

УДК 539.172.17

ОБРАЗОВАНИЕ ЯДЕР СРЕДНЕГО АТОМНОГО ВЕСА В РЕАКЦИЯХ, ВЫЗЫВАЕМЫХ ИОНАМИ ^{12}C РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЭНЕРГИИ НА ЯДРАХ ИТТРИЯ И СЕРЕБРА

И.Д. Федорец, С.С. Раткевич

*Физико-технический факультет, Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина
пл.Свободы, 4, г.Харьков, 61077, Украина
Поступила в редакцию 25 июня 2004 г.*

Методом активационного анализа определены сечения образования остаточных ядер в реакциях, вызываемых ионами ^{12}C с энергией 43,8 ГэВ на ядрах иттрия и серебра. В результате совместного анализа полученных в работе сечений и опубликованных в литературе данных проведена параметризация массовых и зарядовых выходов продуктов фрагментации, применимая для широкого набора комбинаций мишень-налетающая частица. Полученные данные и их эмпирическое описание сравниваются с каскадно-испарительными вычислениями, использующими метод Монте-Карло, а также с моделями ядерных реакций, такими как модель скалывания-срыва и мультифрагментация-испарение. Из результатов измерений сечения реакции удаления одного нейтрона из ядра-мишени делаются заключения об электромагнитной диссоциации ^{89}Y . Избыток измеренного сечения над оцененным ядерным вкладом в целом хорошо согласуется с результатами вычислений сечения электромагнитной диссоциации методом Вейцеккера–Вильямса.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: фрагментация мишени, массовые и зарядовые распределения, релятивистские тяжелые ионы, факторизация, электромагнитная диссоциация.

Общей целью исследований ядро-ядерных столкновений при высоких энергиях является изучение свойств ядерных систем в экстремальных условиях, т.е. при высоких энергиях возбуждения, больших сжатиях, интенсивных коллективных движениях ядерного вещества. Физические условия, которые реализуются в различных пространственных областях сталкивающихся ядер и при различных энергиях очень сильно различаются. Поэтому в настоящее время существует большое количество теоретических моделей, применимых в ограниченных интервалах энергий столкновения и претендующих на описание отдельных характеристик этого процесса. В настоящей работе с помощью активационной методики исследуются зарядовые и массовые распределения ядер, образовавшихся в результате фрагментации иттрия и серебра релятивистскими ионами углерода. В таких экспериментах остаточные ядра однозначно идентифицируются по их массовым и зарядовым числам, однако определяемые при этом зависимости носят инклюзивный характер. Инклюзивные характеристики не очень чувствительны к уравнению состояния ядерного вещества и целому ряду модельных предположений. Тем не менее даже инклюзивные сечения содержат определенную информацию о глобальных характеристиках процесса столкновения, например, его геометрии. Любая теоретическая модель, претендующая на описание процесса столкновения ядер, в первую очередь должна быть проверена на ее способность описывать такие экспериментальные данные.

В настоящее время проводятся интенсивные экспериментальные исследования взаимодействий протонов и легких ионов высоких энергий с ядрами, которые можно назвать систематическими. Данных о взаимодействии ядер с тяжелыми ионами высоких энергий опубликовано мало, они остаются разрозненными и трудно сравнимыми как между собой, так и с теоретическими расчетами.

МОТИВАЦИЯ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Со времени появления пучков протонов и тяжелых ионов высоких энергий исследованию образования остаточных ядер в вызываемых ими реакциях на различных мишенях было посвящено большое количество работ. Построенные в ходе этих исследований эмпирические систематики и попытки их интерпретации обсуждаются в нескольких обзорах [1-4]. То, что в работе [4] энергии налетающих частиц, превышающие 250 А·МэВ, называют релятивистскими, а в обзоре [1] к релятивистским относят энергии больше 500 А·МэВ, свидетельствует о некоторой условности подобной классификации.

В результате высокоэнергетической ядерной реакции могут быть получены все стабильные по отношению к испусканию частиц, а также радиоактивные – в том числе далекие от линии стабильности – ядра с массой, меньшей массы ядра-мишени или налетающего ядра. Образование этих ядер обусловлено довольно разнообразными процессами – от реакций с вылетом одного или двух нуклонов, вызванных не только и не обязательно сильным взаимодействием, но и возможной электромагнитной диссоциацией налетающего ядра или ядра-мишени в кулоновском поле – до реакций с множественным образованием фрагментов, получивших название мультифрагментации.

Периферические ядро-ядерные столкновения, характеризующиеся большими прицельными параметрами приводят, в основном, к реакциям фрагментации налетающей частицы и ядра-мишени, в результате которых фрагменты налетающей частицы будут двигаться почти с ее прежней скоростью, а фрагменты мишени будут находиться почти в покое в лабораторной системе координат и иметь низкую энергию возбуждения, уходящую на испарение нуклонов или, для тяжелых ядер, на процесс деления. Фрагментация мишени эквивалентна процессу, известному в исследованиях реакций, вызываемых протонами высоких энергий на средних и тяжелых ядрах, как расщепление. Следует отметить, что фрагменты ядер-мишеней согласно условной классификации [4] принято называть тяжелыми, если их массовые числа A соотносятся с массовым числом мишени A_T как $A > 2/3 A_T$ и относятся к фрагментам деления, если $A_T/3 < A < 2A_T/3$. Легкими называют фрагменты с $A < 10$. Большинство тяжелых фрагментов образуется в результате именно реакции фрагментации.

Центральные столкновения приводят почти к полному разрушению сталкивающихся ядер. Получившиеся в результате таких столкновений фрагменты будут иметь промежуточную скорость. Такие события характеризуются большой множественностью вторичных фрагментов, по величине которой можно судить о степени центральности столкновения. Множественная одновременная эмиссия фрагментов промежуточной массы (тяжелее α -частицы и легче фрагментов деления), образовавшихся в результате центральных ядро-ядерных столкновений, получила название мультифрагментации. Этот процесс, вероятность которого растет с увеличением массы мишени, приводит к высоким энергиям возбуждения, большим сжатиям и интенсивным коллективным движениям ядерного вещества, таким, например, как быстрое вращение и искажение формы.

После того, как было высказано предположение [1, 5], что мультифрагментация может служить в качестве одного из проявлений фазового перехода жидкость-газ в горячем ядерном веществе, значительное внимание было привлечено к исследованиям множественного образования ядерных фрагментов промежуточной массы, как результату развала высоковозбужденной ядерной системы. Основным предметом исследований при этом является уравнение состояния ядерного (адронного) вещества и фазовые переходы в нем. Результаты таких исследований могут быть важными не только для описания статических и динамических свойств конечных ядер, но и для астрофизических приложений. Предполагается, например, что в процессе образования нейтронных звезд и взрывов сверхновых преобладающие термодинамические условия подобны тем, при которых происходит мультифрагментация [2].

В последнее время появились дополнительные причины к усилению интереса к систематическим исследованиям процесса фрагментации мишени. Во-первых, реакции фрагментации, являясь составной частью глубоко неупругого ядро-ядерного взаимодействия, позволяют исследовать возбужденную ядерную материю при обычной плотности и низком угловом моменте. Эти условия являются оптимальными для исследования начала тепловой мультифрагментации и получения информации о термодинамических свойствах возбужденных ядерных систем в отсутствие динамических эффектов, как правило, присутствующих в экстремально горячих ядерных системах. Во-вторых, появились принципиально новые экспериментальные возможности исследования процессов фрагментации. Например, в GSI (Дармштадт, Германия) проводятся интенсивные исследования фрагментации в обратной кинематике с помощью пучков таких тяжелых ионов, как ^{197}Au с энергией 800 А·МэВ [6] и ^{238}U с энергией 1 А·ГэВ [7], мишеней из жидкого водорода и дейтерия, а также магнитного спектрометра, позволяющего разделять тяжелые остаточные ядра с разрешением $A/\Delta A \sim 400$. Возможность получения вторичных интенсивных пучков радиоактивных изотопов с техникой сепарации фрагментов налетающего ядра при релятивистских энергиях особенно стимулировала интерес и экспериментальные усилия в этой области, выразившиеся, например, в создании сепаратора фрагментов налетающих ядер в GSI [7, 8]. Предсказания интенсивности таких вторичных пучков основываются на систематиках сечений фрагментации. В-третьих, относящиеся к фрагментации данные стали остро необходимыми при решении таких актуальных задач, как основанное на реакции расщепления мишеней создание интенсивных источников нейтронов для исследования конденсированной материи и материалов, получение пучков радиоактивных ядер, использование в управляемых ускорителях ядерных энергетических установках и при трансмутации радиоактивных отходов, в ядерной астрофизике, космофизике и космохимии.

Потребность в данных о фрагментации мишеней охватывает широкую область энергий и различных комбинаций налетающей частицы – мишень. К тому же, нужны не только точные экспериментальные данные о сечениях образования фрагментов, но и оценка предсказательных способностей основанных на различных теоретических моделях вычислений, моделирующих вызывающие фрагментацию процессы. Существующее разнообразие теоретических моделей отражает отсутствие ясного понимания механизма фрагментации. В этой ситуации подробное систематическое сравнение предсказаний различных моделей с экспериментальными данными приобретает первостепенную важность. Критическим является также доверие к интерпретации опубликованных ранее результатов.

