и  $P_{1+}[^{106}\text{Ag}]$  приведем к значения полной скорости захвата, полученной в данной работе, см. таблицу 10):

**Теоретич. расчеты по  $^{76}\text{As}$ :**  $\lambda_{1+,2-} = 1643 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1} \rightarrow P_{1+,2-} = 26\%$   
**Данный эксперимент:**  $\sum P_j = 11.99\%$

**Теоретич. расчеты по  $^{106}\text{Ag}$ :**  $\lambda_{1+} = 4635 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1} \rightarrow P_{1+} = 35\%$   
**Данный эксперимент:**  $\sum P_j = 12.36\%$

При сравнении необходимо учесть два момента. Во-первых, теоретические расчеты включают в себя ОМЗ на основное состояние дочернего ядра, которые в данном исследовании напрямую не измеряются. Во-вторых, многие из  $\gamma$ -переходов, наблюдаемых в экспериментальных спектрах, количественно не оценивались. С учетом этого можно сделать вывод, что реакция ОМЗ без испарения нейтрона идет с достаточно высокой вероятностью и противоречий с теоретическими расчетами не наблюдается. На данный момент группой из Университета в Ювяскюля ведутся теоретические расчеты по ЯМЭ для  $0\nu 2\beta$ -распада с использованием данных, полученных в настоящей диссертации. По полученным результатам планируется выпуск совместной публикации.

В таблице 17 приведены результаты сравнения полученных парциальных скоростей  $\mu$ -захвата на связанные состояния  $^{48}\text{Sc}$  с теоретическими предсказаниями.

Из таблицы видно, что часть результатов достаточно хорошо согласуется. Некоторое несогласование результатов может быть объяснено тем, что в экспериментах по мюонному захвату наблюдаются конкретные переходы, разряжающие конкретные возбужденные состояния ядра. В теоретических же расчетах производится аппроксимация на определенные мультипольности. А также это может быть связано с тем, что экспериментальные значения мультипольностей не совсем точно определены. И сравнение, в данном случае может оказаться не корректным. Уточнение расчетов ЯМЭ по  $^{48}\text{Ti}$  также ведется в настоящий момент теоретической группой из Ювяскюля.

Информация из каталога спектров  $\mu X$ -лучей важна для точной идентификации структуры фона и для правильного выбора мишеней и материалов для различных экспериментов, связанных с остановкой мюонов в веществе (а также при изучении редких материалов). Так например, в работе [78] исследуется элементный состав древних римских монет на пучке мюонов в RIKEN (Япония) и идентификация  $\mu X$ -линий в этой работе проводилась с использованием атласа мезорентгеновских спектров [4]. Кроме того, энергии

Таблица 17 — Сравнение экспериментальных значений вероятностей парциального заселения при  $\mu$ -захвате связанных состояний  $^{48}\text{Sc}$  с теоретическими расчетами, выполненными в [30].

$E_j$ [кэВ]	$J^\pi$	$P_j(\text{exp})$ %	$P_{j \text{ rel}}(\text{exp})$ %	$P_j(\text{theor})$ %
3149.9	$1^+$	0.14(8)	0.118	0.011
3056.5	$[1^+]$	0.45(24)	0.379	0.102
3026.2	(2,3)	1.175(717)	0.991	
2980.8	$1^+$	0.53(29)	0.447	0.128
2783.3	$2^+$	0.47(33)	0.397	
2729.0	$4^+, 5^+$	0.19(8)	0.160	
2670.0	$1^-, 2^-$	0.19(6)	0.160	0.080
2640.1	$1, 2^-$	1.056(328)	0.891	
2517.3	$[1^+]$	0.52(23)	0.439	0.050
2275.5	$[2^+]$	0.71(42)	0.599	0.195
2190.5	$1^+, 3^+$	0.55(32)	0.464	
1891.1	$3^-$	0.11(6)	0.093	
1401.6	$[2^-]$	1.136(707)	0.959	1.000
1142.6	$2^+$	1.185(677)	1.000	

и интенсивности мезорентгеновских линий удобны для энергетической калибровки детекторных систем. Полученные результаты могут быть использованы для определения параметров зарядового распределения в ядрах. Суммарная интенсивность мезорентгеновской  $K$ -серии дает число мюонов, точно остановившихся в мишени с определенным  $Z$ .

