

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ
БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»
(СПбГУ)

Кафедра ядерно-физических методов исследования
Направление "Физика"



**Сравнительная характеристика методов
получения нейтроноизбыточных нуклидов**

Выпускная квалификационная работа студентки бакалавриата

Безродновой Олеси Игоревны

Научный руководитель:

д. ф.-м. н., проф. **Новиков Ю.Н.**

Рецензент:

к. ф.-м. н., снс. **Попов А.В.**

Санкт-Петербург
2018

Содержание

1	Введение	3
1.1	Экзотические нейтроноизбыточные нуклиды	3
1.2	r-процесс	4
2	Методы искусственного синтеза экзотических ядер	7
2.1	Деление ядер тепловыми нейтронами	7
2.2	Расчет выхода продуктов деления на примере установки TRIGA	9
2.3	Расчет выхода продуктов деления на реакторе РИК	10
2.4	Деление урана протонами	12
2.5	Другие методы получения нейтроноизбыточных экзотических ядер	14
2.6	Метод Фурье-преобразования для измерения масс экзотических нуклидов	18
3	Заключение	21
4	Благодарности	22

1 Введение

1.1 Экзотические нейтроноизбыточные нуклиды

В настоящей работе будут сравниваться методы получения экзотических нейтроноизбыточных нуклидов, участвующих в астрофизических процессах, рассматриваться действующие и планирующиеся установки, на которых можно реализовывать данные методы.

Рассмотрим N-Z диаграмму, то есть диаграмму, на которой по оси абсцисс отложено число нейтронов, по оси ординат - протонов.

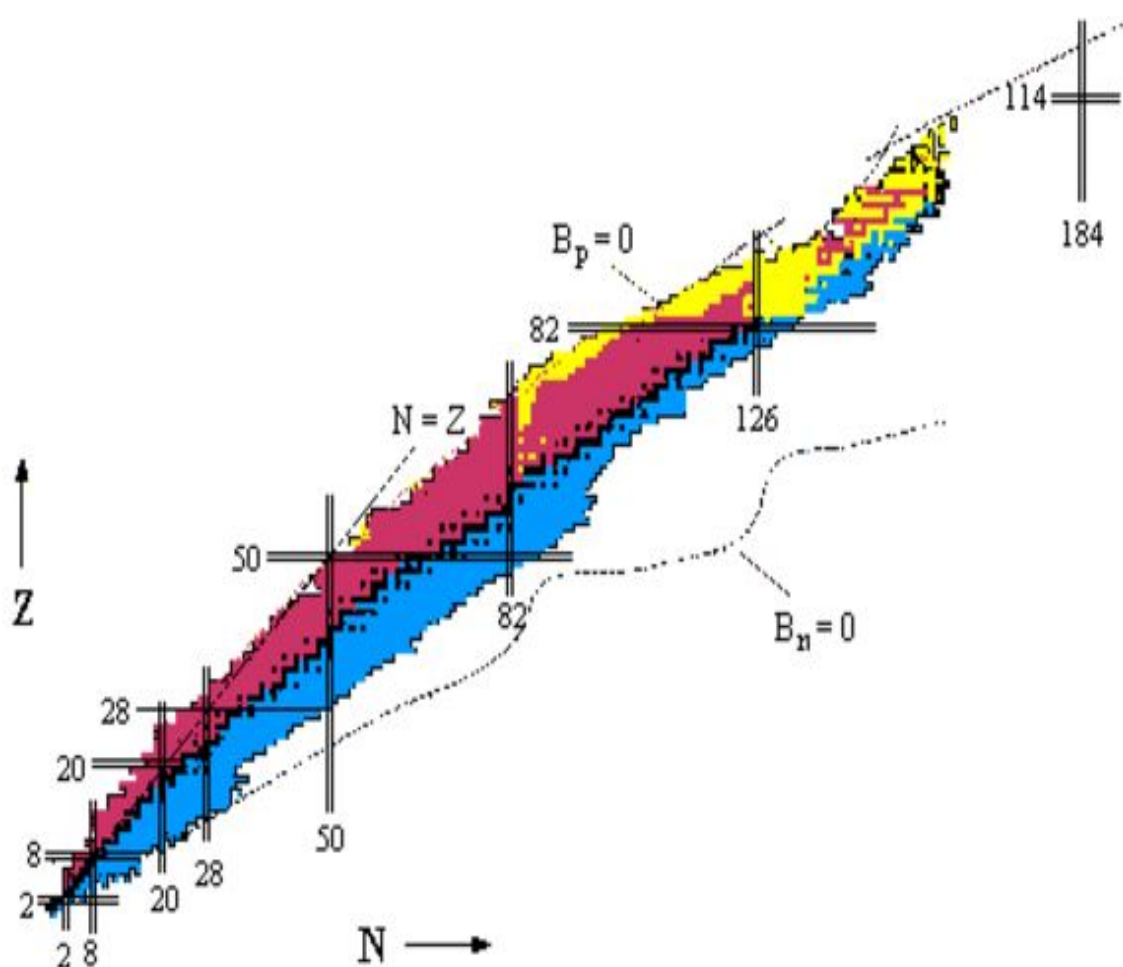


Рис. 1: Карта нуклидов [1]

Легкие стабильные ядра ($A < 40$) имеют приблизительно равные числа нейтронов и протонов. В области более тяжелых ядер отношение числа нейтронов к числу протонов начинает возрастать и достигает величины 1.6 в районе $A=250$. Увеличение связано с тем, что кулоновское отталкивание протонов с ростом A увеличивается и для его компенсации необходимо увеличение числа нейтронов. С левой стороны от стабильных ядер находятся ядра, перегруженные протонами (протоноизбыточные ядра), справа - ядра,

перегруженные нейтронами (нейтроноизбыточные ядра). Ядра, сильно перегруженные нейтронами или протонами, называют экзотическими ядрами.

Получение и изучение свойств таких ядер, удаленных от линии стабильности, является интенсивно развивающимся научным направлением, в котором задействованы такие центры, как лаборатория ядерных реакций имени Г.Н.Флерова ОИЯИ, RIKEN (Япония), GANIL (Франция), GSI (Германия), TRIUMF (Канада), MSU и ANL в США, JYFL (Финляндия)[2]. Интерес к этой области связан, в первую очередь, с получением информации о свойствах микромира и возможности моделирования различных процессов, происходящих во Вселенной. Исследование нейтронно-избыточных нуклидов, о которых пойдет речь в данной работе, необходимо для установления границ нейтронной стабильности (ведь согласно капельной модели остается еще около нескольких тысяч неизвестных ядер на карте изотопов), а так же для исследования астрофизических процессов, таких, как r-процесс.

1.2 r-процесс

r-процесс - это процесс быстрого захвата нейтронов (англ. rapid), который реализуется в звездных условиях и характеризуется высокими температурами и большими потоками нейтронов. Традиционно его связывают со вспышками новых и сверхновых, с эволюцией очень массивных объектов ($\sim 10^5$ солнечных масс). Этот процесс отвечает за возникновение около половины нейтронно-избыточных атомных ядер тяжелее железа.[3]

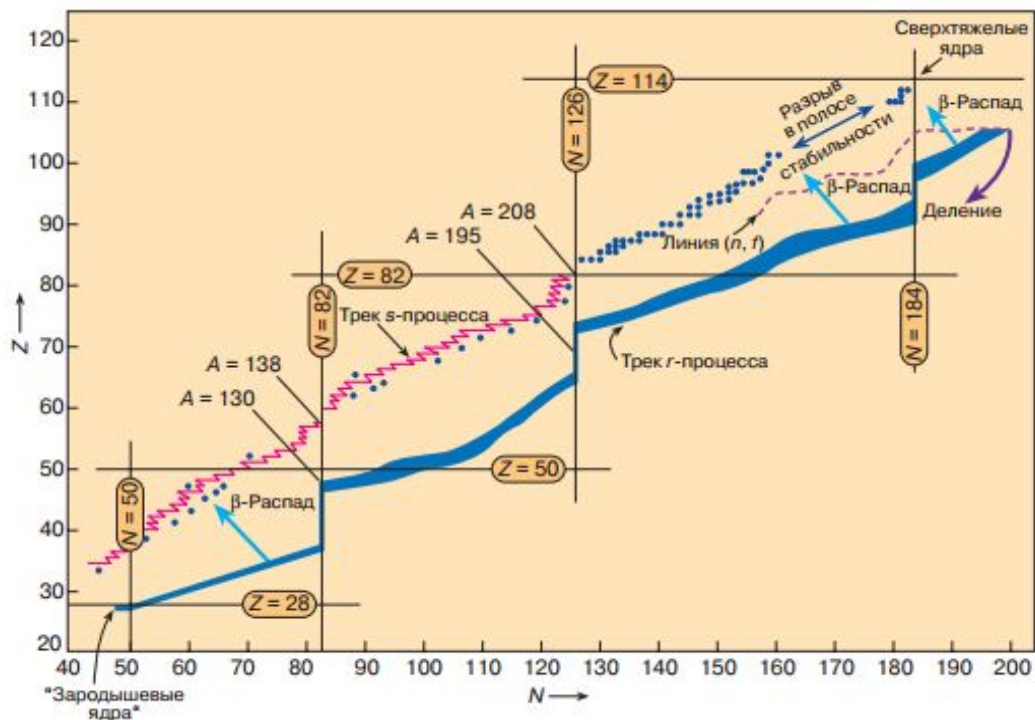


Рис. 2: Путь r-процесса на карте нуклидов [4]

На рисунке 2 указан трек r -процесса и s -процесса (s -процесс - процесс медленного захвата нейтронов, который осуществляется, предположительно, в красных гигантах и трек которого расположен ближе к линии стабильности). Видим, что на данной диаграмме для определенных значений N (50, 82, 126, 184), в треке r -процесса наблюдается скачок. Чтобы его объяснить, рассмотрим распространенность химических элементов как функцию массового числа A (Рис.3).