Интенсивные исследования реакций расщепления в широком диапазоне энергий налетающих протонов и ядер-мишеней, которые в последние годы проводятся [9, 10], а также проведенное в работе [11] детальное сравнение результатов расчетов, выполненных с помощью различных наиболее распространенных программ в рамках существующих теоретических моделей, с имеющимися экспериментальными данными о реакциях

расщепления средних и тяжелых ядер протонами промежуточных энергий показало, что ни одна из моделей реакций полностью не воспроизводит экспериментальные данные. Вычисление необходимых, но не измеренных, сечений тогда выполняется с помощью основанных на систематиках сечений фрагментации эмпирически полученных выражениях, подобных уравнению с шестью параметрами, предложенному Рудстамом [12] для описания сечений реакций расщепления, вызываемых протонами. Большинство последующих модификаций параметрического уравнения Рудстама основывалось прежде всего на сечениях реакций расщепления, вызванных протонами высоких энергий, поскольку до сих пор экспериментальных данных о реакциях фрагментации мишеней тяжелыми ионами высоких энергий мало, они остаются разрозненными и трудно сравнимыми между собой, а параметризация описывающих их уравнений обоснована, как правило, в узкой области конкретного приложения.

В качестве входных данных в расчетах, моделирующих процесс фрагментации на основе различных теоретических подходов, используются зарядовые и массовые распределения образовавшихся в реакции фрагментов. В методе прямой кинематики получающиеся в результате периферических столкновений остаточные ядра производятся и останавливаются в самой подвергаемой фрагментации мишени в случае ее достаточной толщины. Идентификация и измерение выхода фрагментов чаще всего проводятся с помощью γ -спектрометрии. Выходы получающихся в результате реакции радионуклидов определяются в зависимости от их зарядовых и массовых чисел. Массовым распределением, а в графическом представлении – кривой массового выхода, – называют зависимость полного изобарического сечения от массового числа. Зависимость сечений образования нуклидов с данным массовым числом от зарядового числа называют зарядовой дисперсией или зарядовым распределением. Подобные измерения при соответствующих толщинах используемых мишеней практически полностью нечувствительны к фрагментации налетающих частиц. Сколь бы значительным не было количество нуклидов, выход которых удалось измерить, такие данные представляют только составную часть полного сечения. Для того, чтобы получить кривую массового выхода необходимо сделать оценку неизмеренных сечений с помощью все тех же упомянутых выше параметрических уравнений. Несмотря на инклюзивный характер получаемых таким образом данных, любая теоретическая модель, претендующая на описание процесса столкновения ядер, в первую очередь должна быть проверена на ее способность воспроизвести эти данные.

Целью настоящей работы является исследование механизма образования остаточных ядер среднего атомного веса в реакциях, вызываемых тяжелыми ионами ^{12}C с энергией 43,8 ГэВ на ядрах ^{89}Y и $^{107,109}\text{Ag}$. Настоящее исследование включает определение зарядовых и массовых распределений фрагментов мишеней и сравнение с подобными данными, полученными для других налетающих частиц высоких энергий, а также с результатами расчетов в рамках современных теоретических моделей. Проводится также проверка базовых концепций физики высоких энергий [1], таких как предельная фрагментация и факторизация. В то время как первая из них предполагает, что сечения образования остаточных ядер при достаточно высокой полной кинетической энергии налетающих частиц становятся практически независимыми от нее, то согласно второй – сечения образования фрагмента в реакциях, вызываемых различными типами налетающих частиц будут отличаться только на постоянный множитель, близкий по величине к отношению полных сечений сравниваемых реакций.

Настоящая работа представляет собой часть проводимых нами систематических исследований процессов образования ядер среднего атомного веса в ядро-ядерных столкновениях при релятивистских энергиях. В этих исследованиях используются тяжелые ионы ^{12}C , ^{16}O и ^{19}F с энергией 3,65 А•ГэВ, налетающие на ядра ^{89}Y , $^{107,109}\text{Ag}$, ^{181}Ta и ^{209}Bi . Использование моноизотопных мишеней дает возможность изучать влияние нуклонного состава мишени (в диапазоне N/Z от 1,282 до 1,518) и остаточных ядер на выход конечных продуктов из реакций. Проводится универсальная параметризация сечений с помощью гауссианоподобных функций с плавно изменяющимися в зависимости от массы фрагмента параметрами, основанными как на данных о сечениях реакций расщепления, вызванных протонами, так и на данных о реакциях фрагментации тяжелыми ионами. Наиболее легкие из используемых в этих исследованиях ядра-мишени ^{89}Y и $^{107,109}\text{Ag}$ являются достаточно тяжелыми, чтобы проявить широкую область образовавшихся нуклидов и разнообразие типов реакций без усложнений от возможного вклада реакций деления.

Обширные исследования реакций, вызываемых на ядрах $^{107,109}\text{Ag}$ протонами с энергией 11,5 ГэВ [13], тяжелыми ионами ^{12}C с энергией 25,2 ГэВ [14, 15] и протонами с энергией 300 ГэВ [15, 16], дейтронами с энергией 3,65 А•ГэВ [17], протонами с энергией 3,65 ГэВ и ионами ^{12}C с энергией 3,65 А•ГэВ [18], а также ионами ^{16}O с энергией 14,6 А•ГэВ [19], проведенные ранее используя радиохимические методы, делают доступными для сравнения с результатами настоящей работы большое число сечений и таким образом могут служить в качестве надежной основы для проверки используемой нами методики определения исследуемых величин. Что же касается ядра ^{89}Y , выбранного в настоящей работе в качестве мишени с наименьшим отношением N/Z , то не так давно были получены обширные данные о сечениях образования остаточных ядер в реакциях, вызываемых на этом ядре протонами промежуточных и высоких энергий (до 1,6 ГэВ) [10, 11]. В одной из ранних работ [20] в реакции расщепления иттрия протонами с энергией 18,2 ГэВ были измерены сечения образования только изотопов Sc. В другой [21] – изучалось расщепление иттрия протонами с энергией 240 МэВ.

Позже в работе [22] исследовалась систематика остаточных ядер из реакции расщепления иттрия протонами с энергией 800 МэВ. Фрагментация ядра ^{89}Y в реакциях с тяжелыми ионами релятивистских энергий ранее не исследовалась.

Результаты данных исследований в предварительном виде были представлены в работе [23], а их частичный анализ – в работе [24].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА И АНАЛИЗ ДАННЫХ

Облученные выведенным пучком ионов ^{12}C с энергией 3,65 А·ГэВ синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ мишени ^{89}Y и $^{107,109}\text{Ag}$ анализировались с помощью активационной методики. Средняя интенсивность пучка была $1,6 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$. Мишень из иттрия представляла собой металлический диск диаметром 2,8 см и толщиной $1,118 \text{ г/см}^2$, находящийся между компенсирующими потери ядер отдачи фольгами из алюминия. Мишень из $^{\text{nat}}\text{Ag}$ состояла из трех дисков диаметром 3,5 см и толщинами $100,8 \text{ мг/см}^2$, $304,5 \text{ мг/см}^2$, $100,8 \text{ мг/см}^2$, разделенных компенсирующими фольгами из алюминия. Перед каждой из мишеней на одной оси с ней располагались три фольги из алюминия, средняя из которых толщиной $27,0 \text{ мг/см}^2$ использовалась в качестве мониторин-

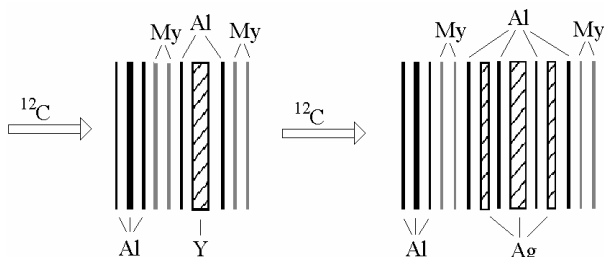


Рис. 1. Схематическое представление мишеней систем

ной, потери частиц отдачи для которой компенсировались соседними фольгами. Все фольги из алюминия, кроме мониторинговых, имели толщину $5,4 \text{ мг/см}^2$. Чтобы свести к минимуму влияние вторичных реакций между мишенями и мониторинговыми фольгами были вложены защитные фольги из майлара (My) толщиной $17,6 \text{ мг/см}^2$. Мишенные системы схематически представлены на рис. 1. Мишени, мониторинговые, компенсирующие и защитные фольги были изготовлены из материалов чистотой не хуже 99,9%. После каждого цикла облучения мишени, компенсирующие и мониторин-

говые фольги подвергались γ -спектрометрии в идентичных геометрических условиях. Спектры γ -лучей измерялись с помощью Ge(Li)-детекторов объемом 18 и 50 см^3 с энергетическим разрешением 2,5 кэВ и 2,2 кэВ, соответственно, для энергии γ -квантов 1332 кэВ. Анализ спектров γ -лучей, идентификация нуклидов и отбор активностей, которые были использованы в окончательном вычислении сечений, оказались наиболее времязатратной стадией в этих экспериментах.