## 5 Заключение.

Представленная диссертационная работа посвящена исследованиям мюонного захвата с  $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{76}\text{Se}$  и  $^{nat}\text{Se}$ ,  $^{106}\text{Cd}$  и  $^{nat}\text{Cd}$ ,  $^{82}\text{Kr}$  и  $^{nat}\text{Kr}$ ,  $^{150}\text{Sm}$  мишенями, изучение которых позволяет уточнить расчетные модели ядерных матричных элементов для  $0\nu 2\beta^-/2\nu 2\beta^-$ -распадов, а также глубже понять структуру ядер. Работа выполнена с использованием данных, полученных в течение разных экспериментальных сеансов на мюонных пучках в Институте Пауля Шеррера (Швейцария, Виллиген), в которых автор принимал непосредственное участие.

С целью получения экспериментальной информации, которая требуется для точных расчетов ЯМЭ  $0\nu 2\beta$ -/ $2\nu 2\beta$ -распада, методами прецизионной ядерной спектроскопии были измерены энергетические и временные спектры излучения, сопровождающие захват отрицательных мюонов с помощью германиевых детекторов. Затем была проведена обработка этих спектров излучения в натуральных и изотопически обогащенных мишенях:  $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{76}\text{Se}$  и  $^{nat}\text{Se}$ ,  $^{106}\text{Cd}$  и  $^{nat}\text{Cd}$ ,  $^{82}\text{Kr}$  и  $^{nat}\text{Kr}$ ,  $^{150}\text{Sm}$ . При этом было идентифицировано в среднем около 300  $\gamma$ -линий в каждой из мишеней.

Основными результатами работы являются:

1. Разработана мишень, позволяющая исследовать  $\mu$ -захват на мишенях малой массы, в том числе газов при атмосферном давлении, а также измерять  $\gamma$ -спектры в низкоэнергетичной области (вплоть до 14 кэВ). С ее помощью на пучке низкоэнергетичных отрицательных мюонов на мезонной фабрике PSI (Швейцария) было проведено исследование  $\mu$ -захвата в мишенях  $^{82}\text{Kr}$  и  $^{nat}\text{Kr}$ .
2. Проанализированы временные и энергетические спектры, измеренные в  $\mu$ -захвате с  $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{76}\text{Se}$  и  $^{nat}\text{Se}$ ,  $^{106}\text{Cd}$  и  $^{nat}\text{Cd}$ ,  $^{82}\text{Kr}$  и  $^{nat}\text{Kr}$ ,  $^{150}\text{Sm}$  мишенями. На основании этого получены значения полных скоростей мюонного захвата в  $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{76}\text{Se}$  и  $^{nat}\text{Se}$ ,  $^{106}\text{Cd}$  и  $^{nat}\text{Cd}$ ,  $^{82}\text{Kr}$  и  $^{nat}\text{Kr}$ ,  $^{150}\text{Sm}$ . При этом полные скорости мюонного захвата в мишенях  $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{76}\text{Se}$ ,  $^{106}\text{Cd}$ ,  $^{150}\text{Sm}$ ,  $^{82}\text{Kr}$  и  $^{nat}\text{Kr}$  были измерены впервые, а у  $^{nat}\text{Se}$  и  $^{nat}\text{Cd}$  точность улучшена в 10 – 20 раз. Полученные времена жизни мюона и скорости  $\mu$ -захвата в первом приближении согласуются с формулой Примакова.
3. Впервые получены значения парциальных вероятностей мюонного захвата на связанные состояния  $^{48}\text{Sc}$ ,  $^{76}\text{As}$  и  $^{106}\text{Ag}$ . Полученные результаты в настоящее время используются для вычисления ЯМЭ  $0\nu 2\beta$ -распада в  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{76}\text{Ge}$  и  $^{106}\text{Cd}$ . Анализ данных по  $^{82}\text{Kr}$  находится в процессе обработки.
4. Впервые определены выходы продуктов реакции ( $\mu^-$ ,  $\nu$  *xn* *yp*) с мишенями  $^{76}\text{Se}$  и  $^{150}\text{Sm}$ .
5. Впервые, на основе измеренных мезорентгеновских спектров излучения, создан интерактивный атлас для 75 элементов. Каталог размещен на сайте ОИЯИ [4] и находится в открытом доступе.