Рис. 3: Распространенность химических элементов относительно Si в зависимости от массового числа (выбраны такие единицы, в которых распространенность Si равна 10^6) [5]

Видим, что на этой схеме при тех же значениях A , соответствующих значениям у никлидов "скачка" наблюдаются пики распространенности элементов. Само наличие скачка объясняется тем, что согласно современным моделям атомные ядра имеют оболочечную структуру. Причем ядра с полностью заполненными протонными и/или нейтронными оболочками более стабильны, чем ядра с другим количеством нейтронов или протонов. Количество нейтронов или протонов в полностью заполненных оболочках называются магическими числами — это 2, 8, 20, 28, 50, 82. Для нейтронной оболочки, как мы уже наблюдали, появляется еще число 126. Если число нейтронов N или число протонов Z равно одному из магических чисел, ядро называется магическим.

Если мы будем добавлять к ядру нейтроны и достигнем значения магического числа, скажем, 82, это будет значить, что заполнилась нейтронная оболочка, энергия связи нейтрона после заполнения оболочки становится меньше, и обратная (γ - n) реакция становится очень сильной, останавливая захват

нейтронов. [6] Поэтому на треке r- процесса наблюдаются скачки, соответствующие магическим числам: ядро, формируя нейтронную оболочку, двигается на карте нуклидов вверх, пока снова не сможет захватывать нейтроны.

Главное условие r-процесса - скорость захвата нейтронов должна быть больше скорости β -распада. Основной механизм захвата нейтронов - реакция (n, γ) . Захват нейтронов происходит до тех пор, пока скорость реакции (n, γ) не станет меньше скорости распада изотопа. Образующееся ядро распадается затем в результате β -распада и вновь начинается последовательный захват нейтронов. Для развития r-процесса нуклеосинтеза необходимо наличие стартовых (зародышевых) ядер, которые внедрены в очень плотную и горячую, богатую нейтронами среду ($T > 10^9$ К, $n_n \geq 10^{19}$ см $^{-3}$). Эти условия могут быть реализованы в различных астрофизических процессах, которые характеризуются, скорее всего, взрывными процессами. Среди них наиболее детально исследованы взрывы сверхновых. [7]

Стадия сверхновой в эволюции массивной звезды наступает тогда, когда завершаются реакции термоядерного синтеза и в центре звезды образуются ядра группы железа. После образования ядер железа ядерный разогрев сердцевины звезды останавливается (ядерное топливо полностью исчерпано) и ядро звезды начинает сжиматься под действием сил гравитации. Распространяющаяся ударная волна в сверхновой инициирует интенсивное протекание ядерных реакций с выделением нейтронов. Окончание r-процесса связывают с делением ядер нейтронами, а если поток нуклидов в r-процессе достигает области сверхтяжелых, то их спонтанным делением, поскольку для ядер с большим массовым числом спонтанное деление будет происходить быстрее, чем бета-распад. При этом продукты деления сверхтяжелых ядер вновь становятся зародышевыми ядрами для дальнейшего протекания r-процесса. Согласно расчетам, трек r-процесса может доходить до ядер, содержащих 184 нейтрона. [4] Начальными зародышевыми ядрами в r-процессе являются, так же как и для s-процесса, ядра группы железа. Поэтому на кривой распространенности ядер имеются двойные пики вблизи атомных масс 90, 135 и 200, которые коррелируют с магическими числами нейтронов соответственно 50, 82 и 126. Это является отражением того факта, что трек r-процесса проходит в нейтроноизбыточной области далеко от полосы стабильности (примерно на 10 нейтронов), в то время как трек s-процесса идет по полосе стабильности.

Для процесса быстрого захвата нейтронов плотности распределения нейтроноизбыточных изотопов с числом нейтронов N и $N + 1$ выражаются формулой (1) (формулой Саха):

$$\lg \frac{n(Z, N + 1)}{n(Z, N)} = \lg n_n - 34.07 - \frac{3}{2} \lg T_9 + \frac{5.04}{T_9} S_n \quad (1)$$

Здесь $n(Z, N)$ - плотность ядер с Z протонами и N нейтронами, n_n - плотность нейтронов, T_9 - температура в 10^9 К, S_n - энергия отделения (связи) нейтрона в МэВ. Отсюда видно, что знание истинного "нуклидного пути" (т.е. знание

масс экзотических нейтронно-избыточных нуклидов) γ -процесса важно для определения параметров, характеризующих взрыв звезды, а именно температуры процесса и плотности нейтронного потока. [8]

Быстрый захват нейтронов был частично реализован в искусственных условиях при взрывах ядерных бомб, начиненных ураном ^{238}U . При взрыве не все ядра успевали делиться с выделением энергии, часть их захватывала до 17 нейтронов: $^{238}\text{U} + 17\text{n} \rightarrow ^{255}\text{U}$ и затем следовала цепочка бета распадов с образованием трансурановых элементов вплоть до фермия. [4]

2 Методы искусственного синтеза экзотических ядер

Для получения определенных нейтроноизбыточных изотопов важно правильно подобрать реакцию, которая бы имела наибольший выход интересующих продуктов. В настоящей работе будут сравниваться реакции деления ядер тепловыми нейтронами, протонами, дейтронами (ядрами изотопа водорода - дейтерия - с массовым числом $A=2$). Рассмотренные нейтроноизбыточные нуклиды - продукты деления, рассмотренный диапазон γ -процесса - от ^{70}Fe до ^{152}Ce .

2.1 Деление ядер тепловыми нейтронами

Тяжелое ядро бомбардируется потоком тепловых нейтронов (энергий ~ 0.025 eV). Поглотив нейтрон, ядро делится на два (иногда три) осколка, массы которых не равны.

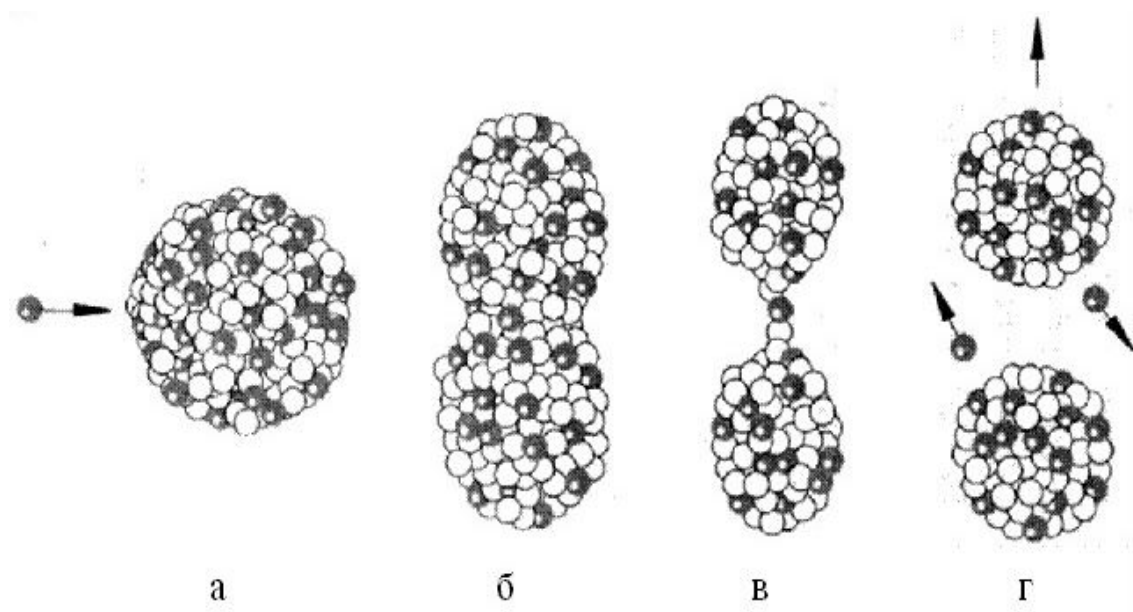
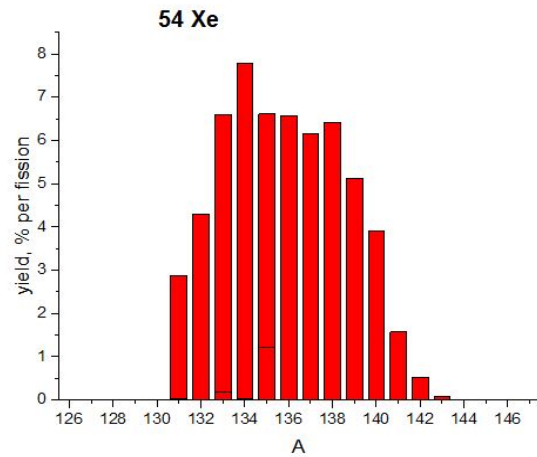
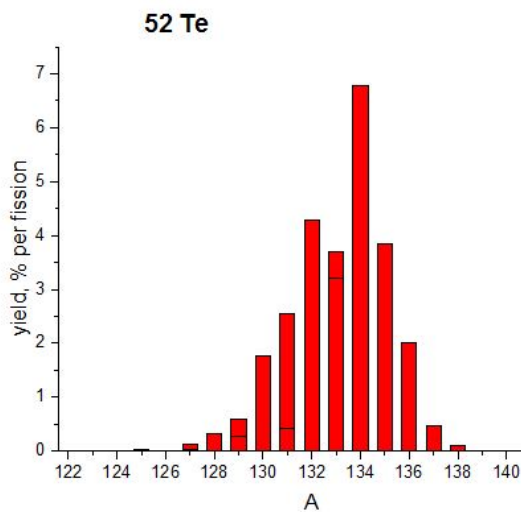
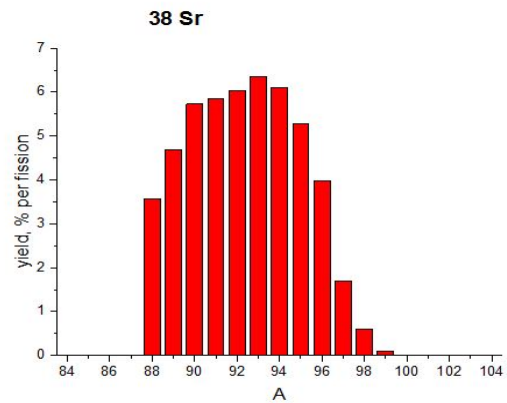
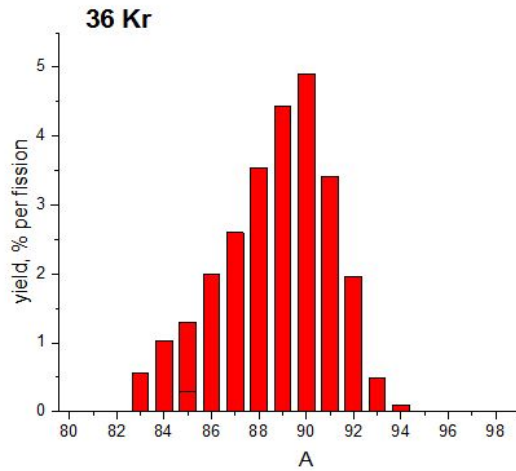