Для проверки воспроизводимости результатов накапливаемые как функция времени спектры γ -лучей анализировались с помощью реализованных на ПК программ SAMPO (модифицированной версии) [25] и ACTIV [26]. Конечной целью анализа являлся перевод сложных спектров γ -лучей, получающихся в результате γ -спектрометрии облученных мишеней, в набор данных о выходе продуктов реакции, из которых можно было бы вывести распределения выходов продуктов по массам. Идентификация радионуклидов проводилась по характерным γ -линиям и периодам полураспада ядер. Данные для этого брались из работы [27]. Хотя эта работа в настоящее время является относительно давней, в ней для радионуклидов, имеющих в цепочке распада короткоживущие дочерние ядра, перечисляются γ -линии этих ядер и свойства распада исходного нуклида. Это позволяет применять более простую процедуру вычислений, чем в случае использования данных из других компиляций. Тем более, что данные из [27] находятся в хорошем согласии с данными из более современных источников, например, из периодически обновляемой базы ядерных данных NUDAT для большинства радионуклидов. Исправления требовались только в некоторых случаях.

В измеренные выходы γ -лучей вводилось ряд существенных поправок. Во-первых, вводились поправки на поглощение γ -лучей в мишенях. Во-вторых, учитывалась конечная геометрия, поскольку диаметр пучкового пятна был около 1 см, что существенно превышало размеры калибровочных источников γ -лучей, с помощью которых определялась эффективность Ge(Li)-детекторов. Конечная геометрия учитывалась на основе результатов работы [28].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Сечения образования остаточных ядер

Полученные из измеренных активностей нуклидов сечения образования остаточных ядер в реакциях, вызываемых ионами ^{12}C на ядрах $^{107,109}\text{Ag}$ и ^{89}Y , представлены в таблицах 1 и 2 соответственно. Абсолютные значения определены с помощью нормировки измеренных выходов радионуклидов на сечение мониторинговой реакции $^{27}\text{Al}(^{12}\text{C},\text{X})^{24}\text{Na}$, которое принималось равным $19,0 \pm 1,5 \text{ мбн}$ [29]. Применение одновременно облучаемых мишеней различной толщины позволило учесть вклад в сечения образования остаточных ядер от вторичных реакций. Зависимость активности образовавшихся нуклидов от толщины мишени t

Таблица 1. Выход остаточных ядер из реакции ^{12}C и ^{16}O на $^{107,109}\text{Ag}$

Ядро	Тип вы- хода	$\sigma^{12}\text{C}[15]$, мбн 2,1 А•ГэВ	$\sigma^{12}\text{O}$, мбн 3,65 А•ГэВ	$\sigma^{16}\text{O}[19]$, мбн 14,6 А•ГэВ	Ядро	Тип вы- хода	$\sigma^{12}\text{C}[15]$, мбн 2,1 А•ГэВ	$\sigma^{12}\text{O}$, мбн 3,65 •ГэВ	$\sigma^{16}\text{O}[19]$, мбн 14,6 А•ГэВ
Na 24	К	14,8±0,90	15,9±1,9		Y 85	К			2,0±0,2
Mg 28	К	2,1±0,15	2,5±0,25	2,46±0,08	^mY 85	К			22,4±1,1
Cl 39	К	0,9±0,22		1,66±0,17	Zr 85	К	1,5±0,23		
Ar 41	К	1,4±0,13	0,9±0,20		Rb 86	Н			0,9±0,2
K 43	К	2,0±0,16	2,1±0,25	2,81±0,08	^mY 86	Н	9,9±0,61	9,2±0,74	16±0,3
Sc 43	К	2,2±0,23		2,41±0,51	^{m+g}Y 86	Н	16,3±1,4	16,8±2,5	
Sc 44	Н	2,7±0,12	1,9±0,11	3,16±0,67	Zr 86	К	9,0±0,22	8,4±0,34	11,6±0,1
^mSc 44	Н	4,4±0,17	4,7±0,14	5,65±0,21	Y 87	Н			
Sc 46	Н	8,1±0,76	7,3±0,58	8,72±0,34	^mY 87	К	25,5±1,6	27,8±8,9	41,9±0,9
Ca 47	К		5,8±1,45	0,25±0,03	Y 88	Н	7,9±0,85		6,1±0,03
Sc 48	Н	1,0±0,09		1,07±0,01	Zr 88	К	29,4±2,3	31,6±7,9	36,4±0,5
V 48	К	6,5±0,69		7,00±0,23	Nb 88	К	3,4±0,52		
Mn 52	Н	4,0±0,22	3,2±0,60	4,37±0,14	Zr 89	К	29,5±1,1	27,8±5,3	38,4±1,2
Mn 54	Н	8,7±0,90	7,5±1,20	16,4±1,3	^gNb 89	К	1,6±0,2	1,2±0,20	2,3±0,38
Co 56	К	3,4±0,44		3,04±0,23	^mNb 89	К	27±1,9		
Co 57	К	6,1±1,10		8,98±0,23	^mY 90	Н	0,5±0,06	0,6±0,02	
Co 58	Н	10,6±1,1		15,3±1,3	Nb 90	Н	23,3±1,0	23,3±4,7	18,6±1,1
Fe 59	К	2,3±1,07		1,6±0,04	Mo 90	К	4,8±0,28	5,7±0,5	8,3±0,2
Zn 65	К	16,1±1,1		18,6±1	^mNb 92	Н	5,2±0,24		1,2±0,08
Ga 66	К	7,8±0,49	9,8±0,78		Tc 92	К			
Ga 67	К			20,9±1,4	^mMo 93	Н	5,3±0,40	5±0,30	7,1±0,2
Ge 67	К	1,3±0,21		2,12±0,08	Tc 93	К	13,7±1,3	12,5±1,6	9,1±3,2
Ge 69	К	9,5±0,75	12,5±2,8	13,3±0,8	Tc 94	Н	14,1±0,6	15±2,7	15,5±0,7
As 70	К	4,3±0,45	4,0±0,3		^mTc 94	К	6,4±0,70	8±1,4	5,0±0,4
As 71	К	10,1±0,6	11,7±1,1	15,2±0,6	Ru 95	К	9,9±1,35		14,9±0,5
As 72	Н	12,4±0,6	8,8±0,70	14,0 ±1,0	Nb 96	Н	1,4±0,17	1,2±0,1	0,4±0,1
Se 72	К			3,88±0,1	Tc 96	Н	12,3±0,6	9,1±0,91	15,1±0,8
Se 73	К		7,3±0,58	9,09±0,12	Rh 96	К	2,5±0,42		
Br 75	К		4,9±0,54	8,96±0,25	Ru 97	К	24,7±0,8	27,6±9,1	43,4±1,3
Br 76	Н		9,8±1,37	11,1±0,7	Rhg 97	К	5,9±0,25		6,7±0,3
Kr 76	К		1,7±0,12	4,59±0,27	Rh 98	Н	11,9±2,1		17,1±2,4
Br 77	К		13,4±3,2	20,8±0,3	Pd 98	К	1,9±0,22		0,9±0,13
Kr 77	К			8,7±0,32	Rh 99	Н	4,3±0,36	7,3±1,5	5,7±0,01
Kr 79	К		12,7±2,2	23,1±0,2	Mo 99	К			0,4±0,02
^gRb 81	К		15,7±1,7	33,7±1,5	^mRh 99	Н	17,2±1,1	21,3±5,8	27,8±0,7
Sr 81	К			4,88±0,32	Pd 99	К	3,6±0,21		4,2±0,14
^mRb 82	Н		6,8±1,22	9,01±0,9	Rh 100	Н	21,3±1,4	21,9±2,2	22,4±2,8
Rb 83	К			32,5±1,1	^mRh 101	Н		28±1,12	29,2±1,7
Sr 83	К			24,2±1,3	Ru 103	К		3,3±0,50	2,3±0,08
Y 84	К	6,4±0,50	5,1±1,45	6,77±0,25	Ag 103	К		17,7±3,4	15,7±1,2
^mRb 84	Н	1,4±0,16		3,57±0,21	^gAg 104	К		22±5,06	19,5±0,8
^{m+g}Rb 84	Н	3,8±0,52			Rh 105	К		7,8±1,48	10,9±0,6
^gSr 85	К			42,8±1	^mAg 106	Н		20±1,00	22,8±1,7

Таблица 2. Выход остаточных ядер из реакции ^{12}C с энергией 3,65 А·ГэВ на ^{89}Y

