

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 53.082

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАСС ИЗОТОПОВ В КРЕМНИЕВОМ
МНОГОСЛОЙНОМ КАЛОРИМЕТРЕ ПОЛНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

©2026 г. О. А. Васильев^а, А. В. Горбунов^{б, *}, Д. Е. Карманов^а,
И. М. Ковалев^а, А. А. Курганов^а, Д. М. Подорожный^а, А. Н. Турундаевский^а

^а Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2

^б Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2

*E-mail: gorbunov.av18@physics.msu.ru, gorbunovav@my.msu.ru

Поступила в редакцию 26.02.2026

После доработки 06.04. 2026

Принята к публикации 04.05.2026

Представлена методика определения масс изотопов ядер с применением многослойного кремниевого калориметра полного поглощения. Показана работоспособность этой методики на примере экспериментальных данных, полученных на пучке ядер аргона ($Z=18$). По представленной методике выполнены оценки точности определения масс изотопов сверхтяжелых ядер ($Z>26$), которые применены к экспериментальным данным, полученным на пучке ядер ксенона ($Z=54$). В целом работа позволяет оценить границы применимости многослойного калориметра полного поглощения для идентификации изотопов сверхтяжелых ядер в потоках космических лучей. В качестве примера подобный анализ выполнен для планируемого эксперимента “Нуклон-2”.

Ключевые слова: космические лучи, сверхтяжелые ядра, $\Delta E-E$ -метод

1. ВВЕДЕНИЕ

В физике космических лучей сегодня возрастает актуальность решения задачи определения идентификации типа частиц зарегистрированных в потоке галактических космических лучей (ГКЛ). В особенности это актуально при исследовании потока ядер в ГКЛ, где наблюдаемые особенности интегрального энергетического спектра (т.е. спектра всех типов ядер) невозможно корректно объяснить без подробного анализа спектров конкретных ядер. Частью этой задачи является идентификация изотопного состава ядер в ГКЛ. Эти

исследования дают экспериментальный материал для уточнения параметров современных моделей рождения и распространения ГКЛ, исследования механизмов нуклеосинтеза в современную космологическую эпоху, определения физики локального окружения Солнца и др. [1]. При этом основной интерес сейчас сосредоточен в области ядер с зарядом $Z > 30$, так как изотопный состав более легких ядер ГКЛ достаточно точно измерен в рамках эксперимента CRIS [2].

Современные экспериментальные методы предлагают несколько вариантов решения задачи идентификации зарядового и изотопного состава ядер в ГКЛ. Исторически самый первый из них – ядерно-эмульсионный метод [3], где энергия, заряд и масса ядра определяются по анализу размера, формы и плотности следа от этого ядра в слоях фоточувствительной эмульсии. Также, если измерена полная энергия частицы, то при независимом определении заряда масса ядра может определяться по анализу искривления трека ядра в магнитном поле, что реализуется в комбинированных приборах – магнитном спектрометре и калориметре [4]. Наконец, третья методика позволяет определять заряд и массу ядра непосредственно в калориметре, если он состоит из нескольких слоев, в этом случае необходимо анализировать соотношения энерговыделений в этих слоях (так называемый метод $\Delta E-E$ телескопа [4]). Существуют и другие варианты, но перечисленные три наиболее часто реализуются в экспериментах по исследованию состава ГКЛ на космических аппаратах. Отметим, что все три метода справедливы при условии полного поглощения частицы в аппаратуре, так как требуется измерение ее полной энергии. Следует отметить, что методика магнитного спектрометра позволяет работать в более широком диапазоне энергий. С другой стороны, геометрический фактор приборов, работающих по такой методике, как правило меньше, чем у эмульсионного метода и у метода $\Delta E-E$ телескопа, что связано с техническими трудностями создания магнитного спектрометра большого объема.

В упомянутом ранее эксперименте CRIS для определения заряда и массы ядер ГКЛ используется прибор, реализующий вариант методики $\Delta E-E$ телескопа [5]. Прибор представляет собой многослойный кремниевый калориметр полного поглощения. Аппаратура CRIS работает в космосе более 15 лет. За это время были собраны данные по изотопному составу ядер ГКЛ до $Z=38$, дальнейшее продвижение по зарядовому составу сильно осложняется двумя обстоятельствами – крайне низкими потоками тяжелых ядер в ГКЛ и падением точности определения массы изотопов с ростом заряда ядра.

В настоящее время в НИИЯФ МГУ разрабатывается прибор “Нуклон-2” для регистрации ядер ГКЛ с возможностями идентификации их заряда и массы [6]. Прибор будет представлять

собой многослойный кремниевый калориметр полного поглощения, и в нем также будет применяться методика $\Delta E-E$ телескопа, однако размеры спектрометра – геометрический фактор и глубина (количество слоев) должны позволить провести измерения изотопного состава более тяжелых ядер по сравнению с достигнутыми в эксперименте CRIS.

Далее в работе представлена расчетная методика, позволяющая оценить возможности идентификации изотопного состава ядер ГКЛ с помощью многослойного ионизационного кремниевого калориметра в режиме полного поглощения в зависимости от толщины и количества слоев в калориметре.

Работоспособность методики была проверена на экспериментальных данных на пучке ядер аргона ($Z=18$) ускорителя “Нуклотрон” (ОИЯИ) в 2018г.

На основании полученных результатов сделаны выводы о перспективах применения многослойного кремниевого калориметра для определения зарядового и изотопного составов сверхтяжелых ядер с $Z>40$ в космических экспериментах по исследованию ГКЛ.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОСЛОЙНОГО КРЕМНИЕВОГО КАЛОРИМЕТРА И МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАСС ИЗОТОПОВ ЯДЕР

Моделируемая схема детекторной установки представляет собой набор из 100 слоев кремниевых полупроводниковых детекторов прямоугольной формы и одинаковой толщины d , которые расположены на одинаковом расстоянии l друг от друга. Тяжелое ядро с заданной энергией попадает в геометрический центр первого детектора. Энергия ядра подбирается таким образом, чтобы оно полностью останавливалось в последних 20 слоях детекторной установки. Это делается для того, чтобы при обработке сигнала для данной частицы можно было использовать наибольшее число слоев. Моделирование осуществлялось с использованием программного пакета Geant4-v11.1.2. Для упрощения расчетов в модели были отключены адронные взаимодействия.

Рассматривались детекторы со следующими значениями толщины d : 3, 2, 1.5, 1, 0.5, 0.2 мм. Поперечный размер каждого детектора составляет 3×3 см². Расстояние между центрами детекторов l выбиралось одинаковым по всему набору детекторов и составляло 0.3 см.

В результате моделирования получался выходной файл, содержащий последовательность потерь энергии по слоям аппаратуры для каждого рассмотренного события. Число моделируемых событий для каждого набора параметров детекторной аппаратуры составляло 5000. Для проверки делимости изотопов моделировались несколько соседних изотопов для каждой рассматриваемой величины Z .

Как было указано выше, выходными данными моделирования является набор потерь энергии ΔE в слоях аппаратуры. Далее из этих данных определяется слой, в котором потери энергии ΔE наибольшие. В рассматриваемом диапазоне значений энергии (до нескольких АГэВ) при уменьшении энергии частицы ее удельные потери энергии ΔE непрерывно растут, а значит наибольшие потери энергии ΔE должны быть в слоях перед полной остановкой частицы. Таким образом, если в слое, следующем за слоем с максимальными потерями энергии, потери энергии частицы ΔE близки к нулю (такowymi в данной работе считаются потери меньше 0.1 ГэВ в слое), то слой с наибольшими потерями обозначается как слой остановки частицы. Если же в слое, следующем за слоем с максимальными потерями энергии, потери энергии частицы ΔE не являются близкими к нулю, то именно этот слой является слоем остановки частицы. В данном методе обработки используются до 80 слоев до слоя остановки частицы. Сложив потери ΔE в каждом слое, для остановившихся в установке ядер легко получить полную энергию частицы E на входе в каждый слой. Исходя из этих данных далее строится кривая $\Delta E(E)$, анализируемая при дальнейшем процессе обработки. Для различных массовых чисел эти кривые различаются. Значит, если рассматривать отклонения от некой “калибровочной” кривой, то по этим отклонениям можно построить массовое распределение изотопов. В качестве приближения калибровочной кривой $\Delta E(E)$ используется кусочно-линейная функция, за исключением последних двух слоев перед слоем остановки, в которых из-за явной нелинейности для улучшения точности аппроксимации используется полином 4 степени в последнем слое перед слоем остановки и полином 2 степени в предпоследнем слое перед слоем остановки. Энерговыведение в слое остановки не аппроксимируется и ни с чем не сравнивается, в дальнейшей обработке эта величина используется только при определении полной энергии E . Итоговый вид калибровочной кривой всех слоев перед слоем остановки представлен на рис. 1.

Рис. 1. Явный вид калибровочной кривой $dE(E)$, построенной по изотопу ^{38}Ar .

После выполнения процедуры аппроксимации калибровочной кривой $\Delta E(E)$ рассчитываются отклонения dE_i от данной кривой в каждом детекторном слое для точек, полученных в результате моделирования для каждого рассматриваемого изотопа (i – номер слоя, $i=1$ – первый рассматриваемый слой, $i=81$ – слой остановки частицы). Затем для всех модельных событий эти отклонения суммируются и строится частотный спектр суммарных отклонений dE_Σ ($dE_\Sigma = \sum_{i=1}^{80} dE_i$), слой остановки частицы $i=81$ не используется при расчетах отклонений). Полученные распределения близки к распределению Гаусса. В данном спектре наблюдается несколько пиков (рис. 2), соответствующих рассматриваемым изотопам: для калибровочного изотопа (обозначается как А) положение максимума пика (среднее значение)

$\mu_0=0$, второй пик с максимумом в μ_1 соответствует изотопу массой $A+1$ и т.д. Наконец, можно построить аппроксимирующую зависимость $\mu(A)$ (рис. 3) и использовать ее для восстановления в явном виде массы неизвестных изотопов по измеренным величинам суммарных отклонений dE_{Σ} . Также зависимость $\mu(A)$ позволяет пересчитать в единицы среднеквадратичного отклонения (СКО) ширину пиков (величину их СКО – σ), что дает в явном виде ошибку определения массы изотопов.

Рис. 2. Спектр суммарных отклонений для ядер аргона

Рис. 3. Линейная аппроксимирующая зависимость $\mu(A)$ для изотопов аргона.

Для изотопов отличающихся от калибровочного в пределах 5–6 атомных единиц массы (а.е.м.). для аппроксимирования зависимости $\mu(A)$ можно использовать линейную аппроксимацию и для практических целей работы с экспериментальными данными этого оказывается достаточно.

Фактически, рассмотренная процедура обработки использует то обстоятельство, что для ядер с одинаковым зарядом Z и соседними массами ($\Delta A=1$) графики зависимости их ионизационных потерь в веществе от энергии, $\Delta E(E)$, можно в некотором приближении считать параллельными (исключая область вблизи точки остановки, т.е. вблизи пика Брэгга) и при росте разницы масс изотопов расстояние между их зависимостями $\Delta E(E)$ монотонно меняется по величине ΔE и они нигде не пересекают друг друга.

Далее мы рассмотрим применимость данной методики к реальным экспериментальным данным для ядер аргона, а также точность метода определения масс для тяжелых ядер.

3. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАСС ИЗОТОПОВ ЯДЕР ПРИ ОБРАБОТКЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Данная методика обработки была опробована на данных, полученных в 2018 году на пучке ускорителя “Нуклотрон” (ОИЯИ) с использованием прототипа калориметра “Нуклон-2” [6]. Особенность выполненного эксперимента связана со сравнительно высокой энергией пучка – около 2 АГэВ. При этой энергии ядра аргона не останавливаются в прототипе калориметра, полная толщина которого составляла около 25 мм кремния. В этой связи перед прототипом устанавливался свинцовый поглотитель энергии (деградер) толщиной около 22 см, в котором энергия ядер аргона падала примерно до 150 МэВ/нуклон, что позволяло им останавливаться в прототипе калориметра. Кроме того, в поглотителе первичные ядра аргона испытывали ядерные взаимодействия, что изменяло их массовый (и зарядовый) состав. Таким

образом, в прототипе калориметра регистрировались не только исходные долгоживущие ядра аргона, но и все образующиеся, в том числе и нестабильные.

Прототип аппаратуры эксперимента “Нуклон-2” представлен на рис.4. Он состоит из детекторного модуля, двух пучковых детекторов, стоящих на пути частицы до и после основного детектора, аналогово-цифрового преобразователя (АЦП), блока управления триггером и ПК. Детекторный модуль содержит 18 кремниевых детекторов толщиной 675 мкм и 13 толщиной 1 мм. Каждый из них через плату усилителя подключен к 32-канальному 16-разрядному АЦП. Четыре из этих слоев также подключены к триггерному блоку. Реализация триггерного блока позволяет настроить его как на регистрацию пролетных событий (все триггерные плоскости включены в совпадение), так и на регистрацию событий с остановкой частицы в миллиметровых слоях (триггерные плоскости до них настроены в совпадение, за ними – в антисовпадение). Именно для событий этого типа предполагается определение масс изотопов ядер-снарядов. Возможность регистрации пролетных событий нужна для калибровки аппаратуры.

Рис. 4. Схематический вид конструкции прототипа калориметра “Нуклон-2”.

Схема усилителя каждого кремниевого детектора прототипа представляет собой зарядочувствительный усилитель (ЗЧУ), сигнал от которого далее фильтруется от помех и шумов в частотном RC–CR-фильтре и запоминается на конденсаторе устройства выборки-хранения (VBX). Запоминание сигнала в VBX, а также его последующая обработка в АЦП происходит по сигналу триггерного блока.

Обработка собранных событий начиналась с восстановления потерь энергии ядер в каждом детекторе. Затем выбираются события с остановкой частицы в слоях $j=22-30$, здесь слои считаются от точки входа пучка в калориметр. Для дальнейшей работы по каждому отобранному событию используются данные по энергопотерям ΔE_i^j в 21-м соседнем слое, считая от точки остановки частицы и включая слой остановки ($i=0-20$). Далее отбираются события согласно следующим условиям:

- в каждом отобранном событии величины энергосодержания ΔE_i^j в слоях должны иметь единственный максимум, к которому должны монотонно возрастать;
- после слоя максимума в следующем слое допускается наличие сигнала меньше максимального, но в слое через один от максимума величина сигнала не должна значимо (в пределах шумов аппаратуры) отличаться от нуля.

Эти условия гарантирует остановку ядра-снаряда в калориметре без ядерных взаимодействий, т. е. без откалывания от первичного ядра частей, когда идентификация массы влетающего ядра-снаряда очевидно невозможна. Отметим, что этот фильтр убирает из

рассмотрения все события с остановкой частиц в последнем 31-м слое, так как для них невозможно проверить условие отсутствия сигнала в слое через один.

Определение массы изотопов ядер проводится путем сравнения экспериментальных энергопотерь в слоях с модельными. В качестве модельных данных используется моделирование энергопотерь ядер аргона, где в качестве калибровочного используется изотоп аргона с $A=38$. Единственным отличием от модельных расчетов является то, что отклонения от модельных энергопотерь нормируются на толщину детекторов, что позволяет учесть тот факт, что в рассматриваемых при обработке слоях детекторы имеют различную толщину. В связи с этим для каждого слоя остановки $j=22-30$ используются свои модельные данные, калибровочные кривые и свои линейные аппроксимации для перевода величин суммарных отклонений энергосумм в единицы а.е.м. Таким образом, получается набор экспериментальных суммарных отклонений от своих калибровочных кривых dE_{Σ}^j для каждого рассматриваемого слоя остановки, которые в дальнейшем переводятся в атомные массовые единицы.

Полученные изотопные распределения для аргона представлены на рис.5. Данные представлены для сеанса, в котором было набрано 1040 событий с остановкой ядра аргона в последних слоях калориметра (обрабатываемая длина трека составляла, как указывалось выше, 21 слой). Видно, что в экспериментальном распределении масс четко выделяются пики 5 изотопов аргона с $A=36, 37, 38, 39, 40$, также возможно присутствие изотопа с $A=35$, но статистики для его надежной идентификации недостаточно. Величины ширины указанных пиков существенно больше значений для модельного распределения аргона с $A=39$, что может быть связано с особенностями работы аппаратуры прототипа калориметра “Нуклон-2” – шумами усилителей и недостаточной точностью калибровки каналов. Таким образом, для ядер аргона представленная методика определения масс демонстрирует работоспособность, но полученные с ее помощью оценки точностей определения масс являются завышенными и отвечают идеальной работе аппаратуры (и идеальной ее калибровке).

Рис. 5. Полученные в результате обработки изотопные распределения ядер аргона

4. АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ РАЗДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР С ПОМОЩЬЮ МНОГОСЛОЙНОГО КРЕМНИЕВОГО КАЛОРИМЕТРА ПОЛНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Для оценки точностей определения масс изотопов различных ядер процедуры моделирования и обработки были выполнены для модели калориметра, описанной в разд. 1 для ядер $Z=18, 22, 25, 35, 45, 50, 54, 60, 65, 70, 75, 80, 85, 90, 92$. Причем для ядер до ксенона

($Z=54$) моделирование выполнялось для различных значений толщины слоев калориметра d от 0.2 до 3 мм, а для более тяжелых ядер моделировалась только толщина слоев, равная 2 мм. Точность определения масс исследовалась для двух соседних изотопов, более легкий из которых использовался как калибровочный.

Результаты моделирования для аргона ($Z=18$), титана ($Z=22$), марганца ($Z=25$), брома ($Z=35$), родия ($Z=45$), олова ($Z=50$) и ксенона ($Z=54$) представлены на рис. 6. Результат представлены в виде зависимостей обратной величины СКО определяемой массы (параметр $(\mu_1-\mu_2)/\sigma$) для разного количества суммируемых слоев калориметра при различной их толщине d .

Рис. 6. Зависимость параметра $(\mu_1-\mu_2)/\sigma$ от суммарной толщины детекторов, используемой при обработке данных моделирования

Как видно на рис. 6а-ж, поведение значения параметра точности массового разрешения $(\mu_1-\mu_2)/\sigma$ одинаково для всех рассматриваемых зарядов: сначала происходит увеличение точности, затем достигается некоторое максимальное значение, далее наблюдается спад. В данной методике снижение точности при включении в обработку (в величину dE_Σ) слоев, расположенных далеко от точки остановки ядра, связано с тем, что для этих слоев энергия ядер E больше и, соответственно, энергопотери $\Delta E(E)$ соседних изотопов различаются слабее, в то время как флуктуации энергопотерь практически не изменяются, что ведет к росту флуктуаций величины dE_Σ практически без изменения ее среднего значения.

Наилучшая точность восстановления масс наблюдается при длине измеренных треков ядер в пределах 100 мм от точки остановки, причем для более легких ядер ($Z\sim 20$) достаточно измерять меньшую длину трека – до 50 мм.

Также видно, что для тяжелых ядер, $Z>50$, существенной зависимости точности определения массы от толщины слоев калориметра не наблюдается. Поэтому дальнейшее моделирование самых тяжелых ядер до урана осуществлялось только для слоев с толщиной $d=2$ мм, поскольку слои этой толщины технически удобнее реализовать в настоящем приборе.

На рис.7 представлены результаты моделирования восстановления ошибки масс изотопов (СКО A или σA) в ядрах до урана.

Рис. 7. Модельная зависимость ошибки определения массы изотопа от заряда ядра Z

Отметим, что в эксперименте CRIS в диапазоне $Z=30-40$ экспериментально измеренная ошибка определения массы растет от 0.35 до 0.45 а.е.м. [5] при толщине прибора 45 мм, в то время как для представленного здесь моделирования на толщине 50 мм ошибка в этом диапазоне Z может составлять 0.18–0.26 а.е.м., что представляется разумным, так как в реальных экспериментальных данных ошибки должны быть выше в том числе из-за

особенностей работы регистрирующей аппаратуры, которые не учитывает это моделирование. Подобное расхождение наблюдается и в представленных ранее в разд. 3 экспериментальных результатах по разделению изотопов ядер аргона.

Из полученных результатов можно сделать несколько важных выводов:

1. Методика идентификации заряда ядер с помощью многослойного калориметра полного поглощения имеет естественное ограничение по применимости в области больших Z , так как ошибка измерений в этой области существенно растет и для урана становится выше 100%. Конкретное значение Z , при котором методика перестает работать, определяется физической задачей, т. е. конкретными физическими требованиями по точности измерений количества тех или иных изотопов конкретного ядра.
2. Толщина калориметра имеет оптимальное значение, которое для $Z > 50$ лежит в области 100 мм и дальнейшее увеличение толщины не улучшает точности измерений, хотя позволяет расширить диапазон энергий частиц, для которых возможно обработать трек оптимальной длины.
3. Продольная сегментация калориметра (толщина его слоев) в области $Z > 40$ слабо влияет на точность измерений масс (для диапазона значений толщины слоев 0.2–3 мм) и может выбираться из технических соображений удобства изготовления детекторов и малошумящей многоканальной электроники считывания.

Далее покажем, как представленная методика работает на экспериментальных данных сверхтяжелых ядер – на пучке ядер ксенона ($Z=54$) с энергией 13 АГэВ. Данные набирались в 2017 г. с использованием прототипа калориметра “Нуклон-2”, конструкция которого обсуждалась в разд. 2, на ускорителе CPS (ЦЕРН). Процедура обработки, позволяющая восстановить для каждого события с остановкой ядра ксенона в калориметре его массу, также описана в разд. 2. В данном случае, так же как для аргонового пучка в разд. 2, энергия первичных ядер ксенона очень велика и для полной остановки ядер в прототипе требовалось устанавливать перед ним свинцовый деградер толщиной более 32 см. В этом случае первичный состав пучка претерпевает существенные изменения из-за ядерных взаимодействий первичных ядер в деградере, и при анализе данных нужно допускать, что мы регистрируем широкий диапазон изотопов ксенона, а не только первичные стабильные ядра из состава инжестируемого в ускоритель газа. Отдельное моделирование прохождения ядер ксенона через деградер показало, что в ядерных процессах захват адронов ядром-снарядом маловероятен по сравнению с процессами скола с него нейтронов (и протонов). Это означает, что наиболее тяжелый регистрируемый после деградера изотоп должен соответствовать самому тяжелому изотопу в природном газе ксенона – $A=136$. Это позволяет несколько

ограничить ожидаемый диапазон регистрируемых изотопов в процессе обработки. Также это моделирование показало, что ожидаемое количество продуктов ядерных реакций в деградере существенно (на порядок и более) меньше количества исходных стабильных изотопов в инжектируемом газе. Это позволяет ожидать в массовом распределении зарегистрированных ядер ксенона преобладание наиболее распространенных (более 5%) природных стабильных изотопов: $A=129, 131, 132, 134, 136$. Однако эти выводы имеют только качественный характер, так как подробное моделирование всех ядерных процессов в канале ускорителя от инжекции до прохождения деградера технически невозможно. Таким образом, предполагалось, что в распределении масс изотопов регистрируемых ядер ксенона удастся наблюдать превышение количества ядер для стабильных распространенных природных изотопов над общим фоном в диапазоне примерно от 120 до 140 а.е.м. Исследование наличия легких изотопов, $A \leq 120$, затрудняется тем обстоятельством, что в этой области легкие ядра ксенона не разделяются с потенциально возможными в нашей ситуации короткоживущими ядрами йода ($Z=53$), которые также рождаются в деградере в процессах скола адронов у первичных ядер ксенона.

