

УДК 621.384.83, 53.072

РАСЧЕТ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НОВОГО ГАЗОНАПОЛНЕННОГО СЕПАРАТОРА DGFRS-2

© 2022 г. Д. И. Соловьев^{1,*}, Н. Д. Коврижных¹, В. К. Утенков¹,
Ю. Ц. Оганесян¹, Ф. Ш. Абдуллин¹, А. А. Воинов¹, С. Н. Дмитриев¹,
Д. Ибадуллаев^{1,2,3}, М. Г. Иткис¹, Д. А. Кузнецов¹, О. В. Петрушкин¹,
А. В. Подшибякин¹, А. Н. Поляков¹, А. Г. Попеко¹, Р. Н. Сагайдак¹,
Л. Шлаттауэр^{1,4}, В. Д. Шубин¹, М. В. Шумейко¹, Ю. С. Цыганов¹

¹*Международная межправительственная организация Объединённый
институт ядерных исследований, Дубна, Россия*

²*Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан*

³*Евразийский Национальный Университет им. Л.Н. Гумилёва, Астана,
Казахстан*

⁴*Университет Палацкого, Оломоуц, Чехия*

*E-mail: dmitri.solov@gmail.com

Поступила в редакцию

После доработки

Принята к публикации

Для дальнейшего изучения физических и химических свойств сверхтяжелых элементов (СТЭ) была создана Фабрика СТЭ на базе циклотрона ДЦ-280. Первой установкой фабрики стал газонаполненный сепаратор DGFRS-2. Принцип работы, основные характеристики сепаратора и результаты тестовых экспериментов представлены и обсуждены. Описана расчетная модель сепаратора, созданная на основе программного комплекса GEANT4. Представлены методы определения оптимальной настройки сепаратора.

ВВЕДЕНИЕ

СТЭ образуются в реакции полного слияния с образованием составного ядра (СЯ) и последующим испарением одного или нескольких нейтронов. Большая часть элементов с $Z = 112-118$ получена в реакциях горячего слияния ионов ^{48}Ca с изотопами актинидов. Сечение подобных реакций обычно находится в пределах нескольких пикобарн, что при интенсивности пучка ионов $10^{13}/\text{с}$, достигаемой на современных ускорителях, соответствует частоте образования СТЭ от 1 атом/месяц до 1 атом/день [1].

Для проведения дальнейших физических и химических исследований СТЭ в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова (ЛЯР) Объединенного института ядерных исследований создана Фабрика СТЭ на базе нового ускорителя тяжелых ионов ДЦ-280, на котором проектная интенсивность пучка ионов ^{48}Ca составляет $6 \cdot 10^{13}$ ионов в секунду. Первой экспериментальной установкой Фабрики СТЭ является газонаполненный сепаратор DGFRS-2 [2]. Основная цель создания этой установки – достижение высокой эффективности сбора синтезируемых сверхтяжелых ядер в ее фокальной плоскости, где установлена детекторная система, которая по проектным расчетам [3] будет превышать 60% для мишеней толщиной до 0.5 мг/см^2 , что в 2 раза выше достигнутой эффективности на предыдущем сепараторе DGFRS.

Увеличенное по сравнению с DGFRS количество магнитных элементов усложняет настройку и выбор параметров DGFRS-2 при проведении эксперимента. Для достижения высокой эффективности сбора синтезируемых ионов (СИ) необходимо провести моделирование их прохождения через DGFRS-2 с учетом сложной геометрии его газонаполненной камеры и определить оптимальные значения полей в магнитах. Расчетное изучение характеристик сепаратора проводилось на основе фреймворка GEANT4 [4,5]. Набор предлагаемых им классов и методов расчета обладает высокой вариативностью и позволяет имплементировать необходимые алгоритмы для моделирования.