Ядро	Тип выхода	$\sigma^{C^{12}}(A,Z)$, мбн	$\sigma^{C^{12}}(A)$, мбн
Na 24	К	13,4±2,3	20,0±4,0
Mg 28	К	1,7±0,3	16,0±2,2
K 42	Н	3,8±0,7	12,0±1,5
^mSc 44	Н	5,7±1,1	--
Sc 46	Н	7,5±1,3	14,4±1,4
Sc 47	Н	3,8±0,7	13,9±1,0
Sc 48	Н	1,1±0,2	14,3±1,7
Ca 47	К	1,2±0,2	13,9±1,3
V 48	К	6,8±1,2	14,3±1,7
Mn 52	Н	4,2±0,7	14,9±4,2
Fe 59	Н	2,8±0,5	18,9±4,7
Ge 69	К	12,7±2,2	23,4±2,5
As 71	К	11,9±2,2	23,8±3,2
As 72	Н	12,1±2,1	21,4±2,7
As 74	Н	5,5±0,9	25,0±3,1
Se 73	К	10,9±1,9	24,7±2,5
Br 75	К	8,7±1,5	26,9±5,2
Br 76	Н	13,6±2,4	24,1±3,5
Kr 76	К	3,5±0,6	24,1±3,5
Kr 79	К	25,5±4,4	27,6±5,6
^mRb 84	Н	6,4±1,1	--
Sr 83	К	24,3±4,2	30,0±4,6
Y 86	Н	25,0±4,3	32,0±8,0
^mY 87	К	60,0±10,2	36,9±3,0
Y 88	Н	120,0±20,4	80,0±25
Zr 88	К	15,0±2,6	60,0±15

определялась как $N(t)=at+bt^2$. Параметры a и b определялись из подгонки к полученным данным методом наименьших квадратов. Параметр b был бы равен нулю, если бы вкладом вторичных процессов можно было бы пренебречь. Приведенные в таблицах погрешности включают в себя статистические неопределенности, погрешности в определении эффективности детектора и толщины мишеней. Систематическая погрешность в определении потока налетающих частиц, составляющая примерно 15%, в погрешности определения сечений была включена. Из 19 сечений, включенных в таблицу 1 и общих с работой [18], 17 находятся в хорошем согласии и только для двух сечений различие достигает 30%. Из 47 сечений в таблице 1, общих с работой [10], для двух сечений различие достигает 60 %, для трех 41 %, а для остальных сечений наблюдается хорошее согласие.

Сечения образования нуклидов обозначаются в таблицах 1 и 2 как независимые (Н), если нуклид мог быть произведен непосредственно в результате ядерной реакции между налетающей частицей и ядром мишени, а не через последующие распады. Независимые сечения получают, если образовавшийся нуклид защищен от β -распада стабильным ядром или долгоживущим предшествующим нуклидом, либо если сечение образования материнского ядра также измеряется и можно внести соответствующую поправку. Во всех иных случаях сечения являются кумулятивными (К), поскольку включают также вклад от образования нуклида через распад предшествующих ядер.

Когда период полураспада родительского нуклида T_p значительно меньше времени выдержки образца и сечение его образования σ_p измерить не удалось, с помощью уравнения активации определялся

кумулятивный выход. Найденное таким образом сечение $\sigma_{d, \text{кум}}$ строго говоря, не равно сумме сечений образования родительского (σ_p) и дочернего нуклидов (σ_d), а связано с ним следующим выражением [30]:

$$\frac{\sigma_p + \sigma_d}{\sigma_{d, \text{кум}}} = \frac{1 + \sigma_p / \sigma_d}{1 + \sigma_p / \sigma_d (1 - T_p / T_d)}, \quad (1)$$

в которое входят отношение сечений и периодов полураспада родительского (T_p) и дочернего (T_d) нуклидов. Или, представив $\sigma_{d, \text{кум}}$ через постоянные распада (если $\lambda_p \gg \lambda_d$) [31]:

$$\sigma_{d, \text{кум}} = \sigma_d + \sigma_p \frac{\lambda_p}{\lambda_p - \lambda_d}. \quad (2)$$

Предположение об очень короткоживущих ядрах-предшественниках выполняется во многих случаях, но не всегда. Например, для ^{86}Zr ($T_{1/2}=16,5$ ч) и ^{86}Y ($T_{1/2}=14,74$ ч), ^{88}Zr ($T_{1/2}=83,4$ дн) и ^{88}Y ($T_{1/2} = 106,6$ дн), ^{95}Zr ($T_{1/2} = 64,0$ дн) и ^{95}Nb ($T_{1/2} = 34,97$ дн) родительский нуклид распадается на дочерний с постоянной распада λ_p сравнимой с λ_d . Тогда, согласно [11],

$$\sigma_{d, \text{кум}} = \sigma_d + \sigma_p \frac{\lambda_d}{(\lambda_d - \lambda_p)} \left[1 - e^{-(\lambda_p - \lambda_d)t_2} \right] \frac{\lambda_d \left[1 - e^{-\lambda_p t_3} \right]}{\lambda_p \left[1 - e^{-\lambda_d t_3} \right]}, \quad (3)$$

где t_2 и t_3 – времена выдержки и измерения соответственно. Учет вклада в сечения образования остаточных ядер от предшествующих нуклидов в более сложных случаях, в том числе и в сложных цепочках распада, описан в работах [31, 32].

Зарядовые и массовые распределения

Используемая в настоящей работе активационная методика имеет то преимущество, что с ее помощью большинство образовавшихся в результате исследуемых реакций радионуклидов однозначно идентифицируется относительно их массовых и зарядовых чисел A и Z . Однако при этом значительное количество изотопов остается не протектированными, поскольку они либо стабильные, либо имеют неблагоприятные для детектирования распадные характеристики. Поэтому для описания распределения выходов нуклидов по A и Z и проведения интерполяции между полученными экспериментальными точками необходимо иметь аналитическое выражение, представляющее плавную зависимость от нескольких параметров таких, например, как массовые и зарядовые числа налетающей частицы, мишени и образовавшегося ядра. В общем случае такое выражение должно было бы описывать и предсказывать сечения для произвольных участников реакции и фрагментов. Его можно было бы также использовать и в тех случаях, когда величину вклада в кумулятивное сечение от каждого предшественника нельзя измерить, но можно оценить, исходя из представления систематического поведения независимых выходов в виде функции от их массовых и зарядовых чисел.

Впервые для этих целей предложенная Рудстамом [12] полумпирическая формула

$$\sigma(A, Z) = \sigma_0 \exp(PA - R | Z - Z_p(A) |^{3/2}), \quad (4)$$

где наиболее вероятный заряд

$$Z_p(A) = SA - TA^2, \quad (5)$$

а σ_0 , P , R , S и T – подгоночные параметры, основывалась на систематике имеющихся в то время данных о сечениях реакций расщепления, вызванных налетающими протонами на ядрах-мишенях среднего атомного веса ($Z=23-47$). Попытки описать все возрастающее количество новых экспериментальных данных о выходах фрагментов из высокоэнергетических реакций с различными комбинациями налетающей частица – мишень показали ограниченную применимость для этих целей уравнения (4) и привели к различным усовершенствованиям формулы Рудстама. Более сложная форма распределений и более широкая область масс ядер-продуктов, которую необходимо описать, приводят к существенному усложнению выражения для $\sigma(A, Z)$. Например, широкое распространение получила модифицированная версия [33] уравнения Рудстама, в которой подгонка к экспериментальным данным осуществляется с помощью полиномиального разложения различного порядка по массовому числу A . И если в работах [34, 35] в этом подходе наилучшая подгонка к данным о реакции расщепления меди достигается с помощью уравнения с шестью параметрами, то для успешного описания сечений расщепления серебра протонами и ионами ^{12}C (в работе [15]), ионами ^{16}O (в работе [19]) и ионами ^{12}C (в нашей работе [24]) при различных энергиях налетающих частиц понадобилось уравнение уже с десятью параметрами:

$$\sigma(Z, A) = \exp \left[\alpha_1 + \alpha_2 A + \alpha_3 A^2 + \alpha_4 A^3 + (\alpha_5 + \alpha_6 A + \alpha_7 A^2) | Z_p(A) - Z |^{\alpha_8} \right]. \quad (6)$$

В этом уравнении параметры $\alpha_1 - \alpha_4$ определяют форму распределения массового выхода, а параметрами $\alpha_5 - \alpha_{10}$ определяется распределение изобарического выхода для заданного массового числа A . При этом с параметрами $\alpha_5 - \alpha_7$ связывается ширина этого распределения, а с параметром α_8 – его форма. Когда $\alpha_8 = 2$, зарядовое распределение будет симметричным по отношению к наиболее вероятному заряду Z_p , зависимость которого от массового числа параметризуется как

$$Z_p = \alpha_9 A + \alpha_{10} A^2. \quad (7)$$

В общем виде распределение выхода остаточных ядер в зависимости от их массовых и зарядовых чисел можно представить как

$$\sigma(A, Z) = \sigma(A) F(Z_p - Z) = \sigma(A) n \exp(-R | Z_p - Z |^U), \quad (8)$$

где $\sigma(A)$ – сумма изобарических сечений (массовый выход) для ядер-продуктов с массовым числом A , а $F(Z_p - Z)$ – зарядовая дисперсия (зарядовое распределение), т.е. распределение сечений для элементов с данной массой относительно наиболее вероятного заряда Z_p . Форма зарядового распределения определяется параметром ширины R и показателем степени U . Коэффициент $n = \sqrt{R/\pi}$ служит для нормировки интеграла от зарядовой дисперсии на единицу. Если параметр $U=2$, т.е. в случае предположения о гауссовском распределении

Таблица 3. Параметры зарядовых и массовых распределений для $^{12}\text{C} + ^{107,109}\text{Ag}$