Результаты, полученные в диссертационной работе, были доложены на различных научных конференциях по ядерной спектроскопии и расчетам ядерных матричных элементов, а также на общелабораторных семинарах и ученом совете ОИЯИ.

Автор выражает искреннюю благодарность своему научному руководителю доктору физико-математических наук Вячеславу Георгиевичу Егорову за его неоценимую помощь и чуткое руководство при написании данной диссертационной работы, и начальнику научно-экспериментального отдела ядерной спектроскопии и радиохимии доктору физико-математических наук Виктору Борисовичу Бруданину за выбор поставленных задач, их конструктивное обсуждение, помощь и поддержку в работе и обсуждении задач.

Отдельную благодарность автор выражает своим старшим коллегам, соавторам и друзьям Кириллу Яковлевичу Громову, Валерию Ивановичу Фоминых, Игорю Алексеевичу Ютландову, Анвару Хидоятовичу Иноятову, Олегу Ивановичу Кочетову, Юрию Борисовичу Гурову, Марку Ширченко, Юрию Шитову и Роману Васильеву, за совместную работу, переданные знания и плодотворные обсуждения во время решения поставленных задач. Автор признателен иностранным коллегам Шанталь Бриансон, Йони Сухонену и Клоду Петитжану за предоставленную возможность и условия для проведения исследований мюонного захвата на мезонной фабрике в PSI и консультации по теоретическим вопросам физики. Также автор благодарен Льву Перевощикову за его советы и помощь в создании и непосредственной организации доступа атласа мезорентгеновских спектров излучения в сети интернет. Автор благодарен своим коллегам из лаборатории теоретической и информационной физики Николаю Арсеньеву, Владимиру Александровичу Кузьмину, Георгию Голованову и Александру Верхееву за обсуждения и помощь в работе.

Автор искренне признателен своим коллегам и друзьям, а именно Надежде Румянцевой, Марии Фоминой, Егору Шевчику, Константину Гусеву, Игорю Житникову, Сергею Яковенко, Вячеславу Белову, Сергею Казарцеву, Дмитрию Медведеву и Алексею Кузнецову за их терпение, помощь и моральную поддержку на всех этапах проделанной работы. А также автор выражает благодарность секретарю научно-экспериментального отдела ядерной спектроскопии и радиохимии Татьяне Анатольевне Морозовой и коллегам по отделу Сергею и Ирине Розовым за помощь в организации и правильном

оформлении данной диссертации, в соответствии с необходимыми требованиями.

Автор глубоко благодарен своей семье, родным и близким друзьям за всестороннюю поддержку, терпение, мотивацию и предоставленную возможность работать над диссертацией.