КОНСТРУКЦИЯ СЕПАРАТОРА DGFRS-2

Вылетающие из мишени СИ сильно ионизированы ($q \approx +20$) с широким распределением возможных зарядов. В газонаполненных сепараторах ядро сталкивается с атомами газа, что приводит к обмену электронами, из-за чего зарядовое распределение СИ сужается, и средняя величина заряда становится примерно равной 6^+ . Принцип отделения продуктов реакции полного слияния, например, от ионов ^{48}Ca заключается в том, что импульсы этих ядер одинаковы, а из-за разницы их масс скорость ^{48}Ca примерно в шесть раз превышает скорость СИ. Из-за большой скорости ионов ^{48}Ca сечение захвата/потери электрона в газе на 3–4 порядка меньше, чем для СИ, из-за

чего заряд пучка остается близким к 17^+ . Магнитная жесткость синтезируемых ядер, таким образом, примерно в три раза выше, чем у ^{48}Ca , из-за чего ионы ^{48}Ca движутся по меньшему радиусу внутри дипольных магнитов DGFRS-2.

Схема сепаратора DGFRS-2 представлена на рис. 1. DGFRS-2 имеет ионно-оптическую схему $Q_v D_h Q_h Q_v D$. Квадруполь Q1 фокусирует СИ в вертикальном направлении так, чтобы большая часть продуктов реакции полного слияния проходила через зазор дипольного магнита D1. Дипольный магнит D1 с углом отклонения 31.5° и зазором в его камере 120 мм фокусирует СИ в горизонтальном направлении из-за наклонной задней поверхности полюса. Диполь D1 отделяет СИ от частиц пучка и подавляет большую часть других фоновых частиц (таких как, рассеянные ионы пучка и мишени, продукты неполного слияния и т. д.), которые могут достичь фокальной плоскости сепаратора. Квадруполи Q2 и Q3 фокусируют СИ на детектор в фокальной плоскости сепаратора в горизонтальном и вертикальном направлениях соответственно. Диполь D2 с углом отклонения 10° и зазором в камере 108 мм снижает фон от заряженных частиц высокой энергии – альфа-частиц, протонов и т.д., образующихся в прямых реакциях ионов пучка с газом и стенками DGFRS-2.

Мишенная система, используемая в DGFRS-2, состоит из мишенного диска, вращаемого электромотором через зубчатый ременный привод. Для отделения камеры сепаратора, заполненной газом при давлении ≈ 1 Торр, от высокого вакуума в канале пучка на DGFRS-2 была разработана система дифференциальной откачки. На DGFRS-2 пучок вбивается в медную, охлаждаемую водой пластину (стоппер). Для определения дозы пучка ионов, прошедших через мишень, измеряется суммарный ток со всей камеры стоппера.

Идентификация ядер проводится на основе временной, энергетической и позиционной корреляции СИ с цепочкой последующих альфа-распадов и/или спонтанного деления конечного ядра в цепочке. Детекторная система DGFRS-2 состоит из двух многопроволочных пропорциональных камер (МПК) и сборки кремниевых полупроводниковых детекторов. Детекторная сборка отделена от объема сепаратора майларовым окном толщиной 0.7 мкм и заполнена пентаном под давлением 1.2 Торр. МПК установлены перед сборкой кремниевых детекторов, расстояние между камерами 65 мм.

Имплантированный кремниевый двусторонний стриповый детектор (DSSD) с активной областью 220×48 мм² окружен 8 стриповыми кремниевыми детекторами толщиной 500 мкм, каждый с активной областью

60x120 мм². Каждый детектор имеет 8 стрипов шириной 15 мм, параллельных плоскости DSSD. Они формируют стенки детекторной коробки и предназначены для регистрации альфа-частиц и осколков деления, вылетающих из имплантационного детектора. Усредненная по позиции эффективность регистрации полной энергии альфа-частицы составляет около 80%.

РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ

Моделирование траекторий СИ в объеме сепаратора DGFRS-2 выполняется методом Монте-Карло, имплементированным в GEANT4 [5]. На первом этапе расчета разыгрывается энергия иона ⁴⁸Ca и его пространственное положение перед мишенью в соответствии с параметрами пучка на мишени. Далее пучок проходит через подложку мишени, в качестве которой используется титан толщиной 1.4 мкм. При моделировании прохождения учитываются многократное рассеяние, потери энергии и их флуктуация.