Рис. 4: Захват ядром $^{235}_{92}\text{U}$ нейтрона

Объяснить эту реакцию деления можно основываясь на капельной модели ядра. В этой модели ядро рассматривается как капля электрически заряженной несжимаемой жидкости. Кроме ядерных (сильных) сил, действующих между всеми нуклонами ядра, протоны испытывают дополнительное электростатическое отталкивание, вследствие которого они располагаются на периферии ядра. В невозбужденном состоянии силы электростатического отталкивания скомпенсированы поверхностным натяжением, поэтому ядро имеет сферическую форму.

После захвата ядром ${}_{92}^{235}\text{U}$ нейтрона образуется промежуточное ядро ${}_{92}^{236}\text{U}$ (Рис. 4), которое находится в возбужденном состоянии. При этом энергия нейтрона равномерно распределяется между всеми нуклонами, а само промежуточное ядро деформируется и начинает колебаться. Если возбуждение невелико, то ядро, освобождаясь от излишка энергии путем испускания гамма-кванта или нейтрона, возвращается в устойчивое состояние. Если же энергия возбуждения достаточно велика, то деформация ядра при колебаниях может быть настолько большой, что в нем образуется перетяжка, аналогичная перетяжке между двумя частями раздваивающейся капли жидкости. Ядерные силы, действующие в узкой перетяжке, уже не могут противостоять значительной кулоновской силе отталкивания частей ядра. Перетяжка разрывается, и ядро распадается на два осколка которые разлетаются в противоположные стороны.

Для расшифровки спектра, полученного в результате деления ядер, необходимо знать сечения выхода изотопов различных элементов (которые определяют, с какой вероятностью мы получим тот или иной осколок при взаимодействии нейтрона с мишенью ${}_{92}^{235}\text{U}$). На основе табличных данных были построены диаграммы, иллюстрирующие зависимость выхода продукта реакции от его массового числа, ниже приведены некоторые из них. На диаграммах по оси ординат отложены выходы (yields) в процентах, чтобы перевести их во внесистемные единицы - барны, нужно домножить значения на величину сечения деления ${}_{92}^{235}\text{U}$ тепловыми нейтронами, которое составляет 580 барн. Эти данные оказались востребованы в исследованиях гамма-спектров продуктов реакции деления урана тепловыми нейтронами исследовательского реактора TRIGA в г. Майнц (Германия). Такие исследования проводятся нашей группой и вошли в магистерскую диссертацию Д. Симоновского.[9]



Методом деления ${}_{92}^{235}\text{U}$ тепловыми нейтронами экзотические нейтронно-избыточные ядра получают на установке TRIGA (Германия).

2.2 Расчет выхода продуктов деления на примере установки TRIGA

Число взаимодействий, происходящих в мишени, определяется выражением $N = N_0 * \sigma * n$, где N_0 - число частиц, упавших на единичную площадь мишени. На этой площади находится n ядер. σ - полное сечение. При этом, зная толщину и плотность вещества мишени, можно рассчитать n - количество ядер на единице площади: $n = \frac{\rho * d * N_A}{A}$. Здесь ρ - плотность вещества мишени, d - толщина мишени, N_A - число Авогадро, A - массовое число.

Ниже приведены параметры, которые были использованы, для расчета выходов реакции на установке TRIGA: Поток нейтронов $N_0 = 1.05 * 10^{11}$ Полное сечение $\sigma = 586 * 10^{-24}$ см² Масса мишени ${}^{235}\text{U}$ $M = 1259 \mu\text{g}$. Таблицы выходов продуктов деления (fission yields) для ${}^{235}\text{U}$ были взяты с сайта <https://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm>. (Target U-235, Reaction N,ind_FY).

Перемножая данные для отдельных изотопов и вычисленное значение количества взаимодействий N , получим интересующий нас выход нуклидов. Вычисления производились в программе Wolfram Mathematica. На основе полученных данных в этой же программе была построена таблица нуклидов, с указанием выходов продуктов деления (Рис. 5). Нижний порог для помещения в таблице нуклида был выбран равным $10^{-3}(1/c)$.

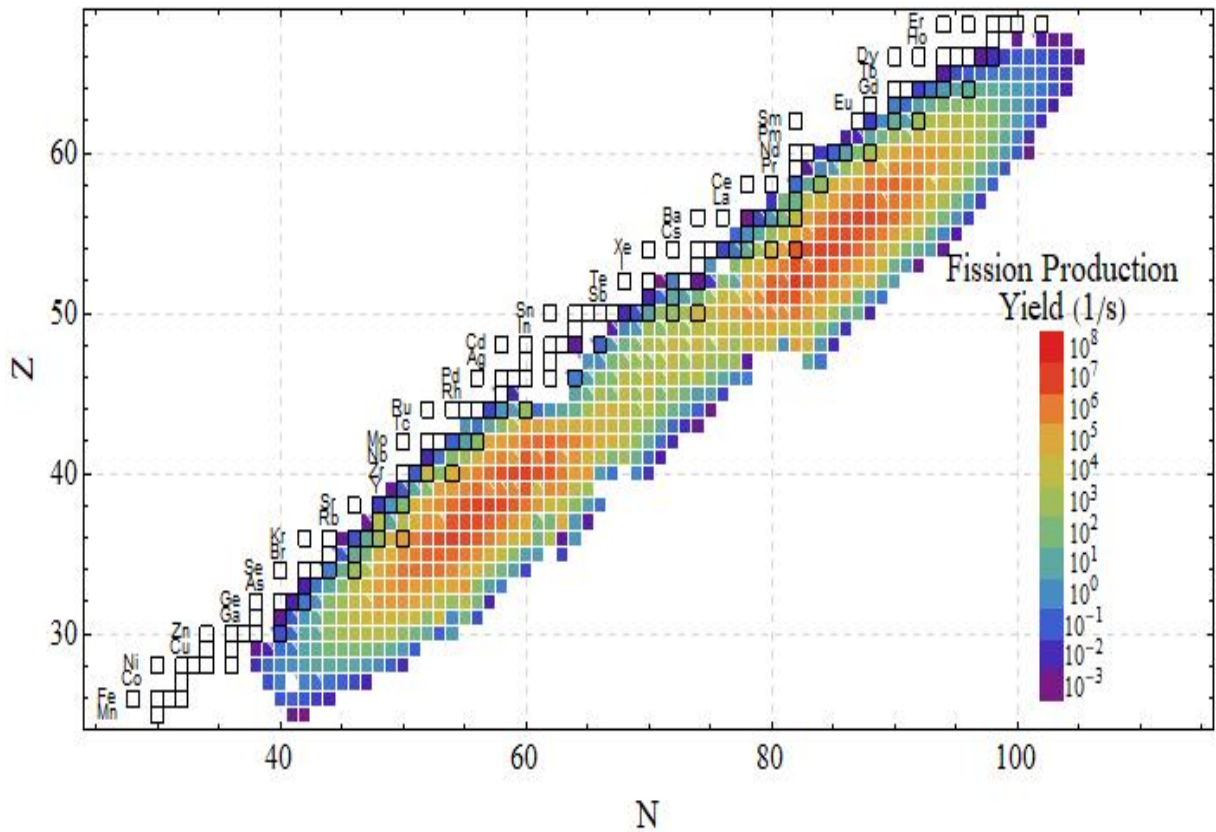


Рис. 5: Выходы продуктов деления урана на установке TRIGA (Германия)

2.3 Расчет выхода продуктов деления на реакторе ПИК

Сочетание высокопоточного реактора и современных методов работы с ионными ловушками могут дать уникальную возможность для изучения экзотических ядер на реакторе ПИК (Гатчина)[10]. Условия эксперимента схожи с экспериментом на реакторе TRIGA в Германии, однако планируемый поток нейтронов на реакторе ПИК выше на несколько порядков $N_0 = 3 * 10^{13}$ n/cm^2s . Поэтому и конечные выходы получаются значительно больше. Полученные данные приведены ниже в таблице 1.