Сразу отметим, что для прототипа калориметра “Нуклон-2” с общей толщиной около 25 мм ожидаемая модельная ошибка определения массы изотопа составила 0.58 а.е.м. Таким образом, наблюдаемое распределение масс изотопов не может визуально разделяться на отдельные пики даже при высокой статистике событий. В этом случае выделить в интегральном распределении вклады отдельных изотопов можно, используя аппроксимацию этого распределения набором функций нормальных распределений (гауссианов) со средними значениями $A=120-140$ а.е.м. и одинаковыми значениями ширины $\sigma A=0.58$ а.е.м., при этом неизвестными параметрами очевидно будут амплитуды каждого гауссиана. Качество выполненной аппроксимации можно оценивать стандартно – по величине средней ошибки аппроксимации. Результат такой работы представлен на рис. 8, где для одного из сеансов набора данных с общей статистикой ядер ксенона, остановившихся в прототипе, 1362 шт. представлено суммарное распределение восстановленных масс и распределение количества изотопов по массам после аппроксимации набором гауссианов.

Рис. 8. Суммарное распределение экспериментального массива восстановленных масс ядер ксенона (а) и распределение количества изотопов по массам после аппроксимации набором гауссианов (б).

Видно, что, несмотря на полную невозможность выделить “на глаз” вклад отдельных изотопов в исходном суммарном экспериментальном распределении, после процедуры аппроксимации достаточно четко выделяются наиболее распространенные изотопы с $A=129, 131, 132, 134$ и 136 .

Отдельный интерес представляет ошибка восстановления количества ядер для каждого из аппроксимируемых изотопов – $\sigma N(A)$. Для представленной методики мы сознательно выше не рассматривали вопрос ошибки определения массы в отдельном событии, σA , так как полученные выше модельные результаты были выполнены на большой статистике (около 20 000 событий) и статистическая ошибка для этих расчетов мала, в то время как систематическая ошибка, связанная, в частности, с работой реальной аппаратуры на этапе моделирования не принимается во внимание и может быть весьма существенной, что и наблюдалось при рассмотрении экспериментальных данных с ядрами аргона для прототипа калориметра “Нуклон-2” и, по-видимому, наблюдается и в данных эксперимента CRIS. С другой стороны, для физики космических лучей определяющим является вопрос точности определения *количества* ядер той или иной массы, а не точность определения массы в отдельном событии. Для сверхтяжелых ядер, где даже по модельным оценкам точность определения массы в отдельном событии не высока и для выделения количества тех или иных изотопов из суммарного массового распределения требуется дополнительная процедура аппроксимации этого распределения гауссианами отдельных изотопов, искомая точность восстановления количества ядер каждого изотопа сильно зависит от статистики для этого изотопа. Фактически, величина $\sigma N(A)$ является функцией двух величин – $N(A)$ и σA . Для определения $\sigma N(A)$ в простейшем случае можно провести серию моделирований распределений гаусса со средними значениями A , СКО σA и статистикой N . Далее для каждого модельного распределения проводится его аппроксимирование гауссианами со средними значениями $A-1$, A и $A+1$ и одинаковыми СКО σA . Выполненная серия моделирований флуктуации восстановленной статистики для аппроксимирующего гауссиана со средним значением A дает оценку ошибки восстановления величины $N(A)$ с учетом “перетекания” части событий из “истинной” массы A в “ложные” массы $A-1$ и $A+1$. При этом объем серии должен обеспечивать статистическую значимость полученного результата. Процедуру можно усложнять и приближать к реалиям физической задачи для того или иного ядра, изменяя набор масс в моделируемых распределениях и набор “истинных” и “ложных” аппроксимирующих гауссианов.

Для примера представим результаты подобного расчета для проекта калориметра “Нуклон-2”, где известен проектный геометрический фактор прибора и срок его существования на околоземной орбите определен в 5 лет. Это позволяет для проектной околоземной орбиты оценить общее количество зарегистрированных ядер различных элементов $N(Z)$ (при условии полной их остановки в калориметре) и дает исходную статистику $N(A)$ в предположении, что изотопный состав ядер ГКЛ близок к земному. Величину σA мы

получаем из представленной в настоящей статье процедуры моделирования в предположении, что активная толщина калориметра составит 100 мм. Дальнейшие расчеты получены для трех вариантов моделирования массовых распределений:

1. одиночный “истинный” изотоп с массой A и два соседних “ложных” с массами $A-1$ и $A+1$;
2. два соседних “истинных” изотопа с массами A и $A+1$ и два соседних с ними “ложных” с массами $A-1$ и $A+2$;
3. два “истинных” изотопа с массами A и $A+2$ (“через один”) и три “ложных” – $A-1$, $A+1$ и $A+2$.

У рассматриваемых ядер рассматриваются только n наиболее распространенных в наземных условиях изотопов (с распространенностью более 5%) и для простоты их распространенность считается одинаковой. Тогда в первом варианте для единственного “истинного” изотопа $N(A)=N(Z)$, а во втором и третьем вариантах для двух “истинных” изотопов $N(A)=N(Z)/n$. Распространенность “ложных” изотопов всегда считается нулевой. Объем серий для оценки $\sigma N(A)$ составлял 100 моделирований. Полученные результаты представлены в табл. 1 и на рис.9.

Рис. 9. Оценка относительных ошибок восстановления количества распространенных стабильных и долгоживущих изотопов сверхтяжелых ядер для проекта эксперимента “Нуклон-2”

Таблица 1. Оценка точности восстановления количества изотопов сверхтяжелых ядер в эксперименте “Нуклон-2”

Z	Название	Стабильные и долгоживущие изотопы	Общее кол-во стабильных и долгоживущих изотопов	Кол-во распространенных стабильных и долгоживущих изотопов, n	Ожидаемая полная статистика, N	Средняя статистика на распространенный изотоп, N/n	Ожидаемая ошибка определения A , $\sigma(A)$, а.е.м.	Вариант учета соседнего изотопа	Ожидаемая относительная ошибка определения кол-ва распространенных стабильных и долгоживущих изотопов, %
40	Цирконий	90, 91, 92, 93**, 94, 96	6	4	434	109	0.27	3	15.05
41	Ниобий	92**, 93	2	1	79	79	0.28	1	17.05
42	Молибден	92, 93***, 94, 95, 96, 97, 98, 100	8	7	220	31	0.29	3	18.12
43	Технеций	97**, 98**, 99***	3	2	26	13	0.30	3	27.22

44	Рутений	96, 98, 99,								
		100, 101,	7	5	84	17	0.31	3	20.38	
		102, 104								
45	Родий	103	1	1	44	44	0.32	1	14.76	
46	Палладий	102, 104,								
		105, 106,	7	5	124	25	0.33	3	16.28	
		107**, 108, 110								
47	Серебро	107, 109	2	2	41	21	0.34	2	23.11	
48	Кадмий	106, 108, 110, 111,	8	6	107	18	0.36	3	19.31	
		112, 113,								
		114, 116								
49	Индий	113, 115	2	2	24	12	0.37	2	15.67	
50	Олово	112, 114,								
		115, 116,								
		117, 118,	11	7	125	18	0.38	3	16.61	
		119, 120,								
		122, 124, 126***								
51	Сурьма	121, 123	2	2	26	13	0.39	2	21.26	
52	Теллур	120, 122,								
		123, 124,	8	6	146	24	0.40	2	16.30	
		125, 126,								
		128, 130								
53	Йод	127,	2	1	29	29	0.42	1	13.22	
		129**								
54	Ксенон	124, 126, 128, 129,								
		130, 131,	9	6	70	12	0.43	3	17.65	
		132, 134,								
		136								
55	Цезий	133,	2	1	17	17	0.44	1	15.11	
		135**								
56	Барий	130, 132, 134, 135,	7	4	172	43	0.45	3	14.70	
		136, 137,								
		138								
57	Лантан	137***, 138, 139	3	1	16	16	0.47	1	16.07	
58	Церий	136, 138, 140, 142	4	2	47	24	0.48	2	18.10	
59	Празеодим	141	1	1	12	12	0.50	1	24.01	
60	Неодим	142, 143,								
		144, 145, 146, 148,	7	7	43	6	0.51	3	42.00	
		150								
62	Самарий	144, 146*, 147, 148,	8	6	49	8	0.54	3	42.22	
		149, 150,								
		152, 154								
63	Европий	151, 153	2	2	8	4	0.55	2	42.56	
64	Гадолиний	150**, 152, 154,	8	5	38	8	0.57	3	49.98	
		155, 156,								

65	Тербий	157, 158, 160	1	1	9	9	0.58	1	39.64
66	Диспрозий	159 154**, 156, 158, 160, 161, 162, 163, 164	8	5	37	7	0.60	3	39.88
67	Гольмий	165	1	1	14	14	0.61	1	30.63
68	Эрбий	162, 164, 166, 167, 168, 170	6	4	23	6	0.63	3	67.86
69	Тулий	169	1	1	5	5	0.65	1	67.50
70	Иттербий	168, 170, 171, 172, 173, 174, 176	7	5	24	5	0.66	3	80.04

Примечание: стабильные изотопы выделены жирным шрифтом, долгоживущие с временем полураспада более 10^{10} лет – обычным шрифтом, долгоживущие с временем полураспада 10^{10} – 10^8 лет отмечены звездочкой, долгоживущие с временем полураспада 10^7 – 10^6 лет отмечены двумя звездочками, долгоживущие с временем полураспада 10^5 – 10^4 лет отмечены тремя звездочками.

Представленные результаты позволяют оценить область ядер, в которой эксперимент “Нуклон-2” сможет дать количественные результаты для соотношений различных изотопов, а также область, где будут возможны только качественные оценки наличия тех или иных изотопов.

Первой области условно соответствует диапазон ядер $Z=40$ – 59 и, возможно, отдельное ядро гольмия ($Z=67$), где ожидается достаточно высокая статистика и точность определения количества изотопов может быть не хуже 30%. Вторая область, $Z>60$, где ожидаемая точность определения количества изотопов хуже 30%, что, согласно критерию “ 3σ ”, не позволяет делать достаточно достоверных утверждений о количестве того или иного изотопа в экспериментальных данных.

5. ВЫВОДЫ

В работе представлена расчетная методика для идентификации изотопного состава в потоках тяжелых ядер, основанная на принципах E – dE телескопа в многослойном кремниевом калориметре полного поглощения.

Методика была успешно опробована при обработке экспериментальных данных на пучке аргона.