После прохождения титановой подложки разыгрывается энергия возбуждения СЯ согласно функции возбуждения заданной реакции. Далее на основе таблиц пробега [6] и энергии пучка после подложки рассчитывается положение в слое мишени, где СЯ будет иметь сгенерированную энергию возбуждения. В рассчитанном таким образом положении внутри мишени

формируется СЯ. Далее симулируется испарение нейтронов из СЯ. Кинетическая энергия нейтрона разыгрывается случайным образом в соответствии с распределением Максвелла и рассчитывается импульс, передаваемый нейтроном СЯ. Направление импульса сгенерированного нейтрона разыгрывается равномерно по сфере. Далее производится расчет энергии возбуждения, уносимой нейтроном.

После анализа нескольких предлагаемых Geant4 моделей для оценки многократного рассеяния ионов в газе была выбран метод, описываемый классом G4ScreenedNuclearRecoil [7]. Данная модель наилучшим образом воспроизводит результаты расчета с помощью кода TRIM [6], широко используемого и хорошо зарекомендовавшего себя для моделирования прохождения ионов через вещество.

Для расчета потерь энергии СИ использовались таблицы пробегов, вычисляемых пакетом SRIM [6]. Для расчета пробегов ионов с $Z > 92$ зависимость пробегов в одной и той же среде при фиксированном значении кинетической энергии была линейно экстраполирована в область с $113 \leq Z \leq 118$.

Для моделирования процесса перезарядки СИ в объеме газонаполненного сепаратора используется алгоритм с использованием

экспериментально измеренного среднего значения заряда, описанный в [5,8,9].

Среднее значение заряда вычисляется по линейной систематике с учетом оболочечных поправок [10]. Сечение захвата вычисляется по экспоненциальной зависимости, предложенной в [11], и экспоненциально экстраполируется на все возможные зарядовые состояния СИ.

Для моделирования движения в магнитном поле используются встроенные в GEANT4 методы интегрирования уравнения движения частицы. Для расчета карт магнитного поля используются созданные при проектировании магнитных элементов DGFRS-2 трехмерные модели магнитов в программе OPERA-3D, предоставленные компанией SIGMAPHИ. Карты магнитного поля задаются с шагом в 5 мм и трилинейно интерполируются для получения значений между узлами сетки.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ВЕРИФИКАЦИЯ РАСЧЕТНОЙ МОДЕЛИ

Для исследования характеристик сепаратора была проведена серия тестовых экспериментов по синтезу ядер в реакциях полного слияния $^{170}\text{Er}(^{48}\text{Ca},4n)^{214}\text{Ra}$, $^{174}\text{Yb}(^{48}\text{Ca},5n)^{217}\text{Th}$ и $^{206}\text{Pb}(^{48}\text{Ca},2n)^{252}\text{No}$. Ширины позиционных распределений ядер в фокальной плоскости сепаратора зависят от ионно-оптических характеристик установки, установленных значений тока

в магнитных элементах, толщины мишени и давления водорода внутри сепаратора и пентана внутри детекторной системы. Оптимальным считается такое распределение СИ, при котором эффективность сбора имеющейся детекторной сборкой в фокальной плоскости максимальна.

Анализ экспериментальных данных показал следующие ионно-оптические особенности сепаратора DGFRS-2:

1. Значение тока в первой квадрупольной линзе (Q1) влияет только на эффективность транспортировки ядер и не влияет на размер изображения в фокальной плоскости.

2. Токи во второй и третьей квадрупольной линзе (Q2 и Q3) существенным образом влияют на размер изображения в фокальной плоскости. Для каждого значения тока в Q2 существует определенный локальный оптимум тока в Q3, при котором трансмиссия максимальна (локальный максимум трансмиссии). Если экспериментально определить несколько подобных оптимальных пар токов в Q2 и Q3, то обнаруживается линейная взаимосвязь между ними.