Параметр	$^{12}\text{C} + ^{107,109}\text{Ag}$ [15]	Настоящая работа
α_1	6,31±0,24	6,0403
α_2	-0,198±0,012	-0,15214
α_3	(3,06±0,20) · 10 ⁻³	2,06 · 10 ⁻³
α_4	-(1,41±0,10) · 10 ⁻⁵	-7,596 · 10 ⁻⁶
α_5	-1,46±0,24	0,4792
α_6	-(8,99±7,12) · 10 ⁻³	3,385 · 10 ⁻³
α_7	(1,58±0,51) · 10 ⁻⁴	0
α_8	1,65±0,06	2,0
α_9	0,480±0,000	0,482
α_{10}	-(2,99±0,06) · 10 ⁻⁴	-3,22 · 10 ⁻⁴

зарядовых дисперсий, соответствующее независимому выходу сечение $\sigma(A, Z)$ можно записать в виде выражения

$$\sigma(A, Z) = \sigma(A)(2\pi C_z^2)^{-1/2} \exp\left[-\frac{(Z_p - Z)^2}{2C_z^2}\right], \quad (9)$$

где параметр ширины гауссовского распределения обозначен как C_z . Чтобы однозначно определить все три входящие в уравнение (9) параметры – $\sigma(A)$, $C_z(A)$, $Z_p(A)$ – необходимо измерить не менее трех сечений независимого выхода для каждого изобара. В активационных измерениях среди большого количества детектируемых нуклидов, образующихся в ядерной реакции, наблюдается относительно мало изобарических пар и для того, чтобы применить гауссовские зарядовые распределения к полученным экспериментальным данным, необходимо ввести дополнительное предположение. Оно состоит в том, что полный изобарический выход $\sigma(A)$ должен быть

непрерывно и достаточно медленно изменяющейся функцией от массового числа A ядра-продукта. Предполагая монотонную зависимость изобарического выхода от массового числа, в настоящей работе $\sigma(A)$ представляется как

$$\sigma(A) = \exp(\alpha_1 + \alpha_2 A + \alpha_3 A^2 + \alpha_4 A^3). \quad (10)$$

Параметры C_z и Z_p , определяющие зарядовое распределение при фиксированном параметре U , сильно скоррелированы и их трудно получить однозначно с помощью подгонки методом наименьших квадратов. Анализируя опубликованные к настоящему времени данные, можно заключить, что параметр ширины C_z зависит только от массы фрагмента, независимо от ядра-мишени. В настоящей работе эта зависимость использовалась в следующем виде:

$$C_z(A) = \alpha_5 \exp(\alpha_6 A). \quad (11)$$

Что же касается параметра Z_p , то максимумы зарядовых распределений, как правило, находятся на нейтронодефицитной стороне от линии β -стабильности. Для мишеней с числом протонов и нейтронов, близким к линии β -стабильности, Z_p зависит только от массы фрагмента. Для нейтроноизбыточных или нейтронодефицитных мишеней фрагменты «помнят» о нейтронном или протонном избытке мишени в тех или иных пределах. В настоящей работе «эффект памяти» не обсуждается и используется такая же зависимость Z_p от массы фрагмента (см. уравнение (7)), как и, например, в работах [15, 19, 24].

Параметры $C_z(A)$ и $Z_p(A)$ итеративно подгоняются с помощью метода наименьших квадратов к экспериментальным данным в пределах ограниченных областей массовых чисел. В первой итерации подгонка с помощью уравнения (9) проводится и к независимым, и к кумулятивным выходам. Кумулятивные сечения затем исправляются на изобарическую подпитку, учитывая вычисленные сечения для предшествующих ядер, и к полученным независимым выходам снова проводилась подгонка. Обычно процедура сходилась после трех итераций. Выходы радионуклидов из ограниченной области массовых чисел могли быть использованы для построения только одной кривой зарядовой дисперсии. Предполагалось, что зарядовые распределения для соседних изобарических цепочек должны быть совместимыми.

Таким образом, значение изобарического или массового выхода в каждой экспериментальной точке определяется с помощью предположения о гауссовском распределении зарядовых дисперсий и уравнений (9-10) с набором соответствующих параметров. Если есть измеренные выходы для двух изобар, полученные из них массовые выходы усредняются, чтобы получилось окончательное значение массового выхода.

На рис. 2-4 приведены зарядовые распределения остаточных ядер, образовавшихся при взаимодействии ионов ^{12}C , имеющих энергию 43,8 ГэВ, с ядрами ^{89}Y и $^{107,109}\text{Ag}$. Кривые представляют зарядовые дисперсии, вычисленные с помощью уравнения (9), используя описанную выше процедуру и параметры, приведенные в таблице 3. Параметры были получены в результате подгонки к экспериментальным данным не только настоящей работы, но и к сечениям расщепления серебра протонами с энергией 300 ГэВ и ионами ^{12}C с энергией 25,2 ГэВ [14-16], ионами ^{16}O с энергией 14,6 А·ГэВ [19], протонами и дейтронами с энергией 3,65 А·ГэВ [17-18],

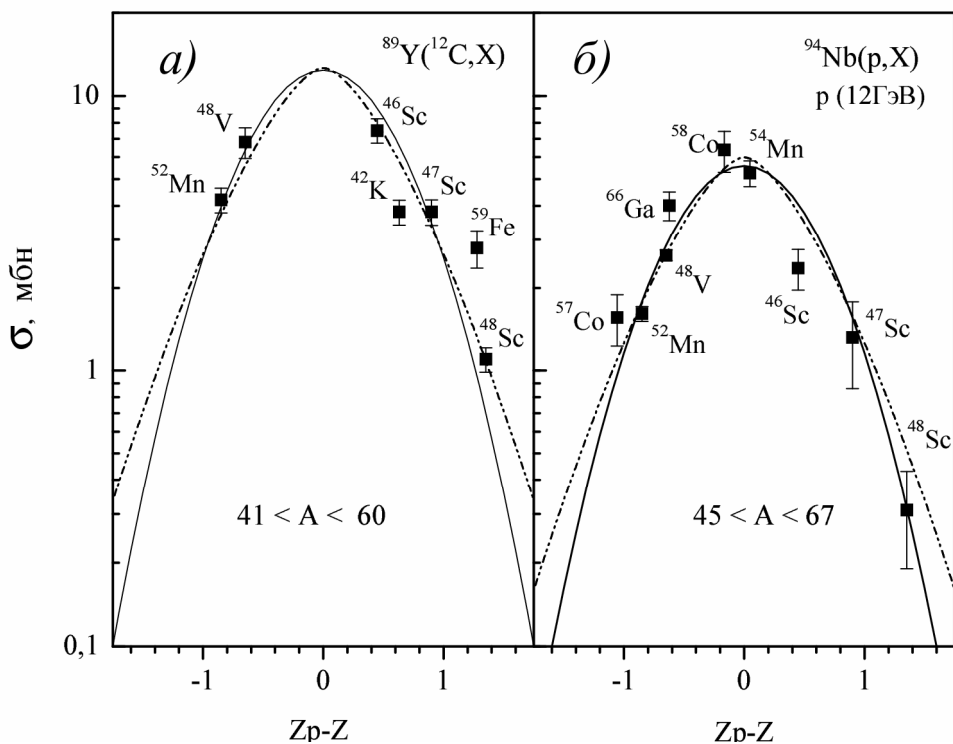


Рис. 2. Зарядовые распределения остаточных ядер.

а) с массовыми числами $41 < A < 60$ для $^{89}\text{Y}(^{12}\text{C},\text{X})$;

б) с $45 < A < 67$ для $^{94}\text{Nb}(p,\text{X})$; сплошные кривые - гауссиан ($\alpha_8=2$), штрихпунктирные - $\alpha_8=1,5$

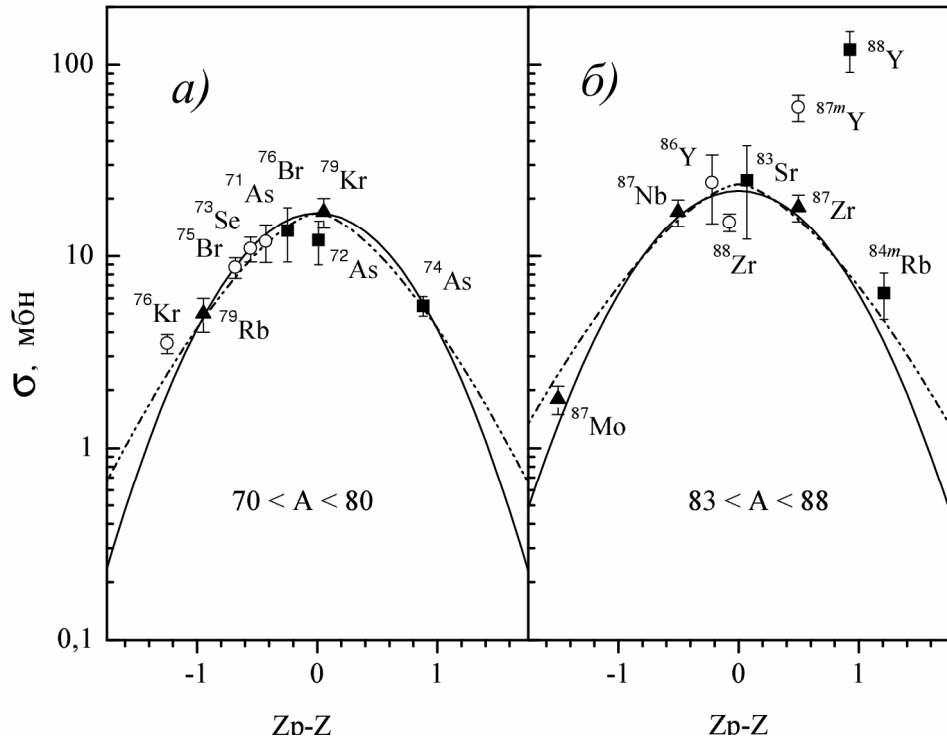


Рис. 3. Зарядовые распределения остаточных ядер.