Методика позволяет оценить возможные точности определения масс ядер для разных вариантов конструкции многослойного калориметра. Полученные модельные результаты не противоречат данным, полученным в эксперименте CRIS, который является на сегодняшний

день лучшей реализацией методики идентификации изотопов в многослойном кремниевом калориметре.

Методика позволяет оптимизировать конструкцию аппаратуры и постановку эксперимента в целом в задачах идентификации заряда и массы ядер в потоках ГКЛ в области тяжелых и сверхтяжелых $Z > 26$.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ им. М.В. Ломоносова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Панов А. Д., Подорожный Д. М., Турундаевский А. Н.* // УФН. 2024. Т. 194. № 7. С. 681.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.11.039589>
2. *Binns W.R., Wiedenbeck M.E., von Rosenvinge T.T. et al.* // ApJ. 2022. V. 936. № 1. P. 13.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/acefd2>
3. *Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С.* Основы экспериментальных методов ядерной физики. Москва: Энергоатомиздат, 1985.
4. *Иишханов Б.С., Капитонов И.М., Кэбин Э.И.* Частицы и ядра. Эксперимент. Москва: Издательство МГУ, 2005.
5. *Stone E.C., Cohen C.M.S., Cook W.R. et al.* // Space Sci. Rev. 1998. V. 86. P. 285.
<https://doi.org/10.1023/A:1005075813033>
6. *Васильев О., Карманов Д., Ковалев И. и др.* // Письма в ЭЧАЯ. 2021. Т. 18. № 1. С. 35.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=46322741>

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис. 1.** Явный вид калибровочной кривой $dE(E)$, построенной по изотопу ^{38}Ar
- Рис. 2.** Спектр суммарных отклонений для ядер аргона ($Z=18$, толщина детекторов $d=1\text{ мм}$, 80 слой от слоя остановки)
- Рис. 3.** Линейная аппроксимирующая зависимость $\mu(A)$ для изотопов аргона
- Рис. 4.** Схематический вид конструкции прототипа калориметра “Нуклон-2”
- Рис. 5.** Полученные в результате обработки изотопные распределения ядер аргона (синий цвет). Также представлен полученный в результате моделирования результат для ^{39}Ar (серый цвет)
- Рис. 6.** Зависимость параметра $(\mu_1 - \mu_2)/\sigma$ от суммарной толщины детекторов, используемой при обработке данных моделирования для аргона ($Z=18$) (**а**), титана ($Z=22$) (**б**), марганца ($Z=25$) (**в**), брома ($Z=35$) (**г**), родия ($Z=45$) (**д**), олова ($Z=50$) (**е**) и ксенона ($Z=54$) (**ж**)
- Рис. 7.** Модельная зависимость ошибки определения массы изотопа от заряда ядра Z для оптимальной длины трека 100 мм и для трека длиной 50 мм.
- Рис. 8.** Суммарное распределение экспериментального массива восстановленных масс ядер ксенона ($Z=54$), (**а**) и распределение количества изотопов по массам после аппроксимации набором гауссианов (**б**). На рис. **а** толстой линией показан результат аппроксимации экспериментального распределения гауссианами при этом средняя ошибка аппроксимации составила 10%
- Рис. 9.** Оценка величины относительных ошибок восстановления количества распространенных стабильных и долгоживущих изотопов сверхтяжелых ядер для проекта эксперимента “Нуклон-2” (по отношению к ожидаемой средней статистике на распространенный изотоп из табл. 1). Толщина калориметра 100 мм. Длина регистрируемого в нем трека составляет не менее 60 мм