## Литература

1. *Hans Volker Klapdor-Kleingrothaus Andreas Staudt*. Non-accelerator particle physics / Ed. by Institute of Physics Pub. — 1 edition. — Bristol and Philadelphia, 1995. — Vol. 1.
2. *Suhonen Jouni, Civitarese Osvaldo*. Weak-interaction and nuclear-structure aspects of nuclear double beta decay // *Physics Reports*. — 1998. — Vol. 300, no. 3. — Pp. 123 – 214.
3. New results for two neutrino double beta decay with large particle-particle two-body proton neutron interaction / A. A. Raduta, O. Haug, F. Simkovic, Amand Faessler // *J. Phys.* — 2001. — Vol. G27. — Pp. 2429–2454.
4. *Briançon Ch., Brudanin V., Egorov V. et al.* Mesoroentgen Spectra Catalogue. — <http://muxrays.jinr.ru>. — 2016.
5. Ordinary muon capture studies for the matrix elements in  $\beta\beta$  decay / D. Zinatulina, V. Brudanin, V. Egorov et al. // *Phys. Rev. C*. — 2019. — Feb. — Vol. 99. — P. 024327.
6.  $\mu\text{CR}42\beta$ : Muon capture rates for double-beta decay / V. G. Egorov, V. B. Brudanin, K. Ya. Gromov et al. // *Czechoslovak Journal of Physics*. — 2006. — May. — Vol. 56, no. 5. — Pp. 453–457.
7. Ordinary muon capture (OMC) studies by means of  $\gamma$ -spectroscopy / D. Zinatulina, V. Brudanin, V. Egorov et al. // *AIP Conf. Proc.* — 2017. — Vol. 1894, no. 1. — P. 020028.
8. Muon capture in Ti, Se, Kr, Cd and Sm / D. Zinatulina, K. Gromov, V. Brudanin et al. // *AIP Conf. Proc.* — 2007. — Vol. 942. — Pp. 91–95.
9. OMC studies for the matrix elements in  $\beta\beta$  decay / D. Zinatulina, V. Brudanin, Ch. Briançon et al. // *AIP Conf. Proc.* — 2013. — Vol. 1572. — Pp. 122–125.
10. Muon capture rates in Se and Cd isotopes / D. R. Zinatulina, K. Ya. Gromov, V. B. Brudanin et al. // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. — 2008. — Jun. — Vol. 72, no. 6. — Pp. 737–743.

11. Negative-muon capture in  $^{150}\text{Sm}$  / D. R. Zinatulina, Ch. Briançon, V. B. Brudanin et al. // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. — 2010. — Jun. — Vol. 74, no. 6. — Pp. 825–828.
12. Electronic catalogue of muonic X-rays / D. Zinatulina, Ch. Briançon, V. Brudanin et al. // *EPJ Web Conf.* — 2018. — Vol. 177. — P. 03006.
13. *Зинатулина Д.Р.* Электронный каталог мезорентгеновских спектров излучения // *Ядерная Физика*. — 2019. — Vol. 82, no. 3. — Pp. 1–7.
14. *Goerpert-Mayer M.* Double Beta-Disintegration // *Phys. Rev.* — 1935. — Sep. — Vol. 48. — Pp. 512–516.
15. *Inghram Mark G., Reynolds John H.* On the Double Beta-Process // *Phys. Rev.* — 1949. — Oct. — Vol. 76. — Pp. 1265–1266.
16. *Arnold R. et al.* Observation of two neutrino double beta decay of Cd-116 with the tracking detector NEMO-2 // *JETP Lett.* — 1995. — Vol. 61. — Pp. 170–174. — [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.61,168(1995)].
17. Double beta decay of  $^{96}\text{Zr}$  / R. Arnold, C. Augier, J. Baker et al. // *Nuclear Physics A*. — 1999. — Vol. 658, no. 4. — Pp. 299 – 312.
18. Experimental evidence for the double-beta decay of Te-130 / T. Kirsten, O. A. Schaeffer, E. Norton, R. W. Stoenner // *Phys. Rev. Lett.* — 1968. — Vol. 20. — Pp. 1300–1303.
19. Double beta processes in Mo-92 / M. Aunola, J. Suhonen, A. S. Barabash et al. // *JETP Lett.* — 1995. — Vol. 62. — Pp. 706–709. — [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.62,690(1995)].
20. *Barabash A. S.* Average (recommended) half life values for two neutrino double beta decay // *Czech. J. Phys.* — 2002. — Vol. 52. — Pp. 567–573.
21. Measurement of double beta decay of  $^{100}\text{Mo}$  to excited states in the NEMO 3 experiment / R. Arnold, C. Augier, J. Baker et al. // *Nuclear Physics A*. — 2007. — Vol. 781, no. 1. — Pp. 209 – 226.