а) $70 < A < 80$, б) $83 < A < 88$ $^{89}\text{Y}(^{12}\text{C},\text{X})$; сплошные кривые - гауссиан ($\alpha_8=2$), штрихпунктирные - $\alpha_8=1,5$

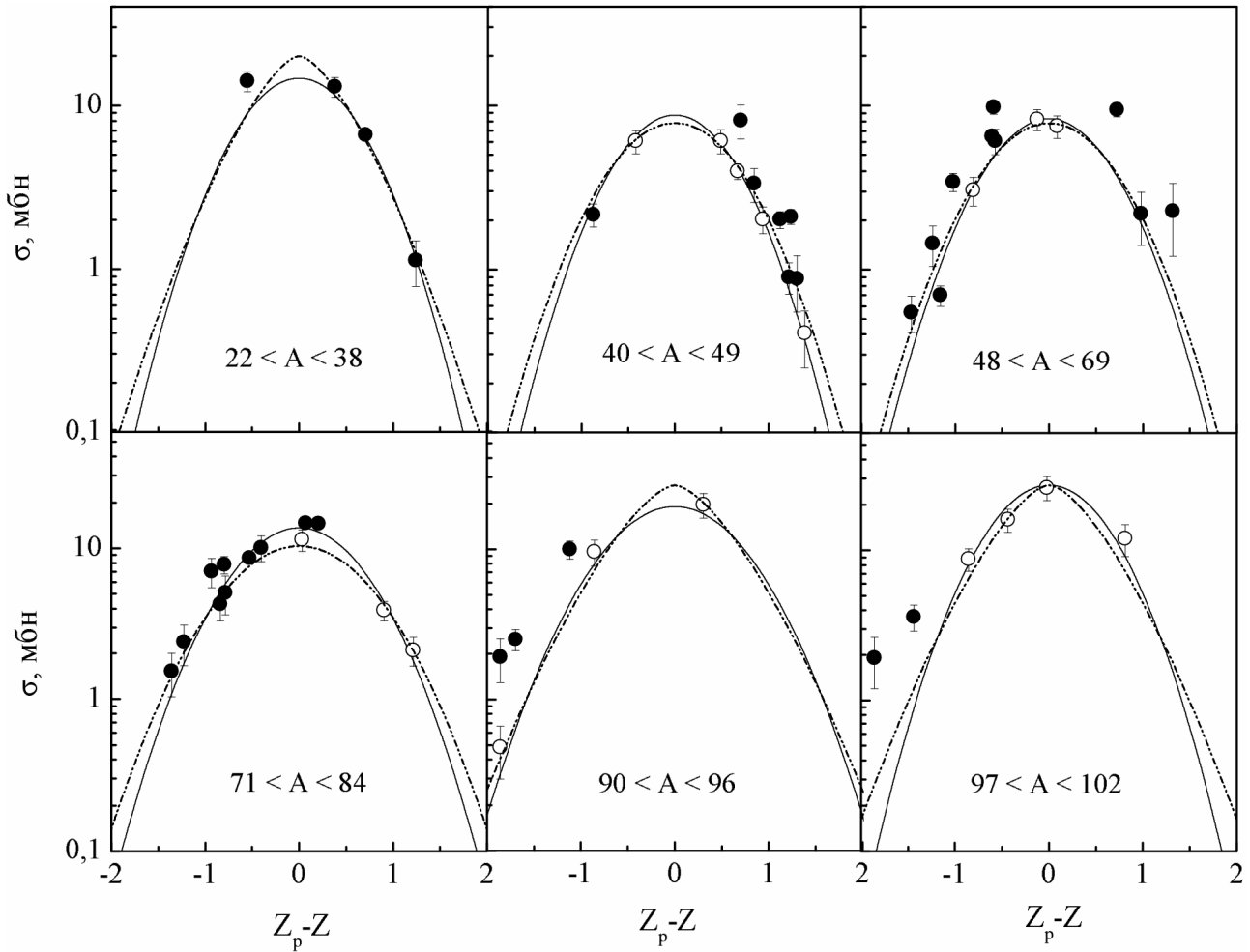


Рис. 4. Зарядовые распределения остаточных ядер для $^{107,109}\text{Ag}(^{12}\text{C},\text{X})$.
Сплошные кривые - гауссиан ($\alpha_8=2$), штрихпунктирные - $\alpha_8=1,5$

а также к данным о расщеплении ^{93}Nb протонами с энергией 12 ГэВ [36] и дейтронами с энергией $3,65 A \cdot \text{ГэВ}$ [17]. Для сравнения в таблице 3 приведены также значения параметров, полученные в работе [15]. Экспериментальные точки на рис. 2-4 соответствуют независимым выходам. Полученные с помощью описанного выше анализа массовые распределения ядер, образовавшихся в реакциях, вызываемых ионами ^{12}C с энергией 43,8 ГэВ на ядрах ^{89}Y и $^{107,109}\text{Ag}$ показаны на рис. 5. Большинство авторов обосновывали свой выбор функционального вида массового распределения наблюдаемым экспериментальным уменьшением полного изобарического выхода тяжелых фрагментов мишени с увеличением расстояния от массового числа мишени A_T . Этот спад достигает минимальных значений сечений в области массовых чисел, равных примерно половине A_T , а затем снова наблюдается рост выхода при переходе к более легким ядрам. Наблюдаемое подобие массовых распределений указывает на сходство механизма исследуемых реакций. В работе [37] показано, что для реакций, вызванных релятивистскими протонами, при очень простых предположениях о механизме реакции получается следующая функциональная зависимость $\sigma(A)$:

$$\sigma(A) = \sigma_R P(A_T) \exp[-P(A_T)(A_T - A)]. \quad (12)$$

В этом выражении σ_R - полное сечение реакции в мбн, а $P(A_T)$ - параметр наклона этой экспоненциальной зависимости, который при выполнении условий предельной фрагментации зависит только от A_T . На рис. 5 пунктирными кривыми представлены результаты вычислений с помощью уравнения (12) массового выхода ядер из

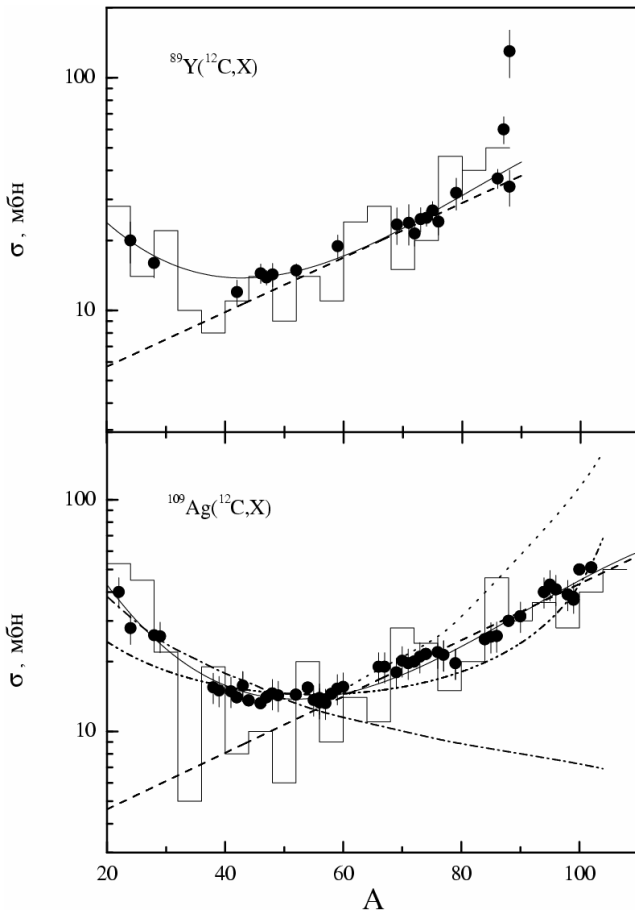


Рис. 5. Массовые распределения остаточных ядер из реакций, вызываемых ионами ^{12}C с энергией 43,8 ГэВ на ядрах ^{89}Y и $^{107,109}\text{Ag}$.