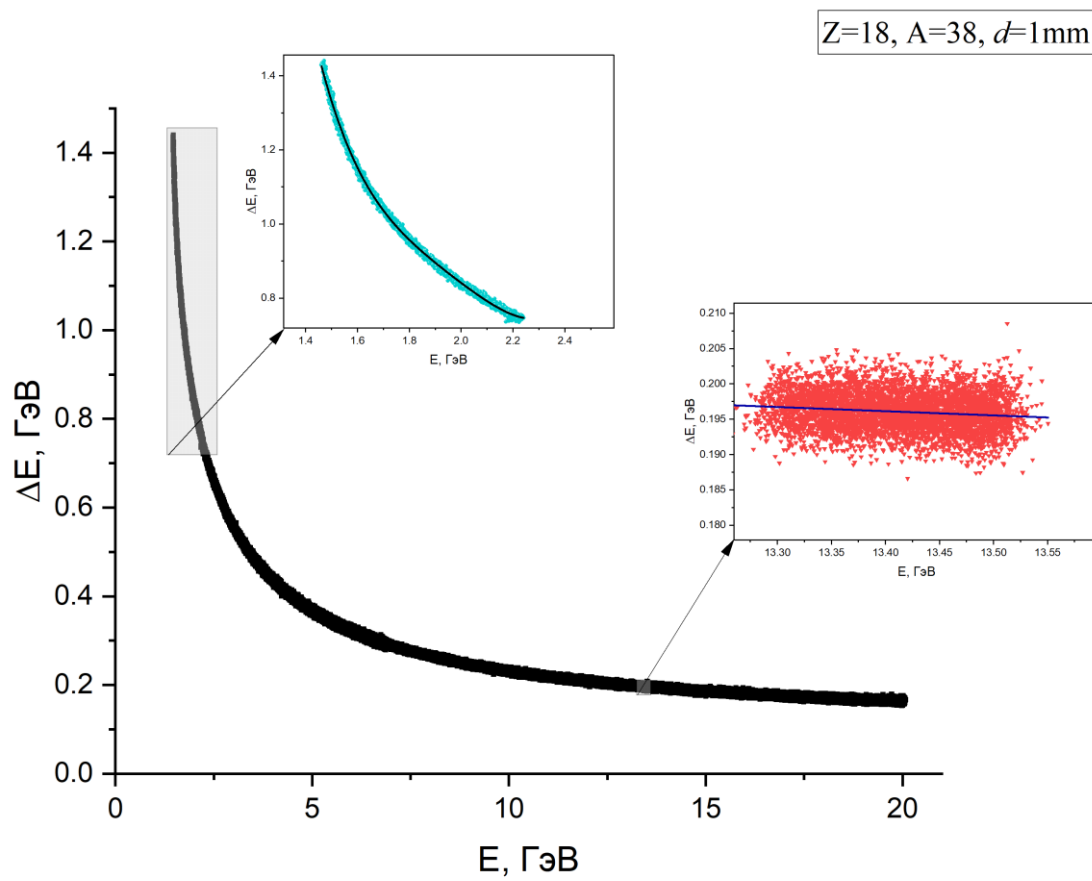


Рис.1

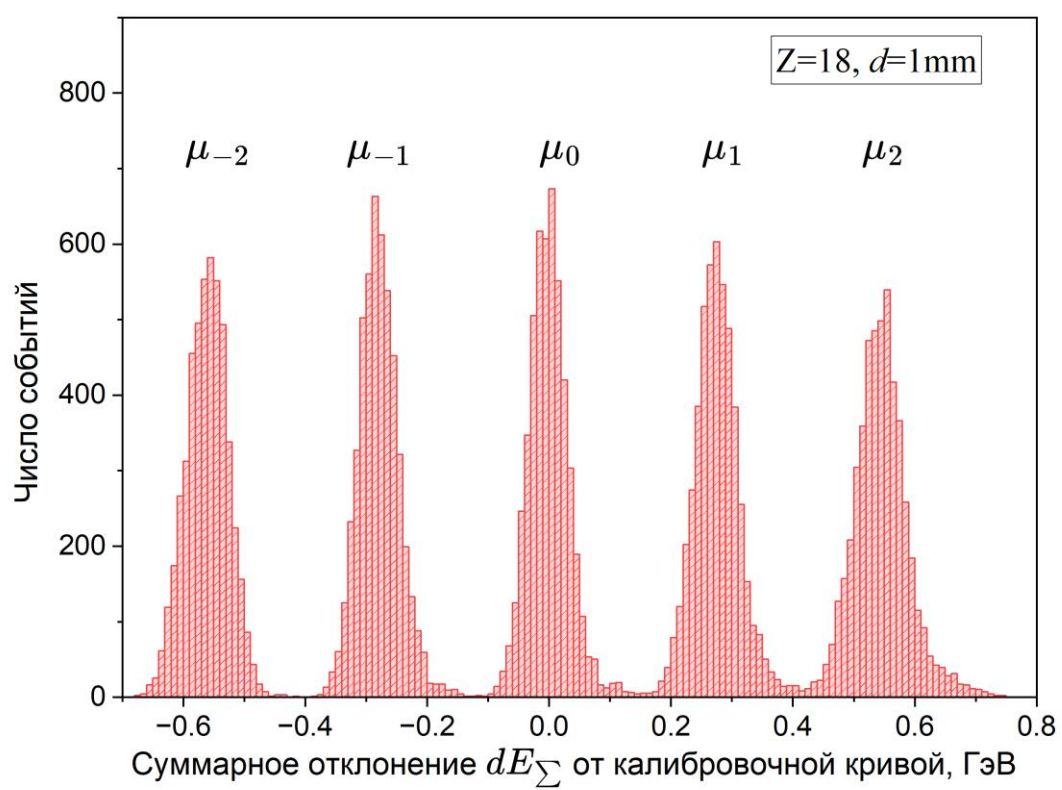


Рис.2

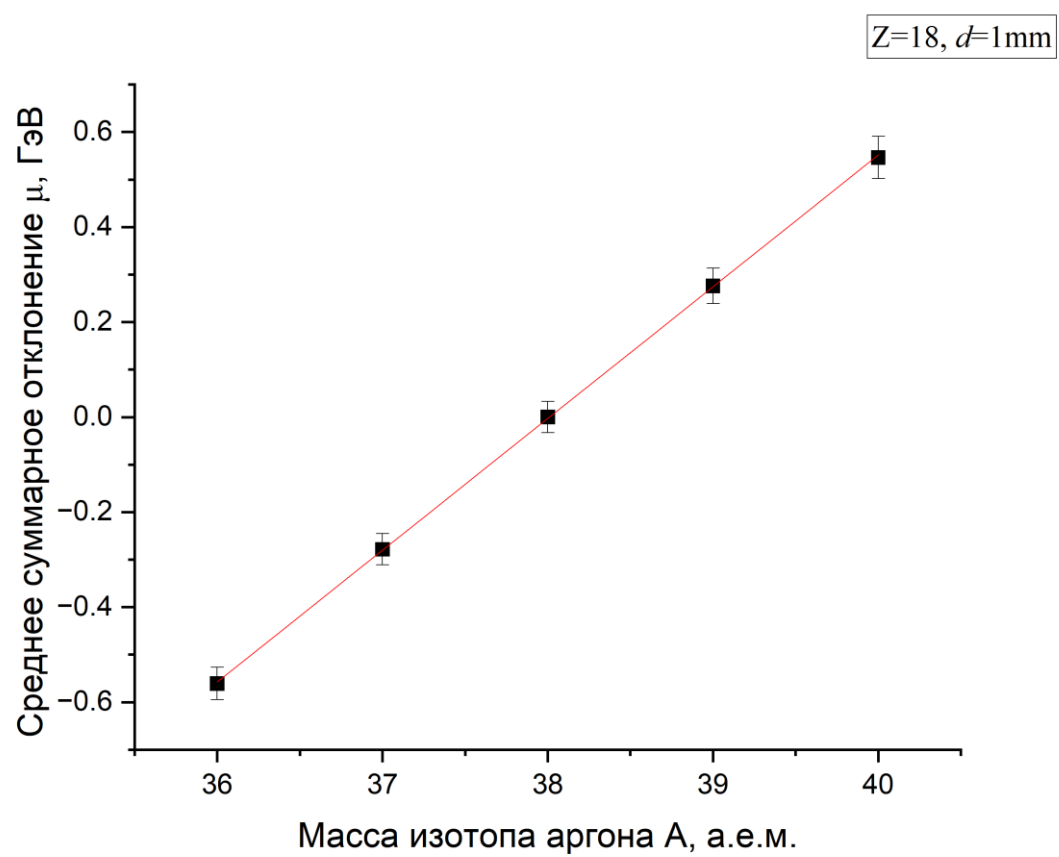


Рис.3

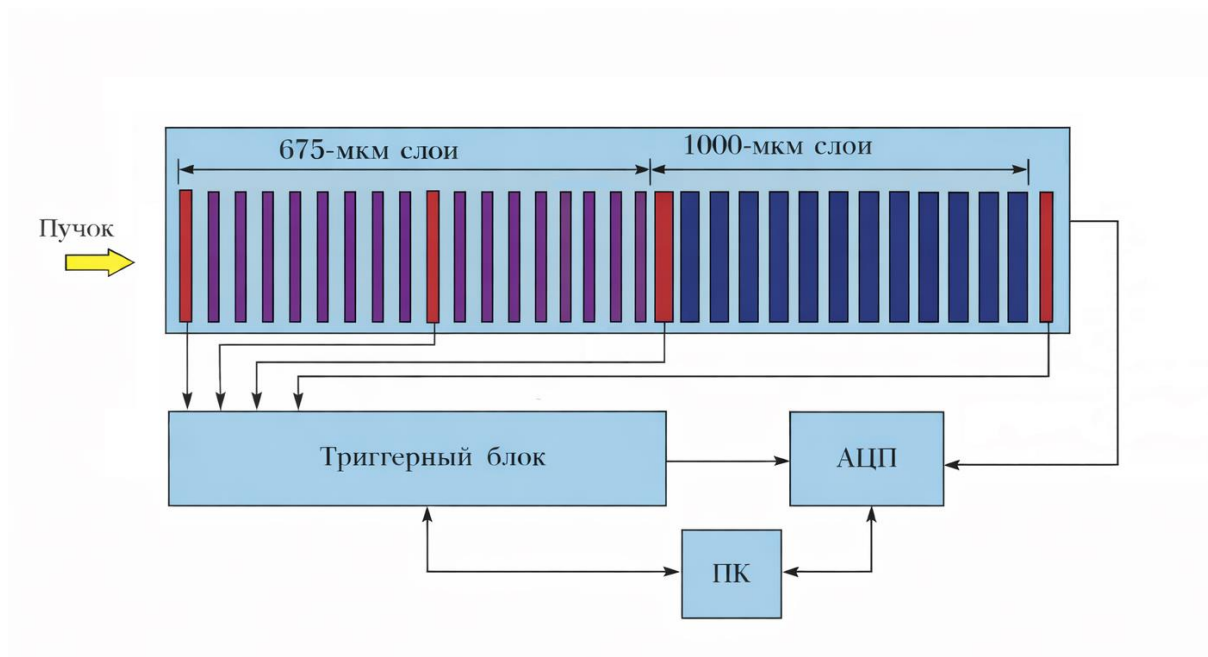


Рис.4

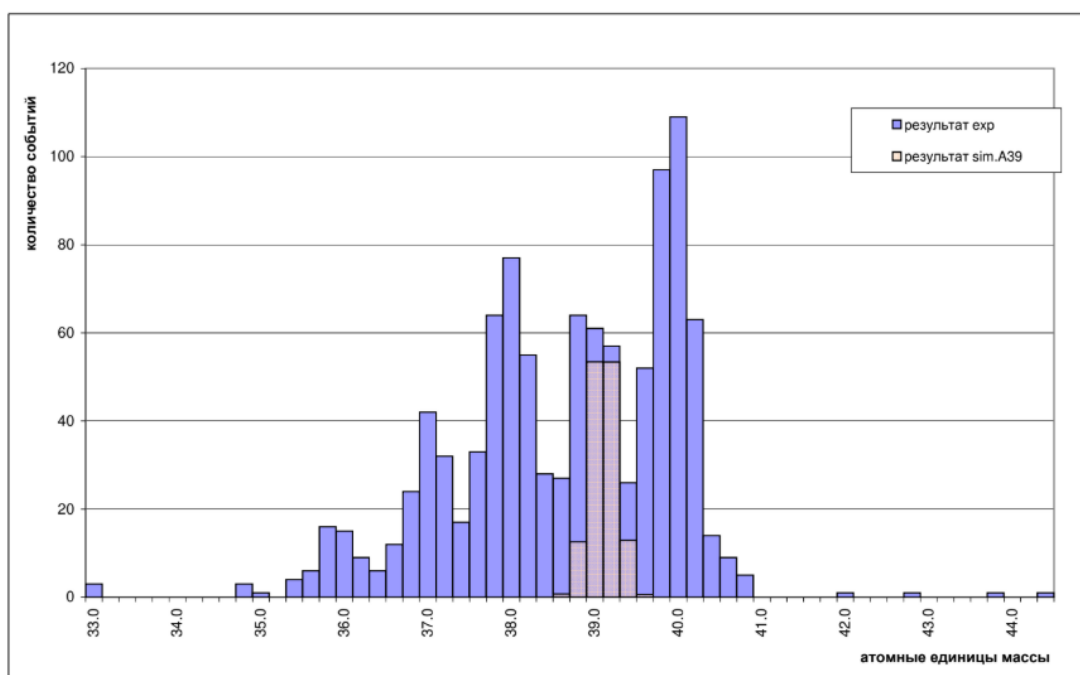
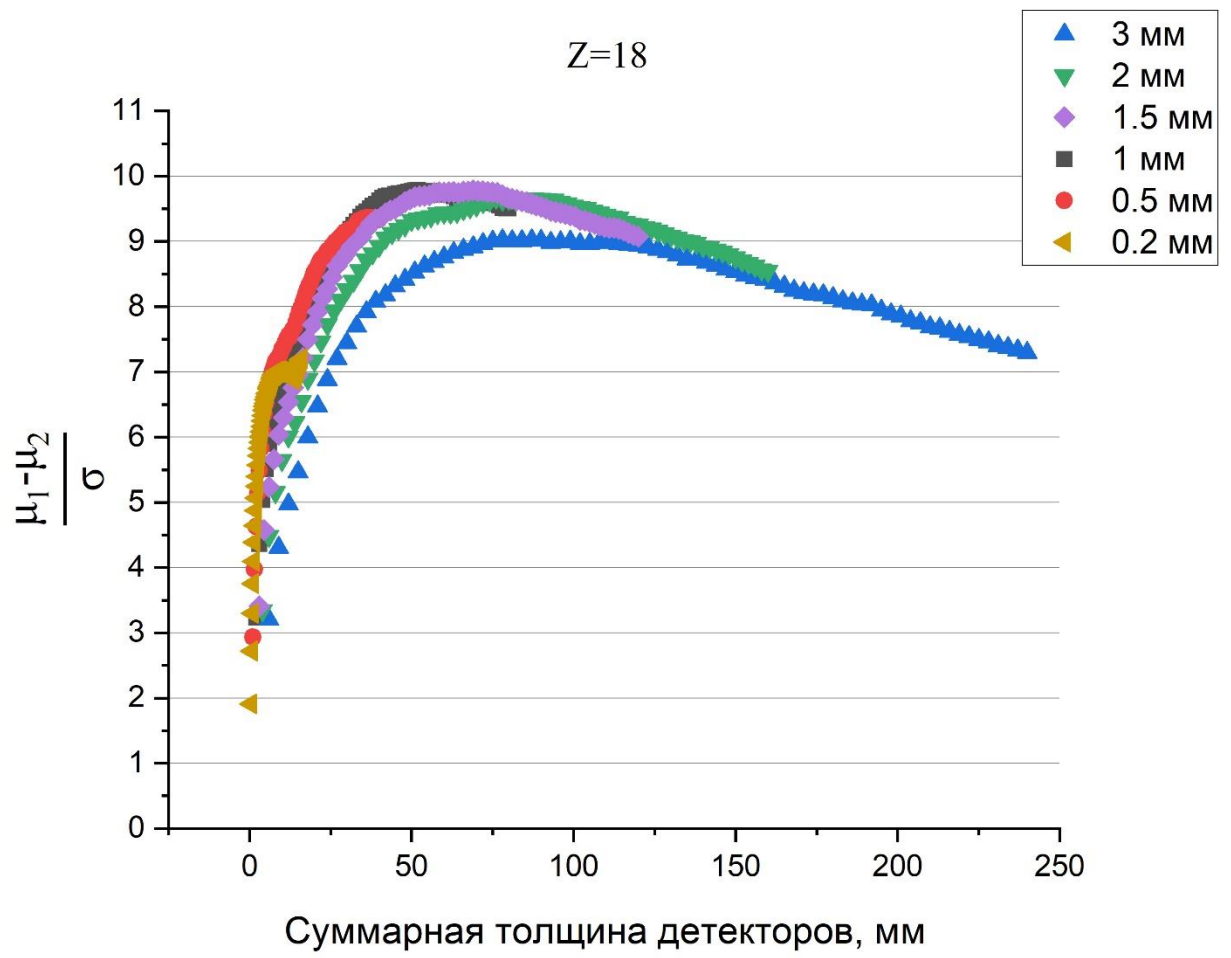
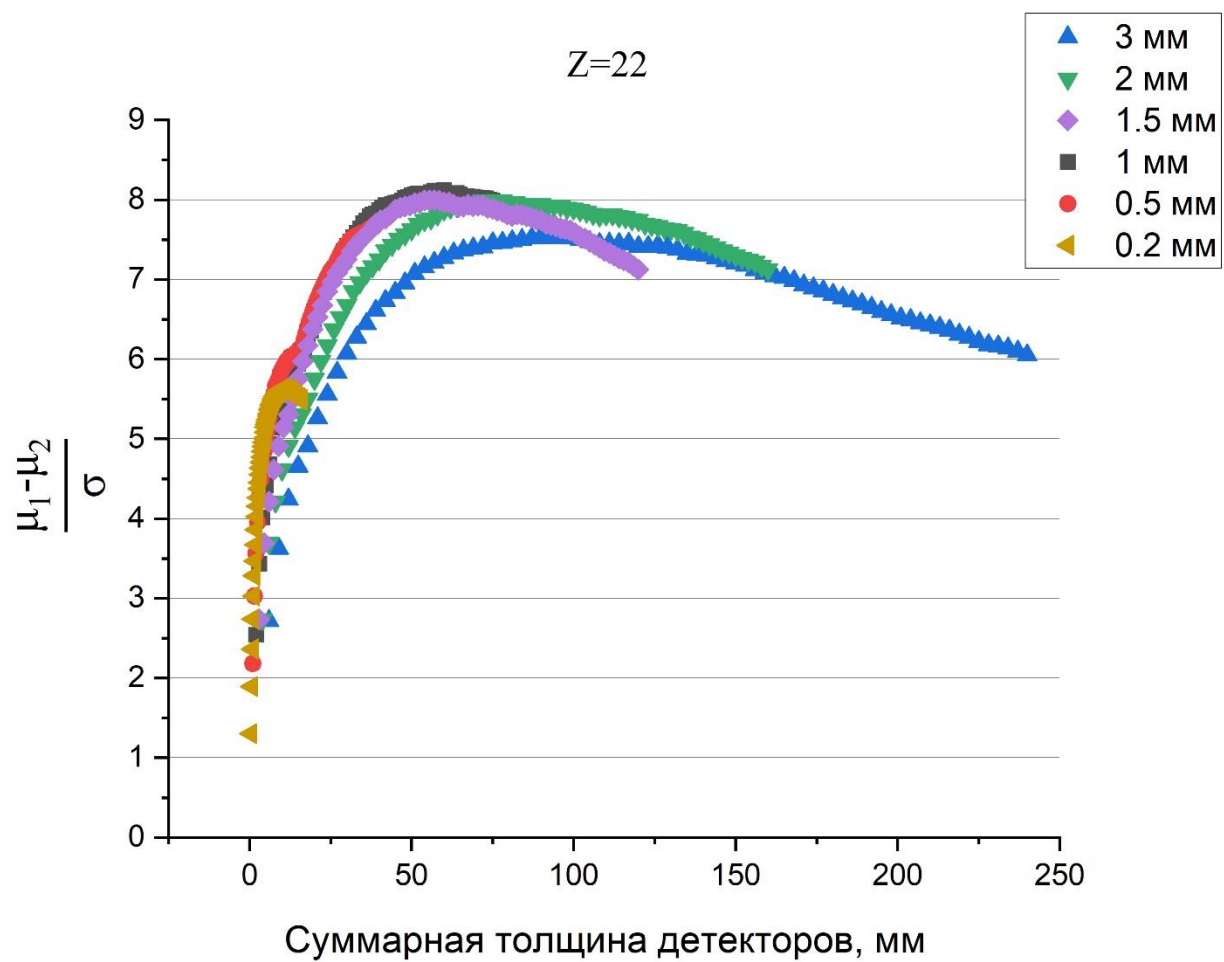