22. Improved Limit on Neutrinoless Double- $\beta$  Decay of  $^{76}\text{Ge}$  from GERDA Phase II / M. Agostini, A. M. Bakalyarov, M. Balata et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — Mar. — Vol. 120. — P. 132503.
23. Search for Neutrinoless Double- $\beta$  Decay in  $^{76}\text{Ge}$  with the Majorana Demonstrator / C. E. Aalseth, N. Abgrall, E. Aguayo et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — Mar. — Vol. 120. — P. 132502.
24. First Results from CUORE: A Search for Lepton Number Violation via  $0\nu\beta\beta$  Decay of  $^{130}\text{Te}$  / C. Alduino, F. Alessandria, K. Alfonso et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — Mar. — Vol. 120. — P. 132501.
25. Search for Neutrinoless Double-Beta Decay with the Upgraded EXO-200 Detector / J. B. Albert, G. Anton, I. Badhrees et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — Feb. — Vol. 120. — P. 072701.
26. Search for Majorana Neutrinos Near the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen / A. Gando, Y. Gando, T. Hachiya et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2016. — Aug. — Vol. 117. — P. 082503.
27. Probing new physics models of neutrinoless double beta decay with SuperNEMO / R. Arnold, C. Augier, J. Baker et al. // *The European Physical Journal C.* — 2010. — Dec. — Vol. 70, no. 4. — Pp. 927–943.
28. Search for double beta decay of  $^{106}\text{Cd}$  in the TGV-2 experiment / N.I. Rukhadze, V. B. Brudanin, V. G. Egorov et al. // *Journal of Physics: Conference Series.* — 2016. — may. — Vol. 718. — P. 062049.
29. *Lederer C. Michael, Shirley Virginia S. et al.* Table of Isotopes. — 7 edition. — Lawrence Berkeley Laboratory, University of California, Berkley, 1978.
30. *Kortelainen M., Suhonen J.* Nuclear muon capture as a powerful probe of double-beta decays in light nuclei // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* — 2004. — Vol. 30. — P. 2003.
31. *Barea J., Kotila J., Iachello F.*  $0\nu\beta\beta$  and  $2\nu\beta\beta$  nuclear matrix elements in the interacting boson model with isospin restoration // *Phys. Rev. C.* — 2015. — Mar. — Vol. 91. — P. 034304.

32. *Ejiri Hiroyasu*. Nuclear Matrix Element for Two Neutrino Double Beta Decay From  $^{136}\text{Xe}$  // *J. Phys. Soc. Jpn.* — 2012. — Vol. 81. — P. 033201.
33. *Ejiri Hiroyasu*. Double Beta Decays and Neutrino Masses // *J. Phys. Soc. Jpn.* — 2005. — Vol. 74. — Pp. 2101–2127.
34. *Engel J., Menéndez J.* Status and future of nuclear matrix elements for neutrinoless double-beta decay: a review. // *Rep. Prog. Phys.* — 2017. — Vol. 80. — P. 046301.
35. *Suhonen J.* Nuclear matrix elements of  $\beta\beta$  decay from  $\beta$ -decay data // *Physics Letters B.* — 2005. — Vol. 607, no. 1. — Pp. 87 – 95.
36. The  $(^3\text{He},t)$  reaction on  $^{76}\text{Ge}$ , and the double- $\beta$ -decay matrix element / J. H. Thies, D. Frekers, T. Adachi et al. // *Phys. Rev. C.* — 2012. — Jul. — Vol. 86. — P. 014304.
37. The  $(d,^2\text{He})$  reaction on  $^{76}\text{Se}$  and the double- $\beta$ -decay matrix elements for  $A = 76$  / E.-W. Grewe, C. Bäumer, H. Dohmann et al. // *Phys. Rev. C.* — 2008. — Oct. — Vol. 78. — P. 044301.
38. Neutrinoless  $\beta\beta$  nuclear matrix elements using isovector spin-dipole  $J^\pi = 2^-$  data / L. Jokiniemi, H. Ejiri, D. Frekers, J. Suhonen // *Phys. Rev. C.* — 2018. — Aug. — Vol. 98. — P. 024608.
39. *Kortelainen M., Suhonen J.* Ordinary muon capture as a probe of virtual transitions of  $\beta\beta$  decay // *Europhys. Lett.* — 2002. — Vol. 58, no. 5. — P. 666.
40. *Doi M., Kotani T., Takasugi E.* Double Beta Decay and Majorana Neutrino // *Prog. Theor. Phys. Suppl.* — 1985. — Vol. 83. — P. 1.
41. Charge-exchange reactions on double- $\beta$  decaying nuclei populating  $J^\pi = 2^-$  states / D. Frekers, M. Alanssari, H. Ejiri et al. // *Phys. Rev. C.* — 2017. — Mar. — Vol. 95. — P. 034619.
42. *Jiao C. F., Engel J., Holt J. D.* Neutrinoless double- $\beta$  decay matrix elements in large shell-model spaces with the generator-coordinate method // *Phys. Rev. C.* — 2017. — Nov. — Vol. 96. — P. 054310.