Таблица 1: Выход нуклидов в реакции деления урана на реакторе ПИК

Нуклид	T1/2	Y. / fis.	Выход	Нуклид	T1/2	Y. / fis.	Выход
68Fe	0.2	1.55E-10	8.215E+03	129Cd	0.24	1.55E-08	8.190E+05
69Fe	0.1	8.45E-11	4.479E+03	130Cd	0.17	7.26E-06	3.845E+08
70Fe	0.08	3.52E-11	1.866E+03	132Cd	0.1	1.77E-08	9.369E+05
71Co	0.1	2.14E-09	1.134E+05	133In	0.17	2.53E-06	1.339E+08
74Ni	0.7	5.02E-08	2.661E+06	134In	0.14	6.96E-08	3.688E+06
75Ni	0.34	1.37E-08	7.261E+05	135In	0.09	8.37E-10	4.437E+04
76Ni	0.23	7.06E-09	3.742E+05	136Sn	0.3	2.42E-07	1.282E+07
77Ni	0.12	5.61E-10	2.973E+04	137Sn	0.3	4.87E-09	2.582E+05
78Ni	0.14	4.31E-11	2.284E+03	137Sb	0.48	1.87E-05	9.934E+08
78Cu	0.34	8.29E-08	4.394E+06	138Sb	0.35	7.37E-07	3.907E+07
79Cu	0.2	1.36E-08	7.228E+05	139Sb	0.09	2.42E-08	1.282E+06
82Zn	0.2	2.62E-08	1.388E+06	140Sb	0.1		0.000E+00
84Ga	0.085	1.67E-07	8.858E+06	141Te	0.15	2.38E-07	1.263E+07
85Ga	0.093	8.05E-09	4.265E+05	142Te	0.1	6.30E-09	3.340E+05
86Ge	0.2	2.85E-06	1.510E+08	143Te	0.1		0.000E+00
87Ge	0.15	1.36E-07	7.205E+06	140I	0.86	0.0012	6.360E+10
88Ge	0.1	4.90E-09	2.599E+05	141I	0.43	2.06E-04	1.092E+10
88As	0.27	1.07E-05	5.673E+08	142I	0.2	1.50E-05	7.939E+08
89As	0.2	7.82E-07	4.144E+07	143I	0.13	8.42E-07	4.462E+07
90Se	0.2	1.03E-04	5.446E+09	144I	0.1	1.71E-08	9.039E+05
91Se	0.3	6.86E-06	3.637E+08	147Xe	0.1	1.76E-09	9.305E+04
92Se	0.1	3.27E-07	1.733E+07	148Xe	0.1		0.000E+00
93Br	0.1	1.93E-05	1.021E+09	148Cs	0.15	1.58E-07	8.388E+06
103Sr	0.1	8.54E-09	4.526E+05	149Cs	0.15	3.46E-09	1.834E+05
104Y	0.2	6.24E-07	3.308E+07	150Cs	0.1	3.07E-11	1.628E+03
106Zr	0.2	3.85E-08	2.040E+06	149Ba	0.34	1.30E-05	6.906E+08
107Zr	0.14	1.17E-08	6.208E+05	150Ba	0.3	5.94E-07	3.150E+07
109Nb	0.1	2.60E-06	1.378E+08	151Ba	0.1	1.29E-08	6.840E+05
112Mo	0.1	5.20E-08	2.755E+06	152Ba	0.1	1.97E-10	1.041E+04
117Ru	0.14	5.96E-08	3.161E+06	149La	1	9.36E-04	4.960E+10
118Ru	0.13	6.13E-09	3.249E+05	150La	0.5	1.14E-04	6.032E+09
119Ru	0.2	3.91E-11	2.070E+03	151La	0.3	1.23E-05	6.521E+08
120Rh	0.13	8.75E-09	4.636E+05	152La	0.2	5.13E-07	2.719E+07
121Rh	0.16	2.77E-10	1.470E+04	153La	0.15	1.53E-08	8.091E+05
123Pd	0.18	2.91E-09	1.540E+05	154La	0.1	1.71E-10	9.088E+03
124Ag	0.17	2.35E-07	1.243E+07	152Ce	1,10	1.97E-04	1.043E+10
125Ag	0.17	2.30E-08	1.218E+06				

2.4 Деление урана протонами

Еще один метод, метод деления ядер урана протонами для получения нейтронноизбыточных ионных пучков используется в экспериментах на установке IGISOL (the Ion Guide Isotope Separator On-Line) в Финляндии. Тонкую мишень природного урана (15 mg/cm^2) бомбардируют пучком протонов с энергией до 70 MeV. Продукты реакции подхватываются струей газа и направляются на масс-сепаратор. В результате из пучка радиоактивных ионов выделяются ионы с исследуемой массой, охлаждаются и транспортируются в ловушку Пеннинга, где непосредственно производится измерение массы иона. В эксперименте IGISOL измеряются массы ядер в широкой области массовых чисел. При этом энергия протонного пучка должна быть достаточной, чтобы протоны преодолевали кулоновский барьер. [11]. Помимо мишени из природного урана используют также мишени и других элементов.

В эксперименте IGISOL не предусмотрено деление ядер мишени нейтронами: мишени достаточно тонки, поэтому большинство нейтронов, образовавшихся в результате деления, покидают ее без столкновения.

Ниже на Рис. 6 приведены полные сечения деления ^{238}U и ^{232}Th протонами p, дейтронами d и нейтронами n в зависимости от энергии. Данные были взяты из the Experimental Nuclear Reaction Database (EXFOR)[12]

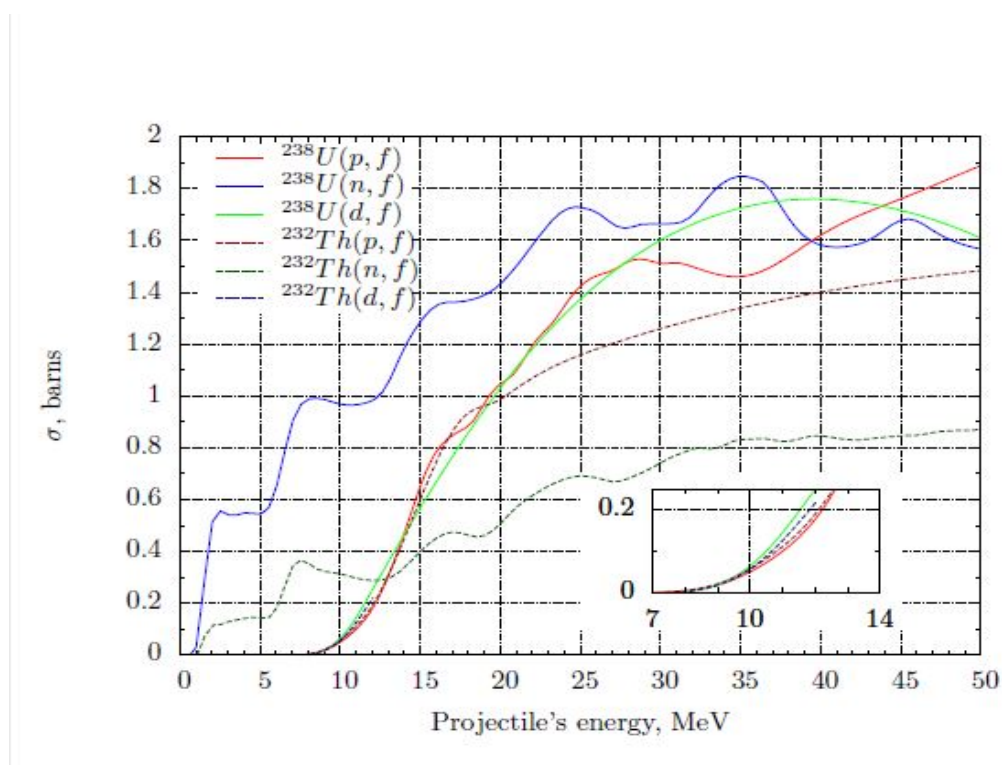


Рис. 6: Сечения деления ^{238}U и ^{232}Th протонами p, дейтронами d и нейтронами n в зависимости от энергии [12]

Из графика видно, что вплоть до энергий 40 MeV, сечения деления урана нейтронами значительно превосходят сечения деления протонами. Если же

рассматривать ториевую мишень, то при энергиях пучка, превосходящих 13 MeV, сечение деления протонами становится больше значений для нейтронов.