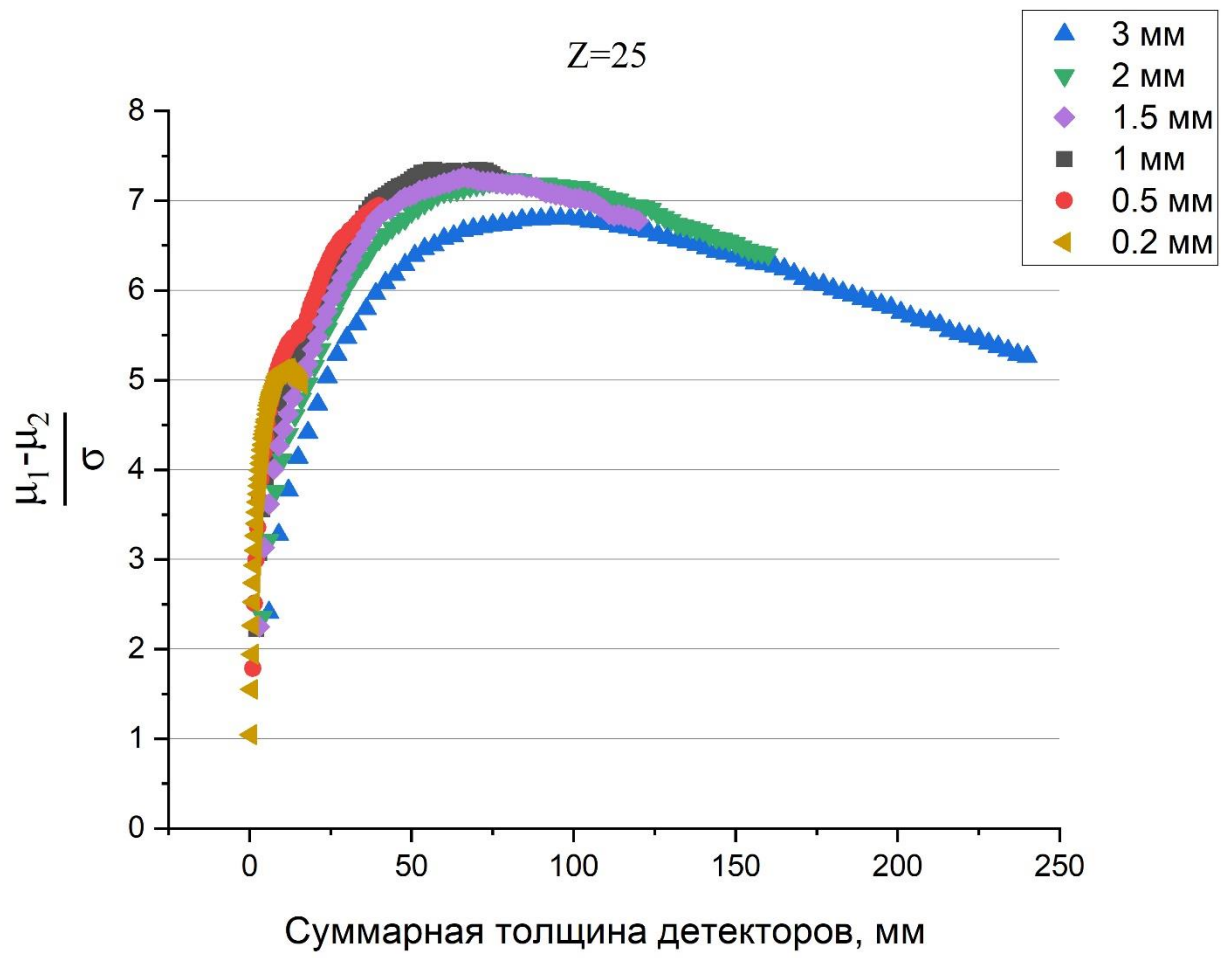
Рис.5



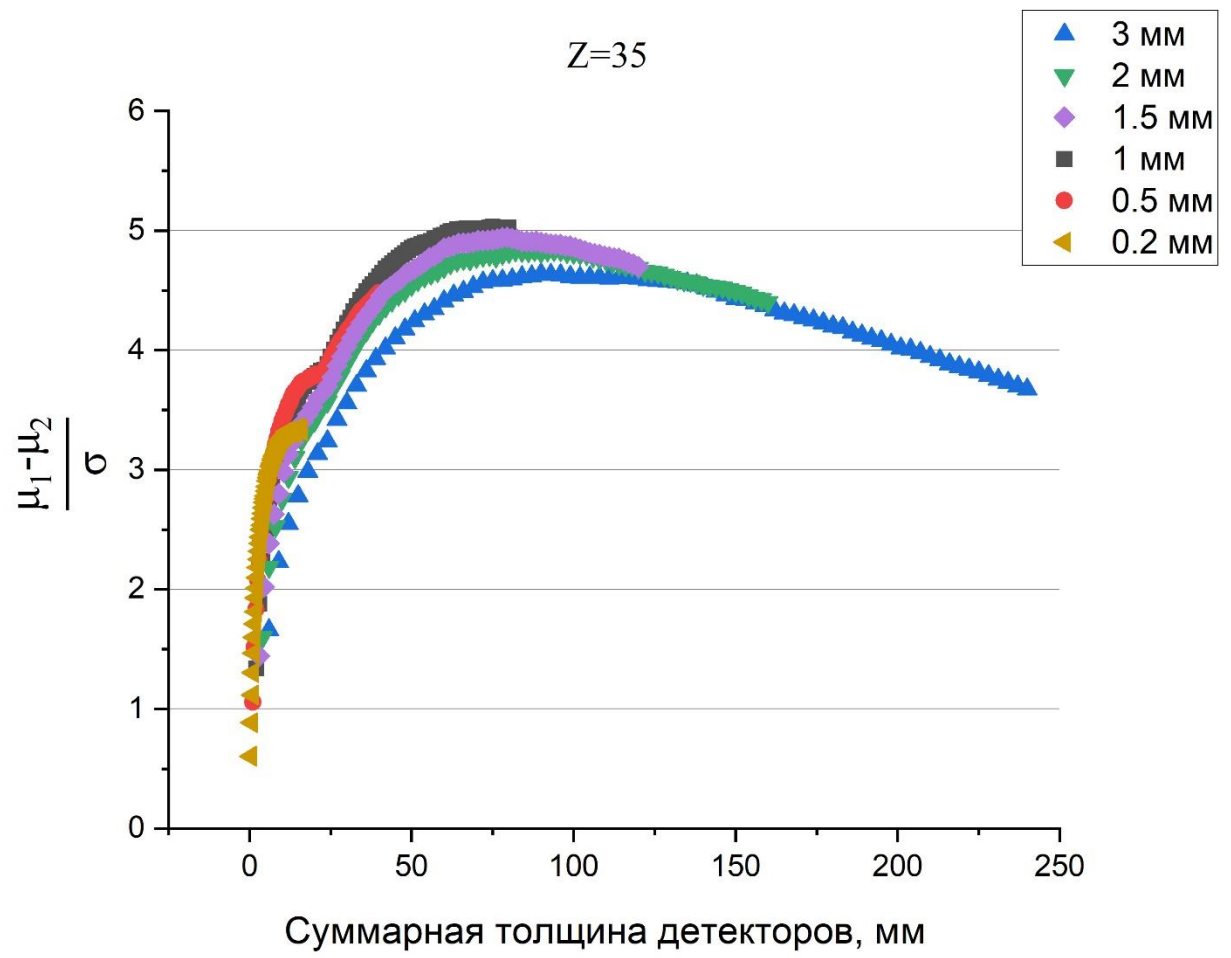
(a)