3. Максимальная трансмиссия сепаратора достигается при таком соотношении токов в Q2 и Q3, которые находятся на данной линейной зависимости, и определяется как максимальная величина из набора локальных максимумов.

4. Токи в дипольных магнитах (D1 и D2) необходимо выставить так, чтобы их магнитная жесткость была примерно равна.

Для каждого из значений Q2 использовалось 3 значения Q3. Позиционные распределения фиттировались функцией Гаусса и проводилось сравнение расчетных и экспериментальных ширин изображения.

Сравнение расчетных и экспериментальных размеров изображения приведено на рис. 2. Видно, что модель хорошо воспроизводит экспериментальные данные. Это позволяет проводить расчетное сканирование по токам в Q2 и Q3 для определения оптимальных значений магнитного поля для экспериментов по синтезу СТЭ.

Исходя из вышеописанных особенностей, процесс экспериментального определения оптимальных значений токов в магнитных элементах происходил следующим образом:

1. Исходя из расчетов, выставляются первые значения токов в магнитных элементах.

2. Далее токи в D1 и D2 корректируются так, чтобы максимум распределения СИ был близок к центру фокальной плоскости.

3. Далее ток в Q1 варьируется, на основе 3–5 значений выбирается оптимальное значение тока, вычисляемое по количеству СИ на единицу дозы пучка.

4. Токи в Q2 и Q3 варьируются следующим образом: отталкиваясь от результатов расчета, выбирается несколько значений Q2, для каждого из них в 3–5 значениях Q3 измеряется эффективность сбора СИ при полученном позиционном распределении ядер на детекторах. Определяются локальные оптимумы эффективности сбора для данных значений Q2 и Q3. Строится зависимость эффективности сбора ядер для полученных значений локальных оптимумов и выбирается пара токов в Q2-Q3, соответствующая максимальной трансмиссии.

Было экспериментально изучено влияние давления водорода на размер изображения в фокальной плоскости сепаратора (рис. 3). Эффект плотности, влияющий на абсолютное значение среднего заряда в газе [4], не учитывался. Однако учет процесса перезарядки позволяет с удовлетворительной точностью описывать изменение размеров изображения в фокальной плоскости, который происходит из-за изменения длины свободного пробега между изменениями заряда СИ. При малом значении давления из-за более редких переходов между зарядовыми состояниями увеличивается разброс значений заряда СИ в магнитном поле, что приводит к увеличению ширины изображения в дисперсивном направлении (рис. 3а). При увеличении давления этот разброс уменьшается, уменьшая ширину изображения. При дальнейшем увеличении давления больший вклад начинает давать

многократное рассеяние в газе, что увеличивает размер изображения. Размер вертикального изображения практически линейно возрастает с ростом давления из-за увеличения многократного рассеяния на атомах газа (рис. 3б). Сравнение измеренных и расчетных ширин распределений ^{217}Th и ^{252}No при различных давлениях H_2 в DGFRS-2 представлено на рис. 3. Видно, что модель достаточно хорошо воспроизводит экспериментальные данные.

Важной характеристикой сепаратора является магнитная дисперсия, обычно задаваемая как сдвиг центра горизонтального распределения при изменении магнитного поля, которая выражается в мм на процент изменения магнитной жесткости $\Delta X/\Delta B\rho$. Хорошее согласие было получено для дисперсии первого магнита, расчетное значение $33.1 \pm 0.4 \text{ мм}/\%B\rho$, измеренное $32.8 \pm 0.3 \text{ мм}/\%B\rho$.

Существенной характеристикой сепаратора является его способность подавлять фоновые частицы – ионы пучка, продукты реакций передач и т.д. Особенно важным подавление фона становится в экспериментах на циклотроне ДЦ-280, где интенсивность пучка может быть в 10 раз выше, чем интенсивность циклотрона У-400, на линии которого был установлен DGFRS.