Ниже на Рис. 7 изображены уровни 10^{-8} выходов нуклидов вследствие деления протонами (красная линия), дейтонами (синяя линия) и нейтронами (зеленая линия) ^{238}U с энергиями 25, 15 и 10 MeV соответственно. Черными квадратами и линиями обозначены нуклиды, встречающиеся в природе (proton and neutron drip lines). Из этого рисунка видно, что предел в получении нейтроноизбыточных изотопов при делении нейтронами находится на 1-2 нейтрона дальше. [14]

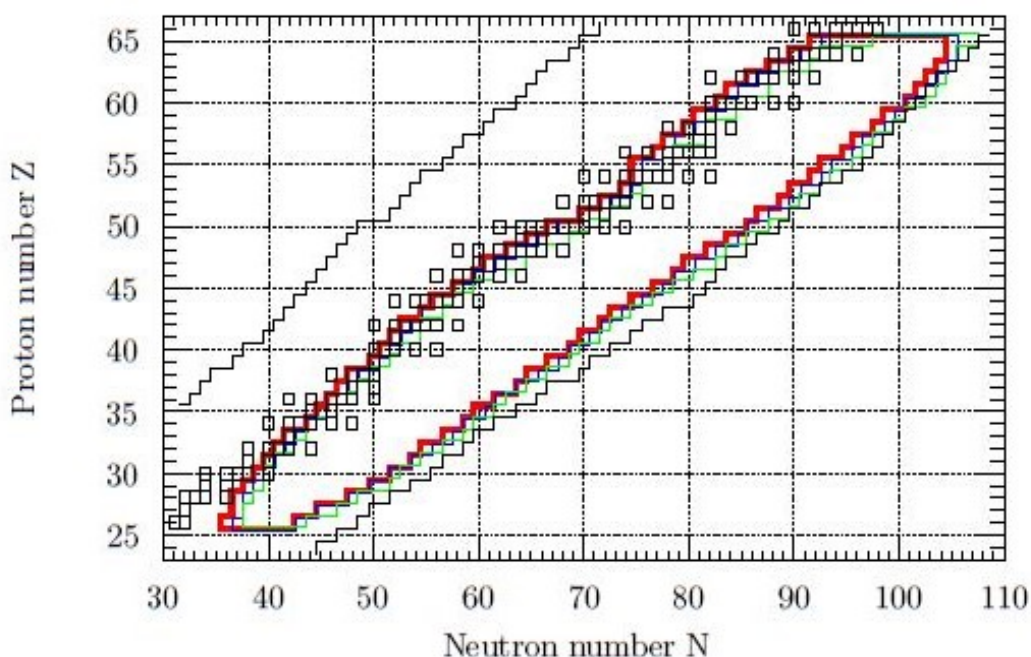


Рис. 7: Уровни 10^{-8} выходов нуклидов вследствие деления протонами (красная линия), дейтонами (синяя линия) и нейтронами (зеленая линия) ^{238}U с энергиями 25, 15 и 10 MeV соответственно [14]

В реакции деления протонами образуется широкий спектр вторичных частиц вплоть до $Z = 92$. В энергию вторичных частиц трансформируется до 50% энергии первичного пучка. [2] Реакции под действием высокоэнергетичных протонов происходят в основном в результате следующих процессов:

- а) прямых процессов с разрушением ядра-мишени (Spallation);
- б) процессов фрагментации ядра мишени;
- в) деления.

Ниже на рис. 8 представлены выходы нуклидов, получаемых при бомбардировке мишени из природного урана пучком протонов с интенсивностью $10 \mu\text{A}$.

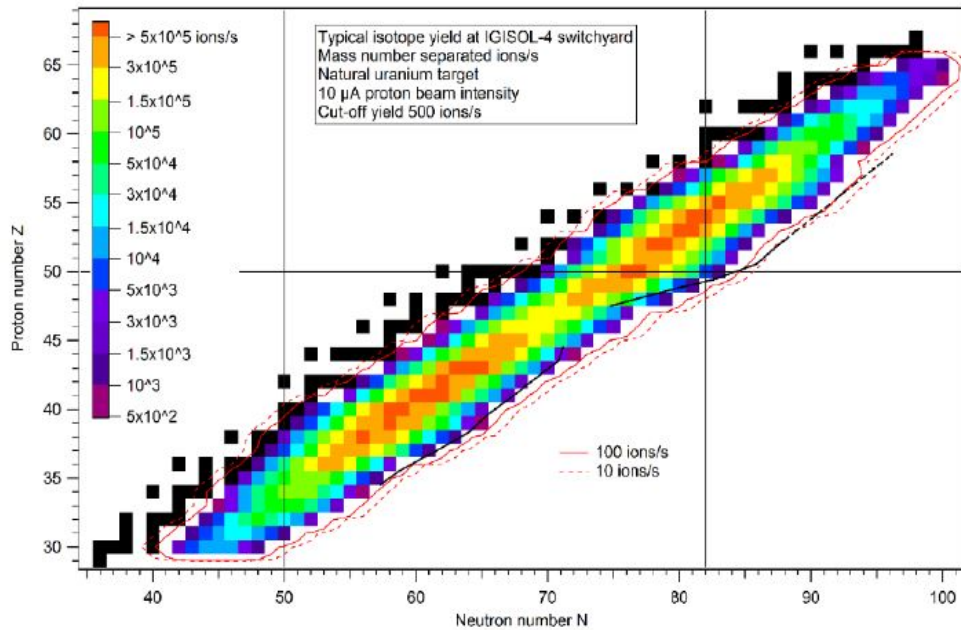


Рис. 8: Ожидаемые выходы изотопов на установке IGISOL, JYFL, Jyvaskyla. Черным показаны ожидаемые выходы на установке ELI_NP IGISOL.[14]

2.5 Другие методы получения нейтроноизбыточных экзотических ядер

Одной из целей выполненной ВКР был критический анализ и сопоставление всех имеющихся методов производства экзотических нейтроноизбыточных нуклидов. Помимо вышеизложенных экспериментов, анализировались выходы нейтроноизбыточных экзотических нуклидов на установке FRIB (Facility for Rare Isotope Beams at Michigan State University), США, запуск которой планируется в 2021 году [13].

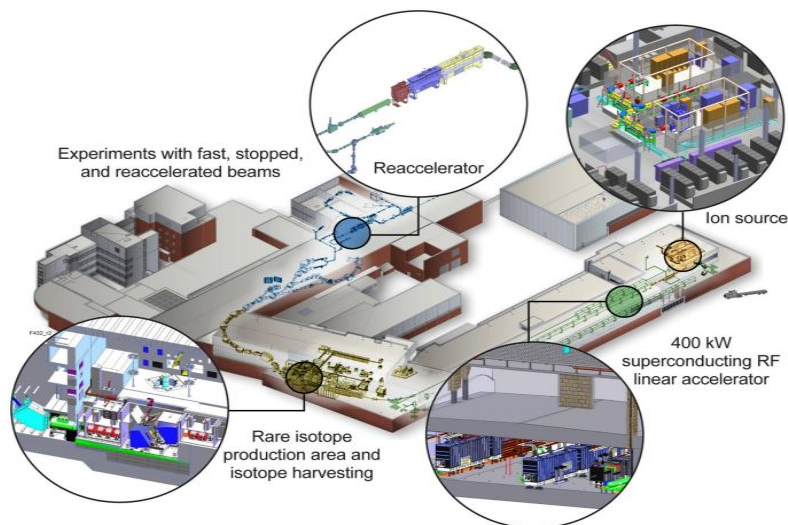


Рис. 9: Установка FRIB

Данные по выходам изотопов взяты с официального сайта Мичиганского университета (groups.nsl.msui.edu/frib/rates/2017/), расчет проводился в программе LISE++. Нейтроноизбыточные нуклиды получались вследствие деления ^{238}U .

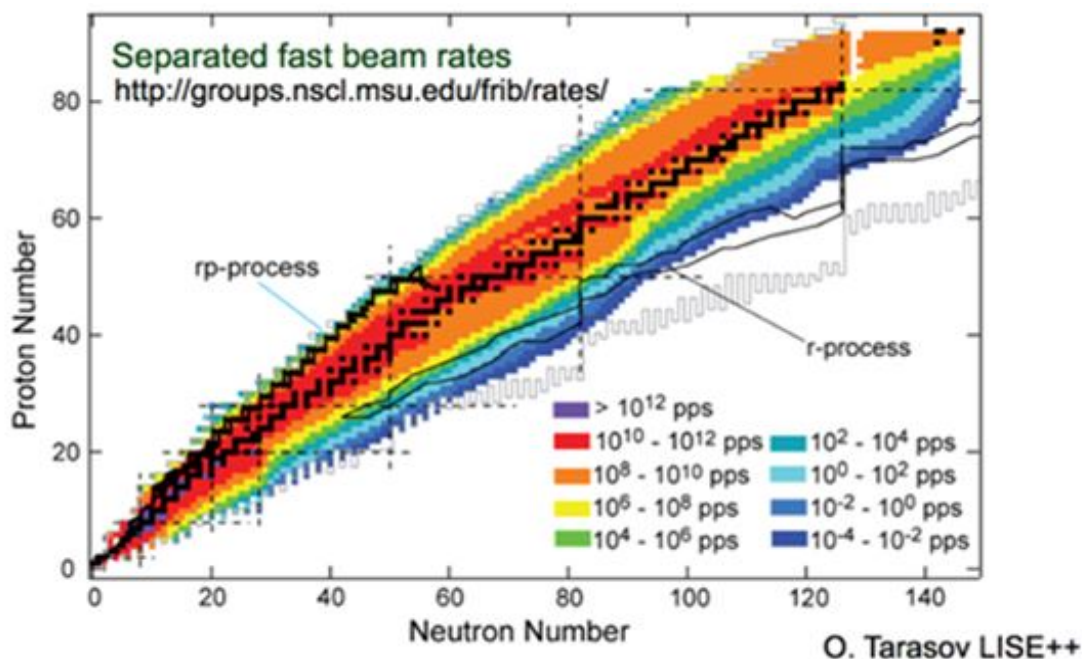


Рис. 10: Выходы на установке FRIB

Другой рассмотренный эксперимент - RIBF (The Radioactive Isotope Beam Factory), RIKEN (Япония). Пучок урана U интенсивностью 10 pA падает на свинцовую мишень Pb толщиной 600 mg. Были рассмотрены данные, полученные группой К. Шмидта (К.Н. Schmidt Group (GSI)).