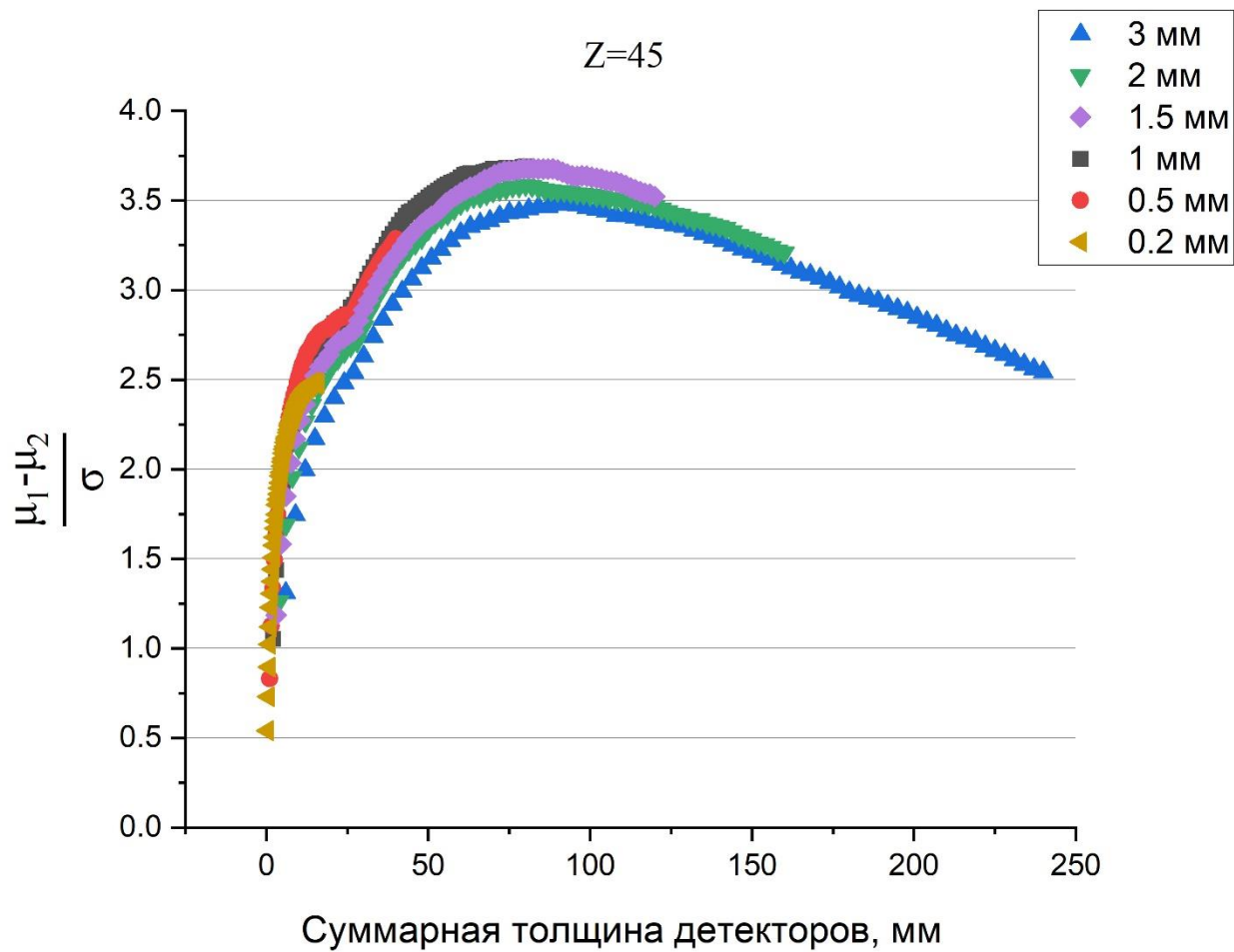


(6)

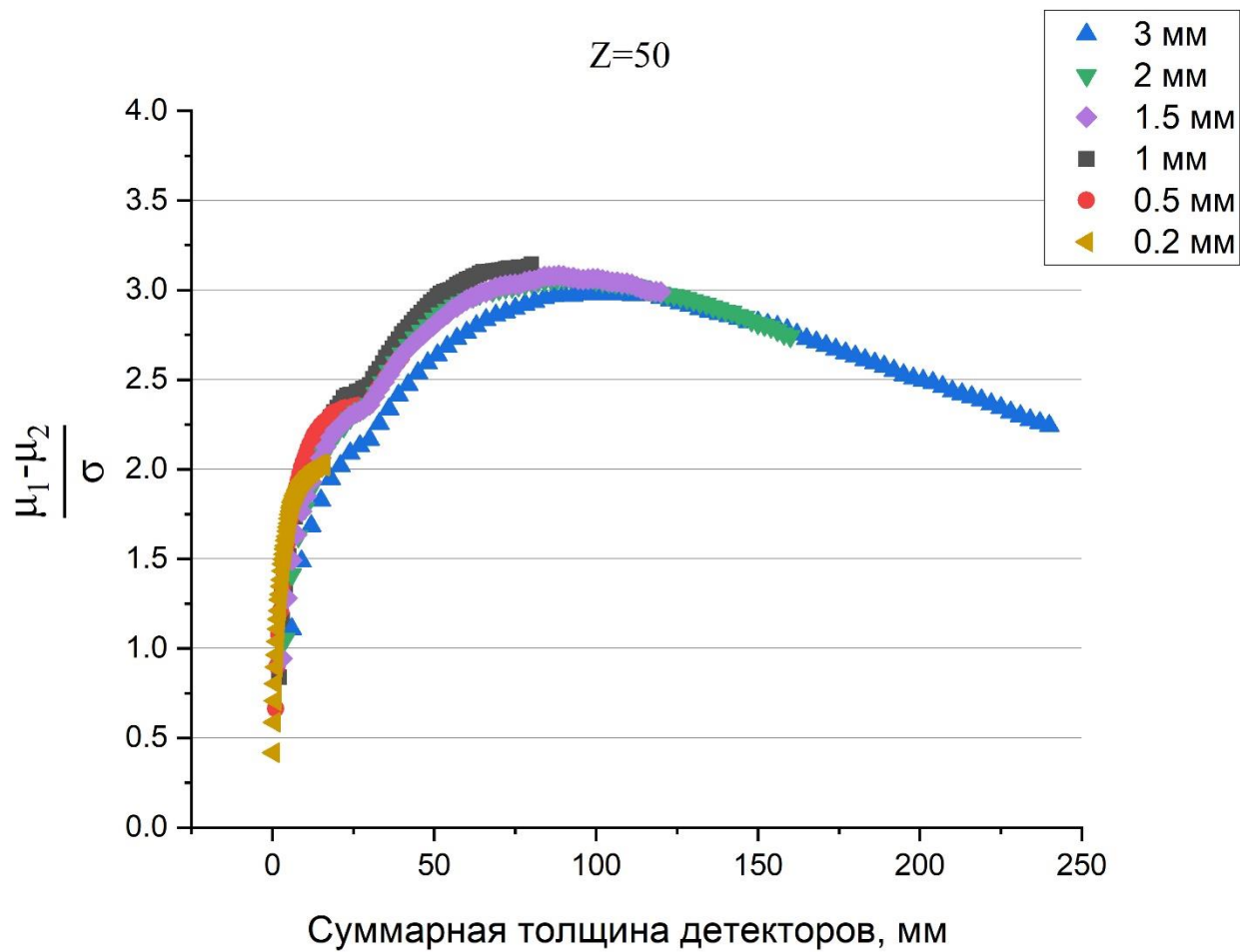


(В)





(д)



(е)

Рис. 6.

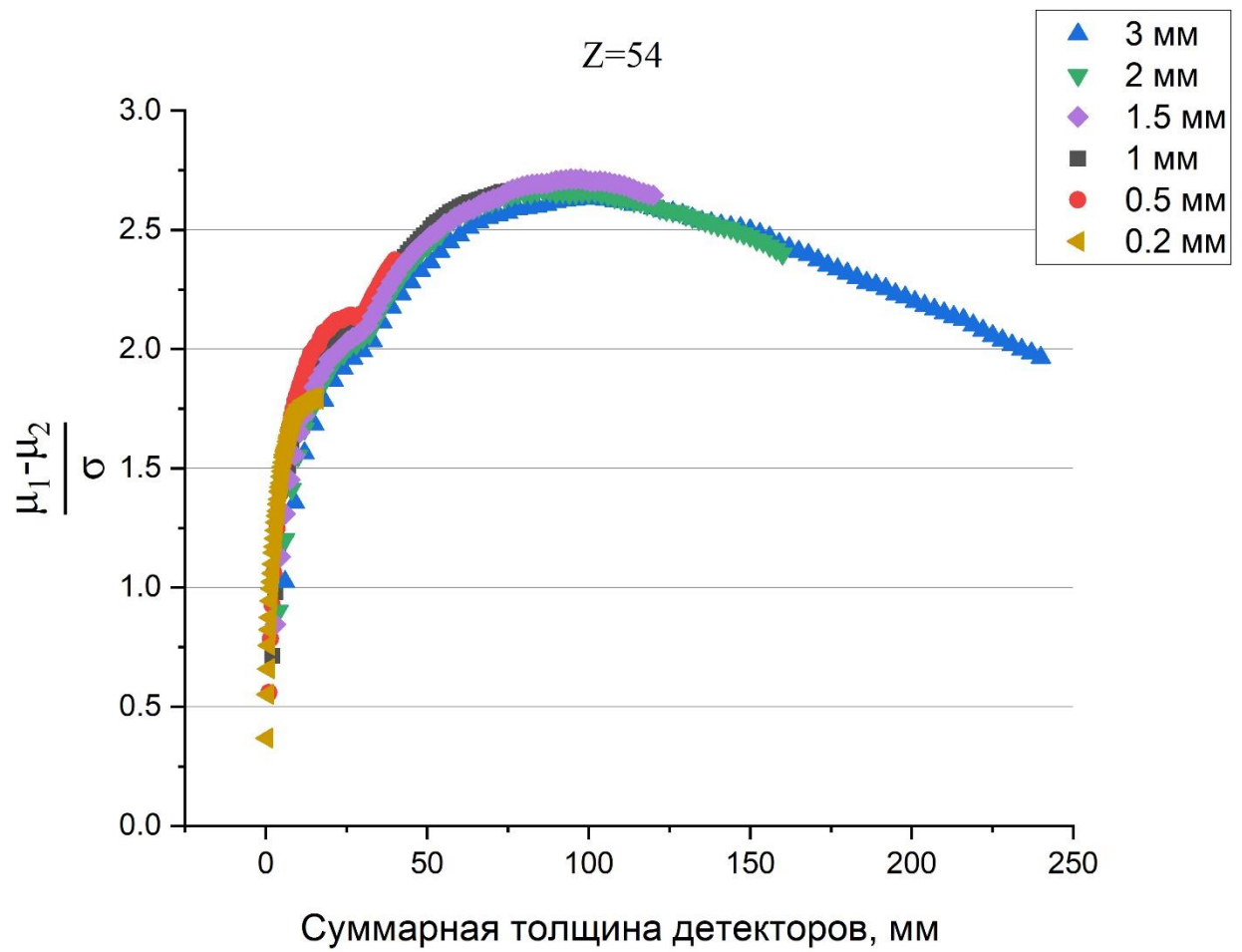


Рис. 6.