43. Disassembling the nuclear matrix elements of the neutrinoless  $\beta\beta$  decay / J. Menéndez, A. Poves, E. Caurier, F. Nowacki // *Nuclear Physics A*. — 2009. — Vol. 818, no. 3. — Pp. 139 – 151.
44. *Sen'kov R. A., Horoi M.* Shell-model calculation of neutrinoless double- $\beta$  decay of  $^{76}\text{Ge}$  // *Phys. Rev. C*. — 2016. — Apr. — Vol. 93. — P. 044334.
45. *Suhonen Jouni.* Impact of the quenching of  $g_A$  on the sensitivity of  $0\nu\beta\beta$  experiments // *Phys. Rev. C*. — 2017. — Nov. — Vol. 96. — P. 055501.
46. *Suhonen J.* Nuclear Matrix Elements for double beta-decay: : Finland, 2018. — July.
47. *Briancon Ch., Brudanin V., Deutsch J. et al.* PSI experiment R-02-02. — 2002.
48. *National Nuclear Data Center and Brookhaven National Laboratory.* — <http://www.nndc.bnl.gov>. — 2007.
49. *Евсеев В.С. Мамедов Т.Н. и Роганов В.С.* Отрицательные мюоны в веществе. — 1 изд. — М.:Энергоатомиздат, 1985. — Т. 1.
50. *Balashov V.V. and Korenman G.Ya. and Eramjyan R.A.* Absorption of mesons by atomic nuclei. — 1 изд. — Atomizdat: Moscow, 1978. — Т. 1.
51. *Primakoff H.* Theory of Muon Capture // *Rev. Mod. Phys.* — 1959. — Vol. 31. — P. 802.
52. *Ford Kenneth W., Wills John G.* Calculated properties of  $\mu$ -mesonic atoms // *Nuclear Physics*. — 1962. — Vol. 35. — Pp. 295 – 302.
53. *Suzuki T., Measday D. F., Roalsvig J. P.* Total nuclear capture rates for negative muons // *Phys. Rev. C*. — 1987. — Jun. — Vol. 35. — Pp. 2212–2224.
54. *Kolbe E., Langanke K., Rissanger K.* // *Eur. Phys. J.* — 2001. — Vol. A11. — P. 39.
55. *Huff R.W.* Decay rate of bound muons // *Ann. Phys.* — 1961. — Vol. 16. — P. 288.