На рис. 4 приведены энергетические спектры, полученные на двух сепараторах в эксперименте по изучению реакции $^{206}\text{Pb}(^{48}\text{Ca},2n)^{252}\text{No}$.

Приведены энергетические спектры всех частиц, зарегистрированных в совпадении с сигналом МПК, и спектр только СИ ^{252}No .

Сравнение показывает, что для DGFRS-2 практически все сигналы с энергией >9 МэВ, пришедшие в совпадении с МПК, принадлежат ^{252}No , в то время как на старом сепараторе вклад ядер ^{252}No составляет лишь малую часть от общего числа частиц, прилетевших из сепаратора. Из этого следует, что новый сепаратор имеет фактор подавления фона в 200 раз выше, чем DGFRS. Подобное уменьшение фона позволяет регистрировать цепочки распада более надежным образом и увеличивает время жизни фокальных детекторов.

Расчетная трансмиссия сепаратора, определяемая как отношение ядер, достигших фокальной плоскости, к числу ядер, образовавшихся в мишени, составило 61% для реакции $^{206}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{252}\text{No}$ при толщине мишени 0.43 мг/см², что хорошо согласуется с экспериментально полученным значением $59\pm 7\%$. Хорошее согласие позволяет использовать рассчитанную эффективность для определения сечений образования СТЭ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведена серия разнообразных тестовых экспериментов, нацеленных на определение характеристик нового газонаполненного сепаратора DGFRS-2. Сепаратор обладает высокой дисперсией 32.8 мм/%Вρ. Данный факт

усложняет настройку сепаратора и выбор токов в дипольных магнитах, также высокая дисперсия приводит к широкому горизонтальному распределению СИ в фокальной плоскости. Однако благодаря большой дисперсии, на два порядка возросла степень подавления фоновых частиц на детекторах. Это крайне важно для проведения экспериментов на пучке циклотрона ДЦ-280 с интенсивностью ускоряемых частиц на порядок выше, чем в экспериментах на DGFRS на циклотроне У-400.

Вычисленная на основе тестовых реакций трансмиссия DGFRS-2 составляет около 60%, что почти в два раза выше трансмиссии DGFRS. Данный факт также подтверждается результатами экспериментов по синтезу 114 элемента [12].

Расчетная модель показала хорошее согласие с экспериментальными данными, что позволяет определять оптимальные значения токов в магнитных элементах для реакций по изучению СТЭ.

Данные исследования поддержаны Министерством науки и высшего образования Российской Федерации в рамках гранта № 075-10-2020-117, грантом дирекции ОИЯИ и грантом ОМУС ОИЯИ № 22-502-08.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V.K.* // Rep. Prog. Phys. 2015. V.78. N.3. P. 36301.
2. *Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V.K. Popeko, et al.* // Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 2022. V. 1033.P. 166640.
3. *Popeko A. G.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms. 2016. V. 376. P. 144.
4. *Allison J. , Amako K., Apostolakis J., et al.* // Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 2016. V. 835. P. 186.
5. *Solovyev D.I., Kovrizhnykh N.D.* // J. Instrum. 2022. V. 17.P. P07033.
6. *Ziegler J.F. , Ziegler M.D., Biersack J.P.* // Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms. 2010. V. 268. N. 11-12. P. 1818.
7. *Mendenhall M.H., Weller R.A.* // Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms. 2005. V. 227. N.3. P. 420.
8. *Betz H.D.* // Rev. Mod. Phys. 1972. V. 44. N. 3. P. 465.