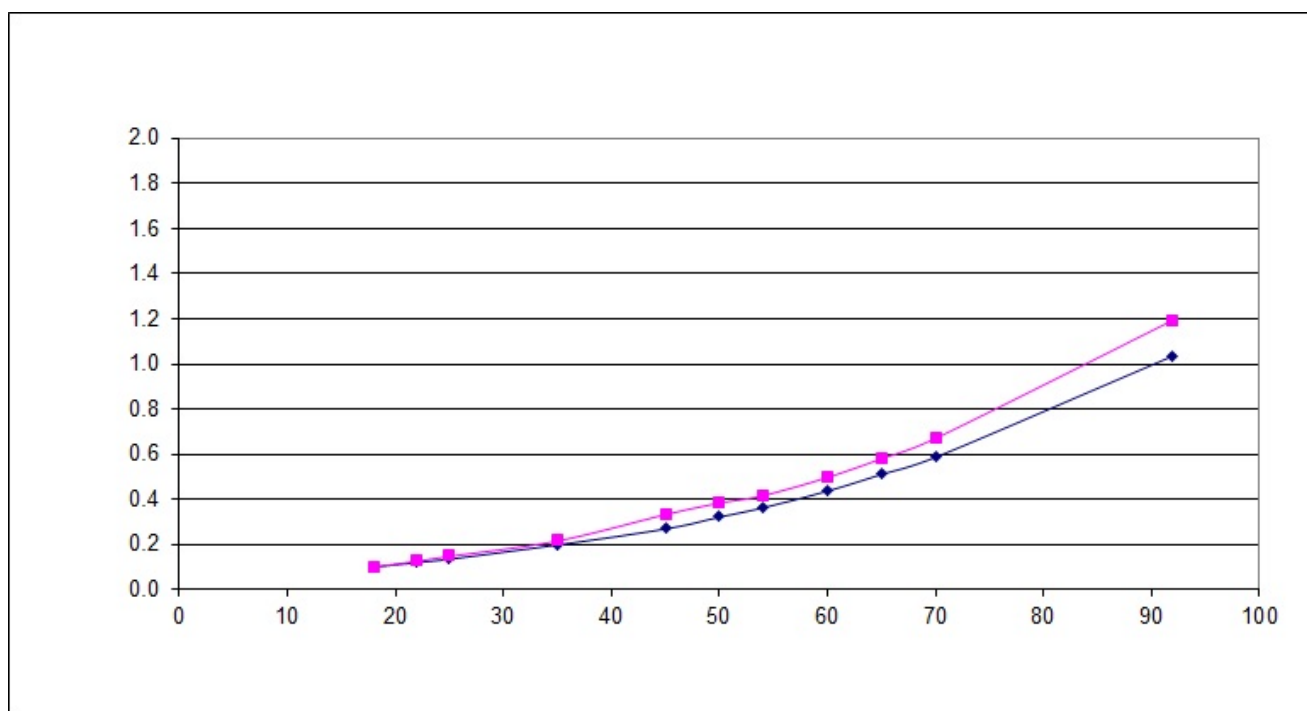
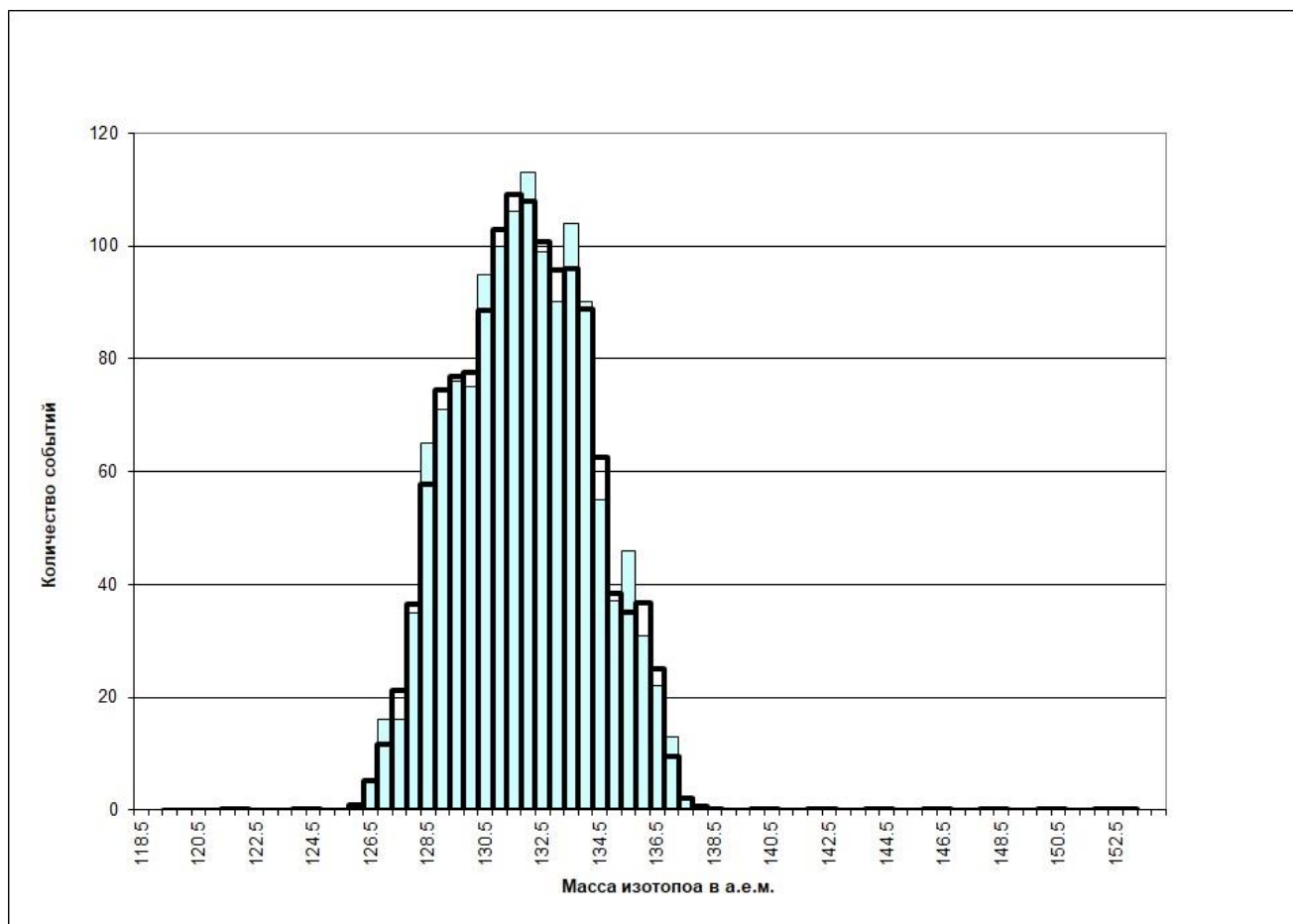
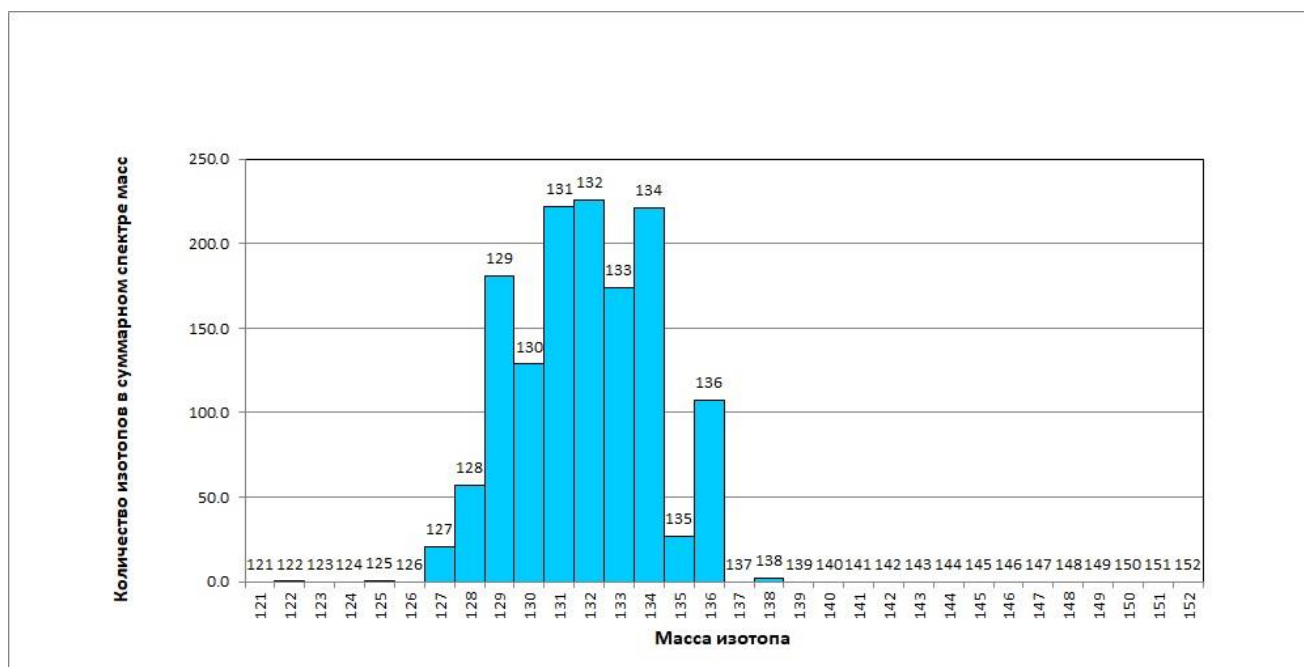


Рис. 7.



(а)



(б)

Рис. 8.

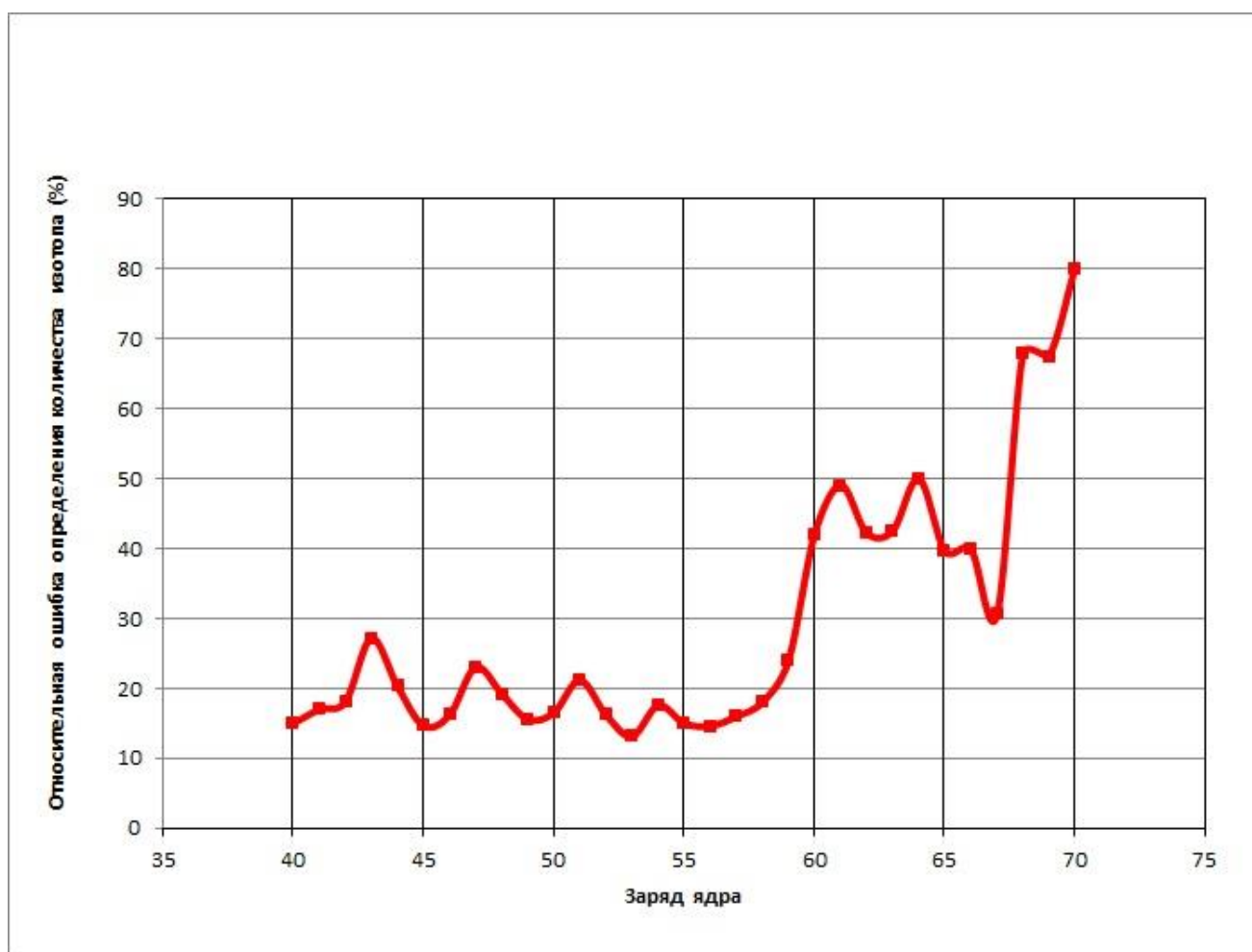


Рис.9.