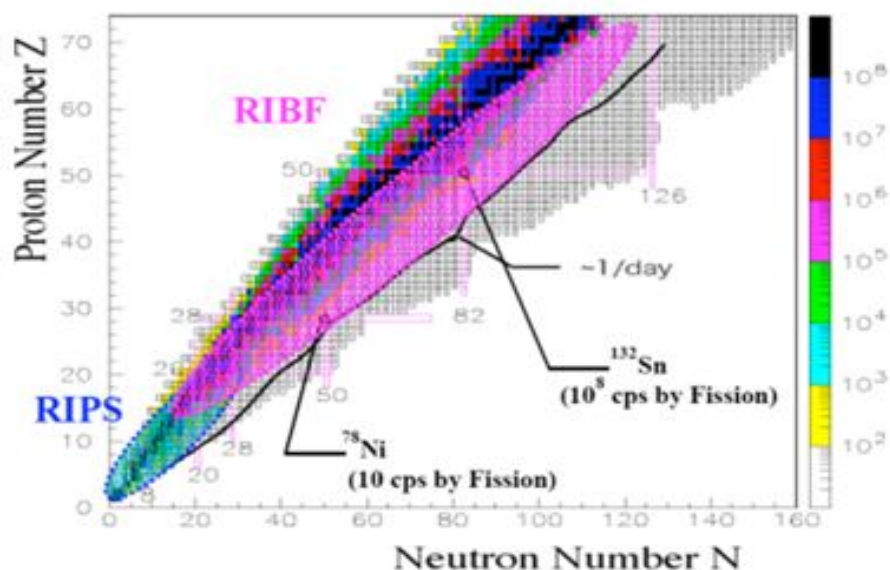


Рис. 11: Выходы, получаемые на установке RIKEN

Также нами был рассмотрен проект ARIEL (The Advanced Rare Isotope Laboratory), TRIUMF (Канада). В этом планируемом проекте будет использоваться пучок электронов с энергией 50 MeV и интенсивностью 20 mA. Данные были взяты из графика, приведенного ниже.

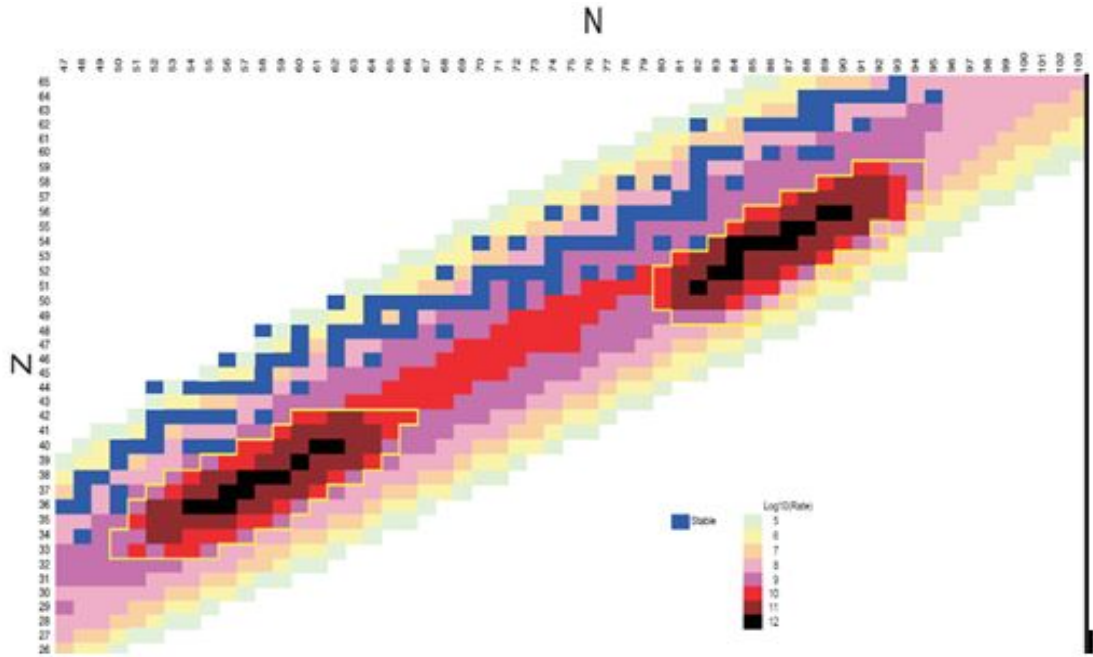


Рис. 12: Выходы, планируемые на установке ARIEL, TRIUMF

Был рассмотрен строящийся проект FAIR (GSI, Германия), в котором для получения нейтроноизбыточных нуклидов планируется использовать ускоренные пучки высоких энергий.

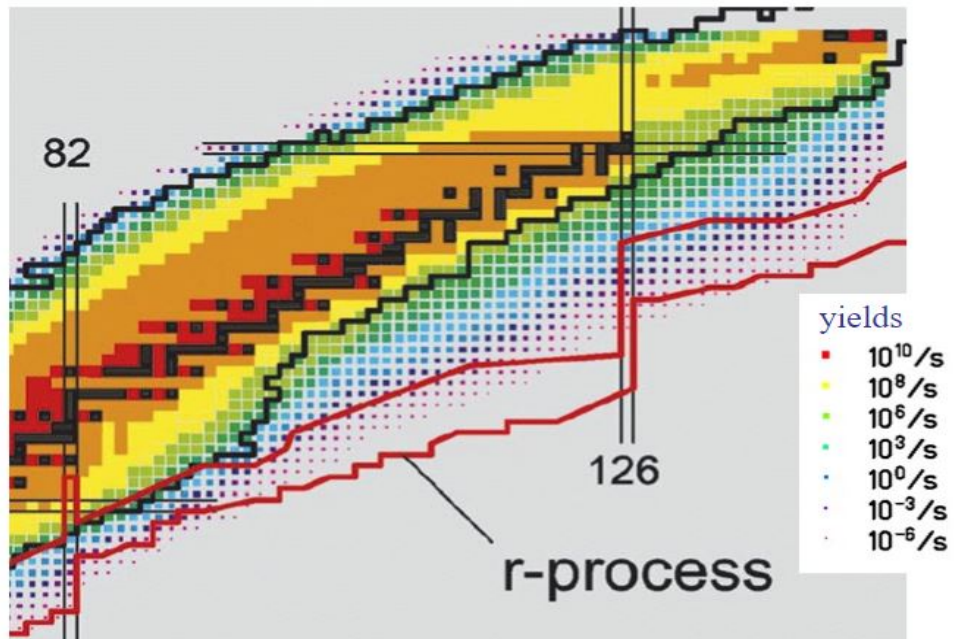


Рис. 13: Выходы, планируемые на установке FAIR (GSI)

На комплексе SPIRAL-1 (Франция) используется 50 кВт пучок дейтерия и рассматривается взаимодействие вторичного нейтронного пучка с мишенью UC, массой 280г.

В результате рассмотрения проектов различных экспериментов была составлена таблица 2 с выходами нейтроноизбыточных нуклидов, участвующих в r-процессе.