56. Coceva C, Brusegan A, van der Vorst C. Gamma intensity standard from thermal neutron capture in  $^{35}\text{Cl}$  // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 1996. — Vol. 378, no. 3. — Pp. 511 – 514.
57. Measday D. F. The nuclear physics of muon capture // *Physics Reports*. — 2001. — Vol. 354. — Pp. 243 – 409.
58. Measurement of the muonic x-ray cascade in Mg, Al, In, Ho, and Au / F. J. Hartmann, R. Bergmann, H. Daniel et al. // *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*. — 1982. — Sep. — Vol. 305, no. 3. — Pp. 189–204.
59. Measday David F., Stocki Trevor J., Tam Heywood.  $\gamma$  rays from muon capture in I, Au, and Bi // *Phys. Rev. C*. — 2007. — Apr. — Vol. 75. — P. 045501.
60. Close D. A., Malanify J. J., Davidson J. P. Nuclear charge distributions deduced from the muonic atoms of  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ , and  $^{239}\text{Pu}$  // *Phys. Rev. C*. — 1978. — Apr. — Vol. 17. — Pp. 1433–1455.
61. Шпольский Э.В. Атомная физика. Введение в атомную физику. / Под ред. Физматлит. — 6 изд. — М.:Наука, 1974. — Т. 1.
62. The resonance process and the intensity anomaly in muonic i-127 / Won-Yong Lee, S. Bernow, M. Y. Chen et al. // *Nucl. Phys.* — 1971. — Vol. A167. — Pp. 652–666.
63. Precision measurement of the  $^{29}\text{Si}$ ,  $^{33}\text{S}$ , and  $^{36}\text{Cl}$  binding energies / M. S. Dewey, E. G. Kessler Jr., R. D. Deslattes et al. // *Phys. Rev. C*. — 2006. — Apr. — Vol. 73. — P. 044303.
64. Nuclear Ground State Charge Radii from Electromagnetic Interactions / G. Fricke, C. Bernhardt, K. Heilig et al. // *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. — 1995. — Vol. 60, no. 2. — Pp. 177 – 285.
65. The muon capture rate of  $^{48}\text{Ca}$  / H. O. U. Fynbo, V. Egorov, V. Brudanin et al. // *Nucl. Phys.* — 2003. — Vol. A724. — Pp. 493–501.
66. Measurement of partial muon capture rates in  $1s-0d$  shell nuclei / T. P. Goringe, D. S. Armstrong, S. Arole et al. // *Phys. Rev. C*. — 1999. — Oct. — Vol. 60. — P. 055501.

67. *Siegbahn Kai*. Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy.
68. Review of Particle Physics / J. Beringer, J. F. Arguin, R. M. Barnett et al. // *Phys. Rev. D*. — 2012. — Jul. — Vol. 86. — P. 010001.
69. *Hudson D. J.* Lectures on elementary statistics and probability. — Dubna: JINR, 1963.
70. *Leo William R.* Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach; 2nd ed. — Berlin: Springer, 1994.
71. The Ame2012 atomic mass evaluation / M. Wang, G. Audi, A.H. Wapstra et al. // *Chinese Physics C*. — 2012. — Vol. 36, no. 12. — P. 1603.
72. *Hashim I.H., Ejiri H. et al.* Proposal to WSS-MuSIC beamtime. — 2016.
73. *Sens J. C.* Capture of Negative Muons by Nuclei // *Phys. Rev.* — 1959. — Jan. — Vol. 113. — Pp. 679–687.
74. Muon capture rates in complex nuclei / M. Eckhause, R.T. Siegel, R.E. Welsh, T.A. Filippas // *Nuclear Physics*. — 1966. — Vol. 81, no. 3. — Pp. 575 – 584.
75. Measurements of Negative-Muon Lifetimes in Light Isotopes / M. Eckhause, T. A. Filippas, R. B. Sutton, R. E. Welsh // *Phys. Rev.* — 1963. — Oct. — Vol. 132. — Pp. 422–425.
76. *Ford Kenneth W., Wills John G.* Calculated properties of  $\mu$ -mesonic atoms // *Nuclear Physics*. — 1962. — Vol. 35. — Pp. 295 – 302.
77. *Kortelainen M., Suhonen J.* // *Nucl. Phys. A*. — 2003. — Vol. 713. — P. 501.
78. Using Negative Muons as a Probe for Depth Profiling Silver Roman Coinage / Bethany Hampshire, Kevin Butcher, Katsu Ishida et al. // *Heritage*. — 2019. — 01. — Vol. 2. — Pp. 400–407.