Гистограмма - каскадно-испарительная модель [49]; точечная кривая - геометрическая модель скальвания - срыва [46]; штрихпунктирные кривые с одной и двумя точками - обобщенная модель мультифрагментация-испарение [50, 51] с параметром $x = 1$ и $0,01$ соответственно; пунктирная кривая - эмпирическая параметризация ЕРАХ [38-39] согласно уравнению (12) с $P(A_T)=0,034$ и $0,03$ для ^{89}Y и ^{109}Ag , соответственно; сплошная кривая - наша параметризация с использованием уравнений (9-10)

реакций, вызванных взаимодействием ионов ^{12}C с ^{89}Y и $^{107,109}\text{Ag}$. В этих вычислениях полное сечение реакции σ_R заменено на введенной в работах [38, 39] нормировочный множитель S_R , учитывающий периферический характер реакций фрагментации и поэтому зависящий от геометрических размеров сталкивающихся ядер:

$$S_R = 450(A_p^{1/3} + A_T^{1/3} - 2,38) \text{ мбн}, \quad (13)$$

где A_p и A_T массовые числа налетающей частицы и мишени соответственно. Из рис. 5 видно, что уравнение (12) с $P(A_T)=0,034$ и $0,03$ для ^{89}Y и $^{107,109}\text{Ag}$ соответственно, успешно описывает массовый выход ядер с $A > A_T/2$, образовавшихся в результате фрагментации мишеней ^{89}Y и $^{107,109}\text{Ag}$ ионами ^{12}C . Существенно выше расчетных находятся только изобарические выходы фрагментов с массовыми числами на одну и две единицы ниже массового числа ядра мишени ^{89}Y . Значительно выше зарядовых распределений, вычисленных с помощью используемых в настоящей работе параметрических уравнений, находятся также сечения образования ядер ^{87m}Y и ^{88}Y из реакции фрагментации ^{89}Y . Из-за мешающего присутствия двух стабильных изотопов и изомера в продуктах реакции, близких по массе к ядру мишени, нельзя ничего сказать о возможном усилении выхода реакций, вызванных ионами ^{12}C на серебре, с вылетом одного или двух нейтронов.

На рис. 6 показаны отношения сечений образования остаточных ядер в реакциях, вызываемых ионами ^{12}C с энергией 43,8 ГэВ на $^{107,109}\text{Ag}$ (наши данные), к сечениям образования таких же ядер в реакциях $p(300 \text{ ГэВ}) + ^{107,109}\text{Ag}$ [15] и $^{16}\text{O}(14,6 \text{ А}\cdot\text{ГэВ}) + ^{107,109}\text{Ag}$ [19]. Отношения выходов нуклидов из реакций $^{12}\text{C}(43,8 \text{ ГэВ}) + ^{89}\text{Y}$ (наши данные) и $p(24 \text{ ГэВ}) + ^{89}\text{Y}$ [9, 10] приведены на рис. 7. На этом же рисунке показаны функции возбуждения для реакции $p + ^{89}\text{Y}$, построенные на основе данных из работ [9, 10]. Из этого рисунка видно,

что при энергии протонов 1,5 ГэВ для реакций на ^{89}Y уже выполняются условия предельной фрагментации, то есть выход нуклидов становится мало зависимым от энергии налетающих частиц, и сравнение с такими данными вполне обосновано. Из результатов представленных на рис. 6 сравнения экспериментальных данных следует, что сечения образования ядер в реакциях, вызываемых на серебре ионами ^{16}O , ионами ^{12}C и протонами отличаются в среднем на постоянный множитель, приблизительно равный отношению полных сечений соответствующих реакций. Это же относится и к реакциям, вызываемым ионами ^{12}C и протонами на иттрии (см. рис. 7). Между собой сечения реакций, вызываемых ионами ^{12}C и ^{16}O на серебре, в среднем мало отличаются, что соответствует близкому к единице отношению и полных сечений этих реакций. Следовательно, можно сделать вывод, что для исследуемых в настоящей работе реакций подтверждается гипотеза о факторизации. Полные сечения оценивались с помощью интегрирования соответствующих массовых выходов, а также использования моделей мягких [40] и жестких [41] сталкивающихся шаров.

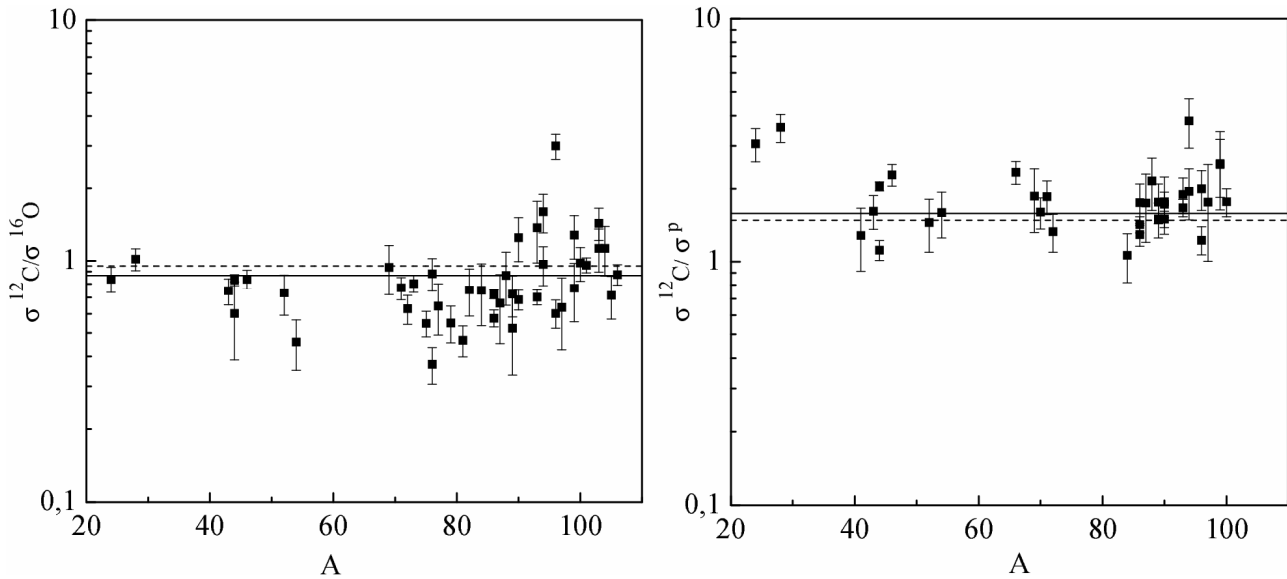


Рис. 6. Отношения сечений образования остаточных ядер в реакциях, вызываемых ионами ^{12}C с энергией 43,8 ГэВ на $^{107,109}\text{Ag}$ (наши данные), к сечениям образования таких же ядер в реакциях $p(300\text{ ГэВ})+^{107,109}\text{Ag}$ [15] и $^{16}\text{O}(14,64\text{ ГэВ})+^{107,109}\text{Ag}$ [19].

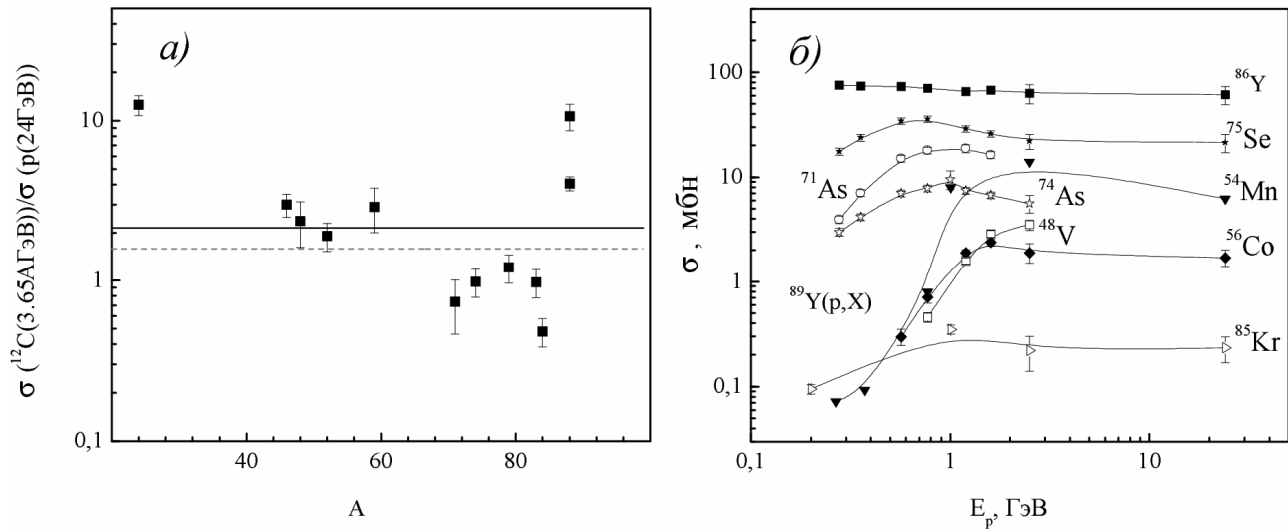
Сплошная кривая – отношение полных экспериментальных сечений; пунктирная – отношение расчетных полных сечений

СРАВНЕНИЕ С ТЕОРЕТИЧЕСКИМИ МОДЕЛЯМИ

Хотя представленный выше эмпирический подход позволяет описывать измеренные сечения реакций фрагментации с достаточной точностью, острой остается необходимость в физической модели, с помощью которой можно было бы вычислять сечения с подобной точностью. Одним из важных вопросов при описании процесса ядро-ядерного столкновения является то, какой механизм передачи энергии между налетающей частицей и мишенью предполагается в модели – взаимодействуют ли нуклоны налетающего ядра и мишени как отдельные частицы или осуществляется коллективное взаимодействие. Важным остается также и то, является ли, например, мультифрагментация следствием последовательных бинарных распадов, или представляет собой мгновенный развал высоковозбужденной системы. Среди существующих теоретических моделей можно выделить два крайних подхода к описанию релятивистского ядерного столкновения: модель внутриядерных каскадов [42-44] и модель скалывания-срыва [45-46]. В обоих подходах процесс взаимодействия разделяют на две стадии.