Таблица 2: Выходы нуклидов, участвующих в астрофизических процессах для различных установок

Nuclide	$T_{1/2}$, S	PIK	(FAIR)	(FRIB)	(RIBF)	SPIRAL2	ARIEL
70Fe	0.1	$2 * 10^3$	-	$5 * 10^3$	<5	-	10^7
74Ni	0.7	$3 * 10^6$	$1 * 10^5$	$9,9 * 10^4$	$2 * 10^2$	-	10^8
78Ni	0.2	$2 * 10^3$	$1 * 10^0$	2,8	<5	-	10^7
78Cu	0.3	$4 * 10^6$	-	$6 * 10^2$	~ 5	$5 * 10^4$	10^8
80Zn	0.5	$2 * 10^8$	-	$4 * 10^3$	$2 * 10^2$	$5 * 10^5$	10^8
82Zn	0.2	$1 * 10^6$	-	$3 * 10$	$5 * 10^0$	$3 * 10^3$	10^8
85Ga	0.1	$4 * 10^5$	$1 * 10^3$	$1,3 * 10$	$3 * 10^0$	$2 * 10^3$	10^8
88Ge	0.1	$3 * 10^5$	-	2,5	-	$3 * 10^{-1}$	10^8
89As	0.2	$4 * 10^7$	-	$2,6 * 10^2$	$2 * 10^2$	$1 * 10^1$	10^8
92Se	0.1	$2 * 10^7$	-	$1,35 * 10^2$	$5 * 10^1$	$3 * 10^2$	10^8
95Kr	0.1	$5 * 10^9$	-	$3 * 10^4$	<5	$8 * 10^7$	10^{11}
104Y	0.2	$3 * 10^7$	-	-	$2 * 10^3$	$3 * 10^0$	10^9
107Zr	0.1	$6 * 10^5$	-	$1,7 * 10^3$	$5 * 10^2$	-	10^9
125Ag	0.2	$1 * 10^6$	$1 * 10^4$	$4 * 10^4$	$1 * 10^3$	$4 * 10^5$	10^9
132Cd	0.1	$9 * 10^5$	$1 * 10^2$	$4 * 10^{-1}$	-	$4 * 10^2$	10^7
134In	0.1	$3 * 10^6$	$1 * 10^3$	$4 * 10^{-1}$	<50	$2 * 10^3$	10^7
137Sn	0.2	$2 * 10^5$	-	$2,7 * 10^{-1}$	<50	10^2	10^7
139Sb	0.09	$1 * 10^6$	-	$6 * 10^{-1}$	$1 * 10^2$	$3 * 10^1$	10^7
142Te	0.1	$3 * 10^5$	-	$6 * 10^{-2}$	<50	$1 * 10^2$	10^7
144I	0.1	$9 * 10^5$	$1 * 10^3$	$5 * 10^{-5}$	$4 * 10^1$	-	10^6
147Xe	0.1	$9 * 10^4$	-	$3 * 10^{-3}$	<50	$7 * 10^3$	10^5
150Cs	0.1	$1 * 10^3$	$1 * 10^3$	$5 * 10^{-4}$	<50	$3 * 10^1$	10^5
152Ba	0.1	$1 * 10^4$	$1 * 10^4$	$2,3 * 10^{-3}$	$2 * 10^1$	$5 * 10^{-2}$	10^6
153La	0.1	$8 * 10^5$	-	$3 * 10^{-2}$	$2 * 10^2$	$3 * 10^{-1}$	10^7
152Ce	0.1	$1 * 10^{10}$	-	$1,5 * 10^3$	$1 * 10^5$	-	10^9

Эти данные представлены графически ниже на Рис.14

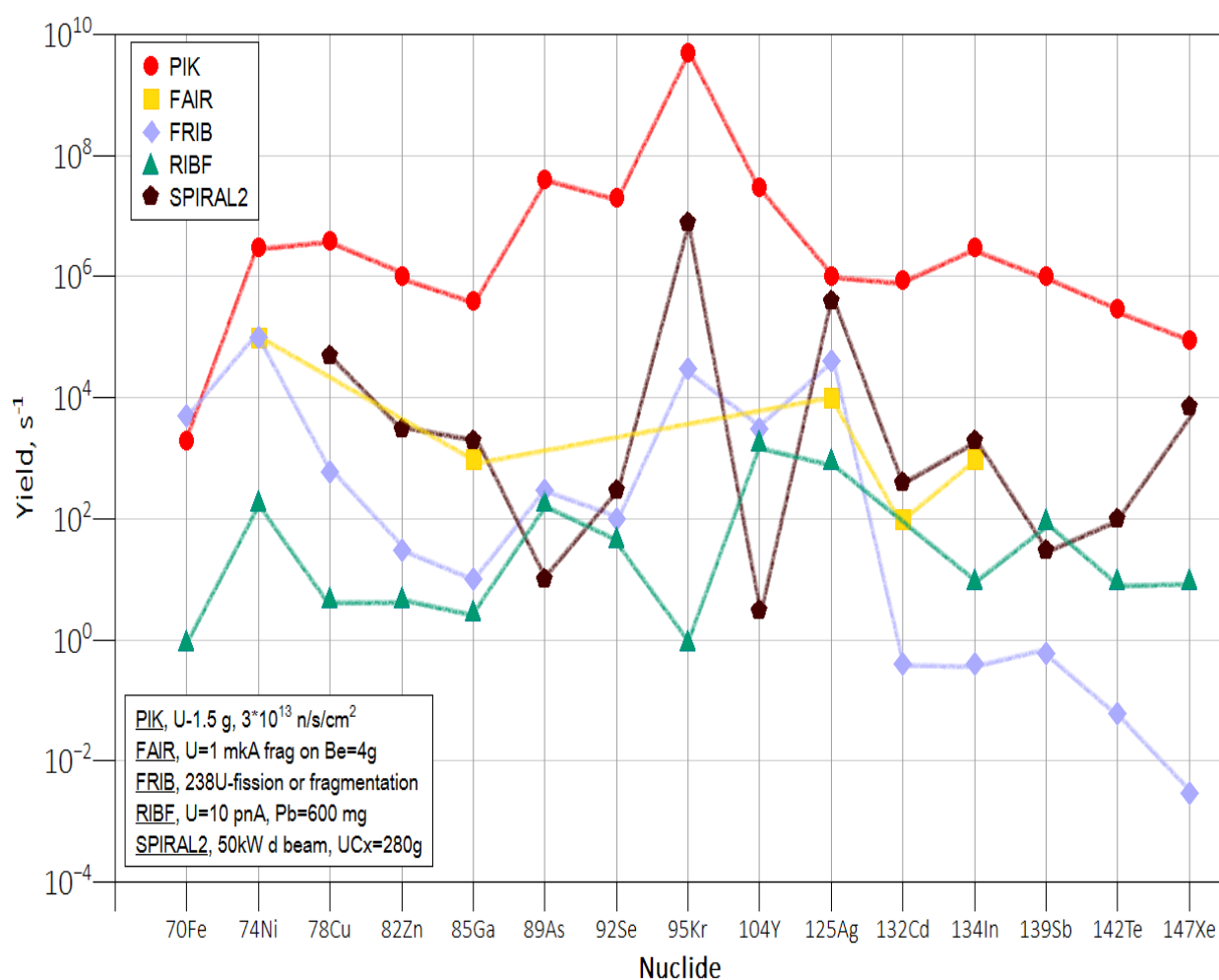


Рис. 14: Сравнение выходов нуклидов, участвующих в астрофизических процессах, для различных установок

2.6 Метод Фурье-преобразования для измерения масс экзотических нуклидов

Выделенность реактора ПИК по сравнению с другими планируемыми установками в производстве экзотических нуклидов может получить синергию, если на конце тракта полученных нуклидов установить высокочувствительную аппаратуру. Таковой может быть ионная ловушка, которая характеризуется непревзойдённой чувствительностью и предназначена для измерения масс нуклидов, важность которой отмечалась выше в приложении к r -процессу. Такой проект под названием ПИТРАП вынесен на обсуждения в ПИЯФ. В рамках этого проекта обсуждаются различные способы детектирования искомым нуклидов, и среди них наиболее чувствительным является метод Фурье преобразования, который позволит выйти на уровень работы с одним индивидуальным нуклидом на протяжении его времени жизни. На

сегодняшний день наилучшая относительная точность в определении массы заряженной частицы (полной энергии связи) достигается на ловушках Пеннинга. Она достигает относительной точности 10^{-8} для короткоживущих нуклидов с периодом полураспада больше 100 мс и 10^{-11} для стабильных и долгоживущих ионов[?]. Причинами высокой точности, получаемой в ионных ловушках, являются преимущества трехмерного удержания заряженных частиц в хорошо контролируемых полях. Во-первых, в этом случае увеличивается время наблюдения частицы, для радионуклидов оно ограничивается только периодом их полураспада. Во-вторых, может быть достигнута чувствительность по отношению к единичному иону. В-третьих, ионы могут быть заключены в идеально контролируемой среде. [7]

Метод Фурье-преобразования позволяет определить частоту движения иона в ловушке, причем достаточно одного иона и при измерении он не теряется, а значит измерение можно повторить. Это может быть использовано при измерении масс редких нуклидов, таких, как нейтроноизбыточные экзотические нуклиды. В однородном магнитном поле B ион с массой m и зарядом q под действием силы Лоренца совершает в плоскости, перпендикулярной полю B , круговые движения с циклотронной частотой:

$$\omega_c = 2\pi\nu_c = \frac{q}{m}B \quad (2)$$

Частота движения иона в ловушке обратно пропорциональна массе иона, и, сравнивая частоты движения опорного иона хорошо известной массы и измеряемого, мы получаем значение массы интересующего нас иона.

В методе Фурье-преобразования два сегмента центрального электрода ловушки соединяются через катушку резонатора. При этом индуктивность катушки вместе с емкостью электродов и монтажа образуют параллельный колебательный контур, обладающий высоким сопротивлением в районе его собственной резонансной частоты и близкой к активному сопротивлению катушки, то есть весьма малым, вдали от этой частоты.

При движении иона в ловушке он поочередно приближается и удаляется от противоположных сегментов электрода. При этом на них появляется заряд отображения. Так как сегменты соединены через резонатор, то через него протекает переменный ток с частотой равной частоте движения захваченного иона. Если эта частота близка к частоте резонанса, то сопротивление контура велико и на катушке появляется достаточное напряжение, в то время, как для шумов на других частотах сопротивление мало и они "загораживаются".