9. *Gregorich K.E.* // Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 2013. V. 711. P. 47.
10. *Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Lobanov Y. V., et .al* // Phys. Rev. C - Nucl. Phys. 2001. V. 64. N. 6. P. 064309.
11. *Sagaidak R.N.* // Eur. Phys. J. D. 2021. V. 75 N. 8.P. 220.
12. *Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Ibadulaev D., et. al.* // Phys. Rev. C. 2022. V. 106. N. 2. P. 024612.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. 1. Схема DGFRS-2. Дифференциальная система откачки и блок вращающейся мишени установлены перед сепаратором. Сепаратор состоит из двух дипольных магнитов (D1, D2) и трех квадрупольных линз (Q1, Q2, Q3). Прямой пучок отклоняется в стоппер. В конце сепаратора показана детекторная система, отделенная от него майларовым окном, которая состоит из многопроволочных пропорциональных камер и кремниевых детекторов.

Рис. 2. Сравнение экспериментальных и расчетных размеров изображения для двух реакций $^{174}\text{Yb} (^{48}\text{Ca}, 5n)^{217}\text{Th}$ (а, в) и $^{206}\text{Pb} (^{48}\text{Ca}, 2n)^{252}\text{No}$ (б, г). По оси абсцисс указано по три значения градиента поля в линзе Q3 для каждого из указанных на рисунке значений градиента в Q2. По оси ординат приведены стандартные отклонения распределений указанных ядер по горизонтали (а, б) и вертикали (в, г)

полученные по результатам фитирования нормальным распределением.

Давление водорода во всех экспериментах 0.87 Торр.

Рис. 3. Зависимость экспериментальных и расчетных размеров изображения от давления газа. Приведены стандартные отклонения распределений указанных ядер по горизонтали (а) и вертикали (б), полученные по результатам фитирования нормальным распределением.

Рис. 4. Энергетические спектры всех частиц, зарегистрированных в совпадении с сигналами от МПК (синие пунктирные линии), и ядер ^{252}No , полученных в реакции $^{206}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{252}\text{No}$ (красные сплошные линии) на сепараторах DGFRS (а) и DGFRS-2 (б). Смещение энергии СИ на спектрах является следствием потери разного количества энергии внутри двух сепараторов.

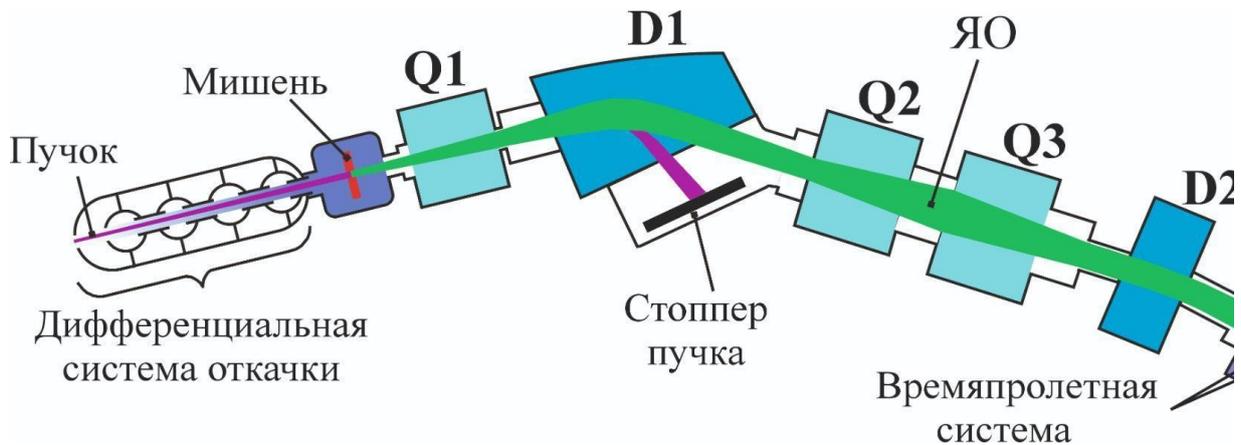


Рис. 1.