Если пробовать считывать сигнал напрямую с электродов, он утонет в шумах, так как сигнал от единичного иона очень мал. Применение резонатора очень сильно сужает регистрируемую полосу частот, заодно увеличивая амплитуду полезного сигнала, что и позволяет выделить его из шумов и произвести быстрое преобразование Фурье, определить положение пика, соответствующего сигналу от фона в частотной области, то есть искомую частоту

движения иона в ловушке.

Работы по применению метода Фурье-преобразования для регистрации единичных ионов на данный момент проводятся на установке TRIGA-TRAP в Майнце, Германия. В них также принимал участие автор этой работы. Была собрана схема, главным элементом которой был кварцевый резонатор. Отличительная особенность этого резонатора - очень высокая добротность. Исследовались 2 резонатора, добротность одного составила $Q_1 = 67714$, при резонансной частоте $F_1 = 2.68826255$ МГц, другого - $Q_2 = 74675$, $F_2 = 2.68833025$ МГц.



Рис. 15: Кварцевый резонатор

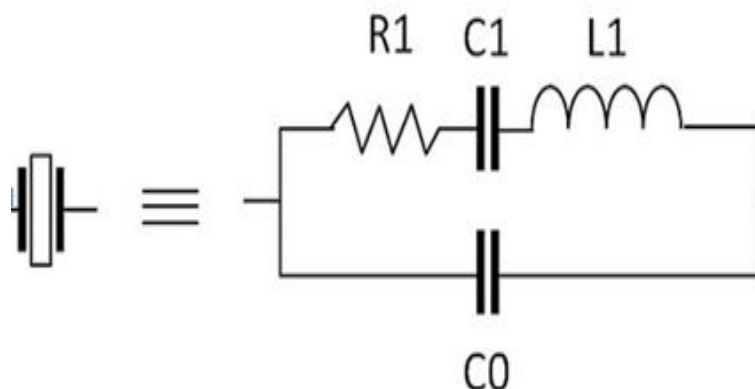


Рис. 16: Эквивалентная схема кварцевого резонатора

Для того, чтобы успешно применять кварцевые резонаторы для измерения масс редких нуклидов, необходимо уметь регулировать их резонансную

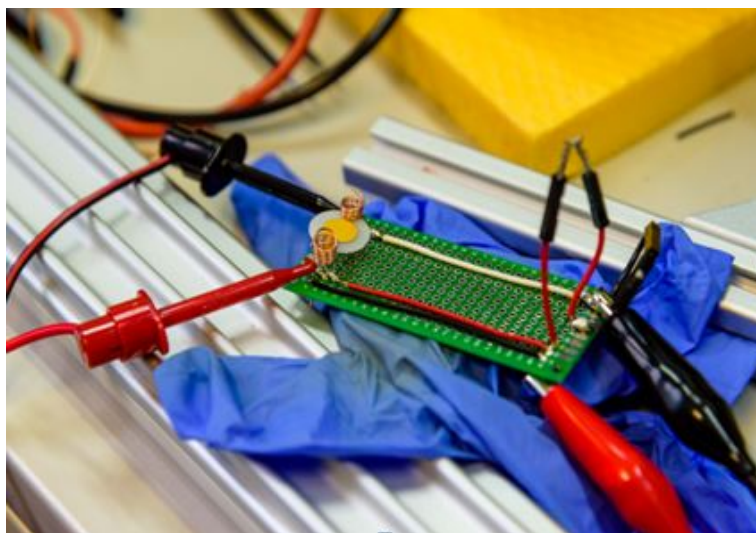


Рис. 17: Собранная схема включения кварцевого резонатора, имитирующая его подключение непосредственно вблизи ловушек Пеннинга

частоту (серийные кварцевые резонаторы выпускают строго определенных частот). Был проведен эксперимент, в котором наблюдали зависимость резонансной частоты от массы кварцевого резонатора: так как в основе его работы лежит механические колебания, было высказано предположение, что изменяя массу резонатора, "утяжеляя" его, можно уменьшить таким образом резонансную частоту, чтобы она стала соответствовать частоте движения захваченного иона. В проделанном эксперименте на кварц, подключенный в схему с осциллографом, на который выводился резонансный пик, капали капелькой спирта определенного объема (а, соответственно, и массы), и в режиме онлайн следили за смещением резонансного пика. По мере испарения спирта пик возвращался в прежнее положение. В дальнейших экспериментах планируют наносить на кварцевый резонатор тонкие слои серебра, чтобы еще точнее регулировать его массу.

3 Заключение

Результатом проведенных исследований можно считать следующие:

1. Были рассмотрены и описаны различные методы, используемые для получения нейтроноизбыточных экзотических нуклидов.
2. Описаны действующие и планируемые эксперименты, нацеленные на получение нейтроноизбыточных экзотических нуклидов.
3. Проведены расчеты выходов различных нейтроноизбыточных экзотических нуклидов, получающихся при делении мишеней ^{235}U в экспериментах на реакторах TRIGA и ПИК.

4. Проведено сравнение выходов для различных проектов экспериментальных установок.

5. Изучен метод Фурье-преобразования для измерения масс экзотических нуклидов, проделана работа по измерению резонансных частот кварцевых резонаторов, измерена их добротность. Исследована зависимость резонансной частоты кварцевого резонатора от его массы.

Из результатов сравнения видно, что на реакторе ПИК, вследствие высокой интенсивности потока нейтронов, почти для всех нейтроноизбыточных нуклидов данных масс их ожидаемые выходы значительно превышают достижимые выходы на других установках. Ожидается, что такая высокая производительность нуклидов позволит перекрыть широкие области на карте нуклидов, в том числе и не исследованные.[8] Это откроет возможность получения уникальной информации ядерно-физического и астрофизического содержания.

Актуальность исследований подтверждается тем, что вопросом нейтроноизбыточных экзотических нуклидов занимаются во многих научных центрах по всему миру, планируются новые эксперименты.

Новизна исследований заключается в том, что подобное сравнение выходов нейтроноизбыточных экзотических нуклидов было проведено впервые, систематизирована информация о различных экспериментальных установках и методах.

Практическая ценность результатов выражается в том, что полученные результаты могут быть использованы для выбора той или иной экспериментальной установки, отвечающей требованиям и задачам научных исследований.

4 Благодарности

Автор выражает благодарность своему научному руководителю Ю.Н. Новикову за оказанную поддержку в написании работы, обсуждения и важные замечания. Также хочется выразить признательность К.Блауму (институт М. Планка в Гейдельберге) и М.Блоку (эксперимент TRIGATRAN, Германия, Майнц) за возможность пройти стажировку на установке TRIGATRAN в Германии. Выражаю благодарность научной группе профессора М.Блока, в частности С.В. Ченмареву, за поддержку в процессе стажировки и помощь при написании работы.

Список литературы

- [1] В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, С.Ю.Комаров, "Атомные ядра М.: Университетская книга, 2010
- [2] Б.С. Ишханов, Э.И. Кэбин. Экзотические ядра. М.: Изд. Московского университета, 2002
- [3] J N Hamilton, A V Ramaуа, "Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei 2003
- [4] Рыжов, "Звездный нуклеосинтез - источник происхождения химических элементов 2000
- [5] Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, И.А. Тутынь "Нуклеосинтез во вселенной М., Изд-во Московского университета, 1998
- [6] . Ю. М. ШИРОКОВ, Н. П. ЮДИН. "ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА М. : Наука, 1980, - 728 с.
- [7] Я.М. Крамаровский, В.П. Чечев, "Синтез элементов во вселенной Москва "Наука 1987
- [8] Ю.И.Гусев и др., "Проект ПИТРАП: ионные ловушки Пеннинга на реакторе ПИК Гатчина 2014
- [9] Симоновски Димитар "Исследование свойств системы газовой доставки продуктов деления в реакторе к измерительным установкам Санкт-Петербург 2017
- [10] Ю.В. Гусев и др., "Атомная Энергия 118 (2015) 334
- [11] S.Rahaman, "Mass measurements of neutron-rich nuclei at JYFLTRAP Finland 2008
- [12] N. Otuka et al., "Towards a More Complete and Accurate Experimental Nuclear Reaction Data Library (EXFOR): International Collaboration Between Nuclear Reaction Data Centres (NRDC), Nuclear Data Sheets"120 (2014) 272 – 276
- [13] Miller, Matthew. "State OKs 91M for MSUs FRIB". Lansing State Journal. Retrieved 25 Feb 2014.
- [14] D. Gorelov "Nuclear fission studies with the IGISOL method and JYFLTRAP Jyvaskyla, Finland. Research report no. 12/2015
- [15] Пенионжкевич Ю.Э. Физика экзотических ядер // СОЖ, 1995, No 1, с. 92–98.

- [16] Blaum K. High-Accuracy Mass Spectrometry with Stored Ions // Physics Reports. 2006. V. 425. P.1-78.
- [17] Ю.Э. Пенионжкевич, "Супернейтроноизбыточные ядра - результаты и перспективы исследований ОИЯИ, Дубна. Вестник международной академии наук 2015
- [18] D.L. Balabanski et al. "Photofission experiments at ELI-NP Romanian Reports in Physics, vol. 68, Supplement, P.S621-S698, 2016