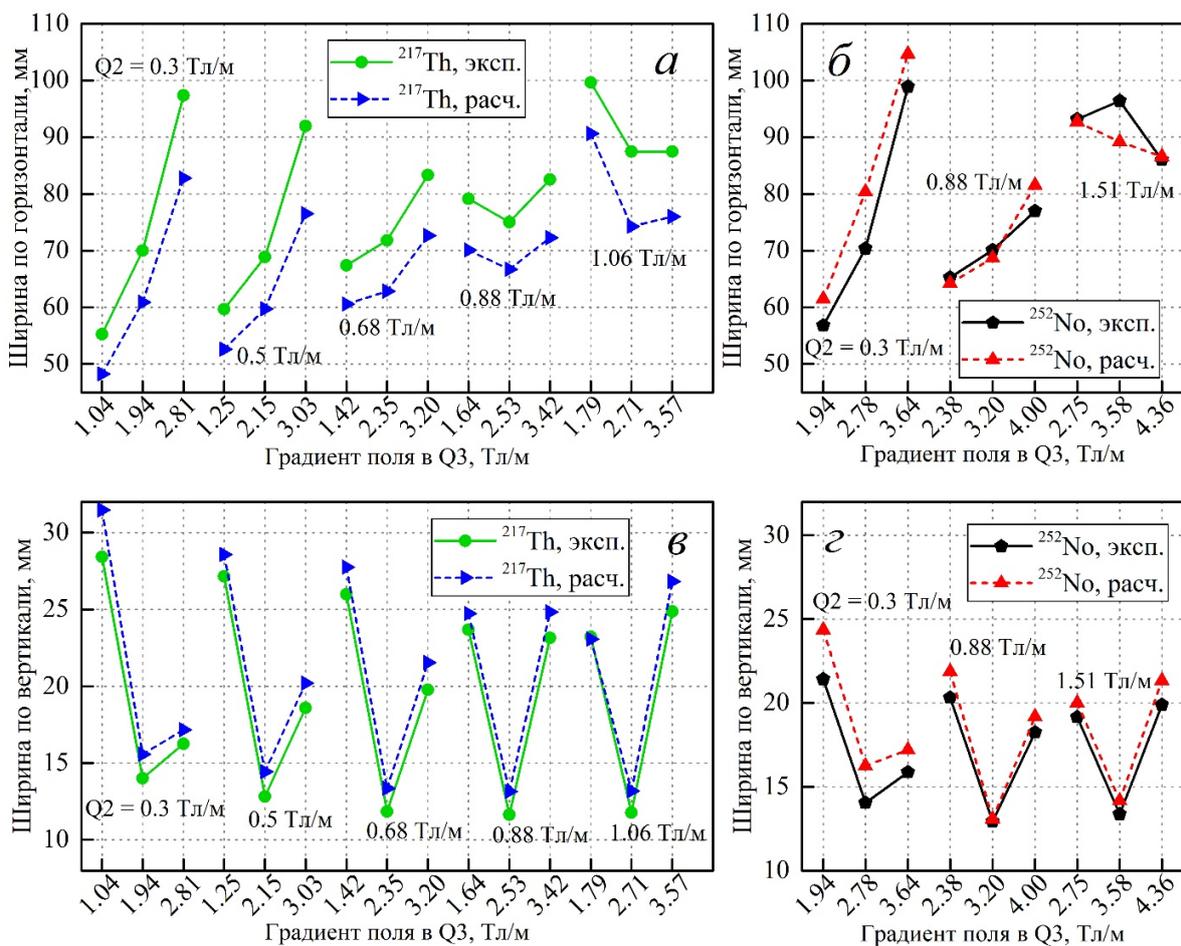


Рис. 2.

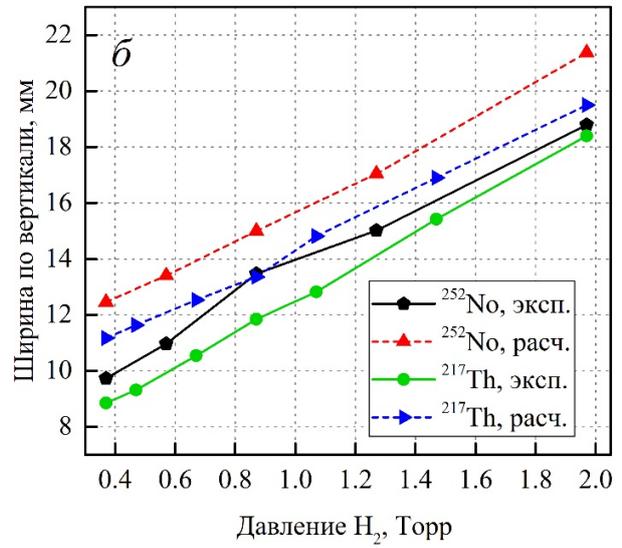
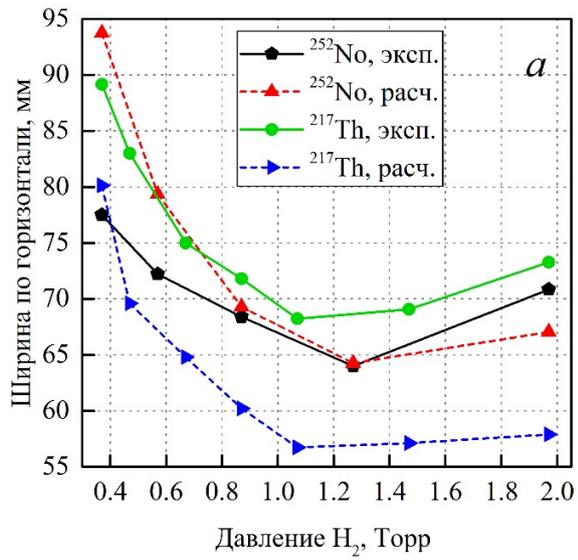


Рис. 3.

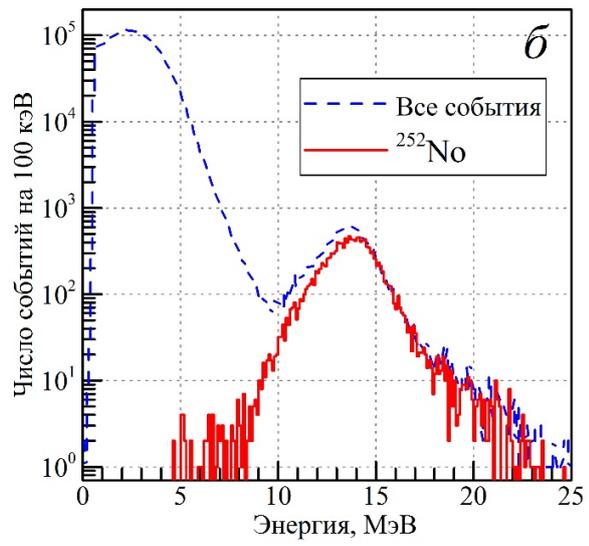
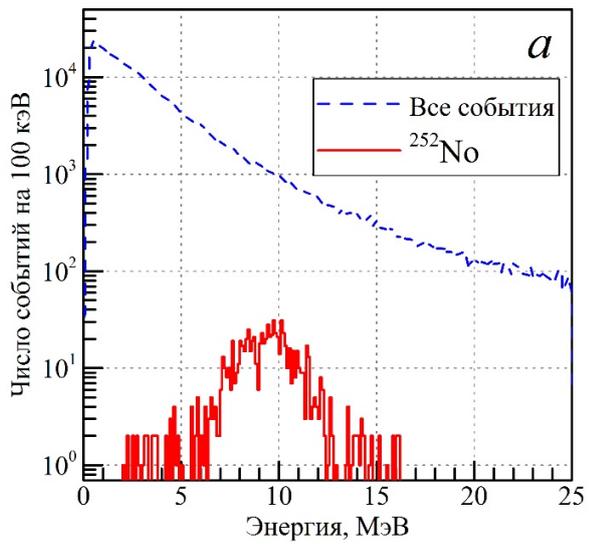


Рис. 4.