В классическом варианте модели внутриядерных каскадов взаимодействие на первой, быстрой стадии управляется независимыми двухтелными столкновениями, вероятность которых определяется сечением нуклон-нуклонного рассеяния. После завершения быстрой стадии возбуждение остаточного ядра на второй, медленной, стадии может сниматься в процессе последовательного испарения частиц, либо в процессе многочастичного распада. Для второй, равновесной, стадии используется либо стандартная испарительная модель [42-44], либо различные микроскопические статистические модели мультифрагментации [47, 48], если речь идет о механизме образования фрагментов промежуточной массы. Следует отметить, что статистическое равновесие устанавливается порознь в группе «участников», объединяющей нуклоны из перекрывающихся частей сталкивающихся ядер, и в относительно холодных областях ядер-«наблюдателей». Периферические процессы с хорошей точностью можно рассматривать как частный случай внутриядерного каскада, локализованного в периферической области ядра, и использовать единые методы расчета как для центральных, так и для периферических взаимодействий. Испарительная модель основывается на формализме Вайскопфа и Эвинга, в котором используется принцип детального равновесия, а вероятность распада связана с плотностью состояний остаточных ядер и сечением захвата испускаемых частиц остаточным ядром.

В альтернативном подходе к описанию быстрой стадии взаимодействия, предложенном в макроскопической модели скалывания-срыва («abrasion-ablation») [45] и ее многочисленных модификациях, сталкивающиеся ядра предполагаются «жесткими сферами» с однородным распределением плотности ядерного вещества. Налетающая частица и мишенное ядро в результате столкновения четко разрезают друг друга. Число нуклонов, удаленных («срезанных») из мишени этим процессом, а следовательно и масса мишенного остатка, вычисляется как функция параметра удара посредством определения взаимодействующего объема двух жестких

Рис. 7. Данные о сечениях реакций $\text{p} + ^{89}\text{Y}$ и $^{12}\text{C} + ^{89}\text{Y}$.

а)-отношения сечений образования остаточных ядер в реакциях, вызываемых ионами ^{12}C с энергией $3,65 \text{ A} \cdot \text{ГэВ}$ и протонов с энергией 24 ГэВ на ядрах ^{89}Y , где сплошная кривая – среднее отношение (16), полученное из взвешенного среднего отдельно взятых отношений для каждого фрагмента в области массовых чисел $A = 44 \div 86$ и равное $2,14 \pm 0,16$, тогда как пунктирная – отношение расчетных полных сечений;

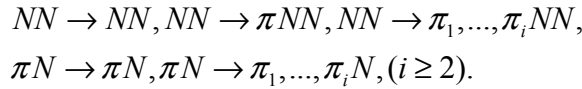
б) функции возбуждения для реакции $\text{p} + ^{89}\text{Y}$, построенные на основе данных из работ [9, 10]

сфер, соответствующих сталкивающимся ядрам. Предполагается, что энергия возбуждения сколотых остатков («наблюдателей») будет определяться их избыточной по отношению к площади поверхности равной массы сферического ядра поверхностью, умноженной на соответствующий коэффициент поверхностной энергии. На первой, быстрой стадии взаимодействие в области перекрытия налетающей частицы и ядра-мишени формирует фэйрбол из нуклонов-участников. Фэйрбол движется в направлении оси столкновения ядер и распадается в состоянии термодинамического равновесия с испусканием быстрых частиц. Конечное распределение образовавшихся ядер получается с помощью испарительной модели, описывающей следующую за скалыванием («abrasion») стадию срыва («ablation»).

На рис. 5 наряду с полученными в настоящей работе экспериментальными данными представлены результаты расчетов распределений массового выхода ядер, образовавшихся в реакциях $^{12}\text{C}(3,65 \text{ A} \cdot \text{ГэВ}) + ^{89}\text{Y}$ и $^{12}\text{C}(3,65 \text{ A} \cdot \text{ГэВ}) + ^{107,109}\text{Ag}$: гистограмма – каскадно-испарительная модель с использованием метода статистических испытаний Монте-Карло [49]; точечная кривая – геометрическая модель скалывания-срыва [46]; штрихпунктирные кривые с одной и двумя точками – обобщенная модель [50,51] мультифрагментация-испарение с параметром $x = 1$ и $0,01$ соответственно для $A=108$ (обе кривые умножены на соответствующий геометрический фактор).

Учитывая статистический характер описываемых явлений, метод Монте-Карло использовался в расчетах как внутриядерных, так и испарительных каскадов. Все каскадные вычисления проводились в трехмерной геометрии. Распределение внутриядерных нуклонов $\rho(r)$ описывается теми же функциями, что и распределения электрического заряда, полученные в опытах с рассеянием быстрых электронов, а именно $\rho(r) = \rho_0 \{1 + \exp[(r - c)/a]\}$, где $c = 1,07 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ см}$, $a = 0,545 \cdot 10^{-13} \text{ см}$. Для упрощения ядро разбивается концентрическими сферами на несколько отдельных зон, в каждой из которых плотность нуклонов считается постоянной. Увеличивая число зон можно очень точно аппроксимировать исходное распределение $\rho(r)$. Энергетический спектр нуклонов ядра-мишени вычисляется в приближении идеального ферми-газа с локальной энергией Ферми $T_F(r) = \hbar^2 [3\pi^2 \rho(r)]^{2/3} / (2m_N)$, где m_N – масса нуклона. В расчеты могли вноситься поправки на диффузность ядерной границы, учитываться деформация ядра и использоваться более сложные функциональные зависимости для описания распределений внутриядерных нуклонов. Координаты точки входа первичной частицы в ядро определялись через параметр удара двух сталкивающихся ядер и азимутальный угол, случайные значения которых разыгрывались. Размер центральной области столкновения предполагался пропорциональным объему соответствующего созданного каскадом конуса, который зависит от импульса налетающей частицы в лабораторной системе и от числа нуклонов мишенного ядра. Влияние внутриядерных нуклонов на входящую

первичную частицу учитывается путем прибавления к ее кинетической энергии в лабораторной системе координат энергии действительного потенциала V . При этом учитывается принцип Паули, за счет чего средний свободный пробег каскадных частиц внутри ядра-мишени эффективно увеличивается. Для пионов использовался ядерный потенциал в виде прямоугольной ямы с глубиной $V_\pi \approx 25$ МэВ. Взаимодействие налетающей частицы с ядром приближенно представлялось как серия последовательных квазисвободных столкновений быстрых каскадных частиц (нуклонов N или пионов π) с внутриядерными нуклонами:



Для описания этих элементарных взаимодействий использовались экспериментальные данные о сечениях для свободных NN и πN взаимодействий, моделировались угловые и импульсные распределения вторичных частиц, используя специальные полиномиальные выражения с зависящими от энергии коэффициентами [42] и учитывался принцип Паули. Учитывалось также поглощение пиона на нуклонных парах: $\pi NN \rightarrow NN$. Эффективное сечение поглощения связано (но не равно) с экспериментальными сечениями поглощения пионов дейтронами.

В вычислениях с помощью модели скалывания-срыва (точечная кривая на рис. 5) для описания первой, быстрой стадии реакции использовалось обобщение модели скалывания («abrasion») на случай взаимодействия ядер с реальными распределениями плотности $\rho(r)$. Это обобщение основывается на геометрии модели файрстрик [46]. В этой геометрии область взаимодействия двух ядер разбивается на бесконечно малые коллинеарные стрики, движущиеся в составе файрбола вдоль направления столкновения. Вторая, медленная стадия описывалась с помощью статистической модели каскадного испарения из ядер в состоянии термодинамического равновесия, используя модифицированную версию программы ALICE [52]. Учитывалось изменение нуклонного состава и «охлаждение» остаточных ядер в процессе последовательного испарения. Сечения образования конечных продуктов получались посредством суммирования результатов по параметру удара начального столкновения. Вычисления с помощью модели скалывания-срыва были ограничены массовыми числами фрагментов, превышающими $1/2A_T$, что определялось геометрической природой модели скалывания-срыва, подразумевающей наличие соответствия между средним параметром удара и массовым числом конечного продукта. По мере уменьшения параметра удара уменьшается и массовое число ядра-продукта. Когда параметр столкновения становится меньше разницы радиусов ядра мишени и налетающего ядра на половине их плотностей, нет больше смысла относить столкновения к периферическим. Этим значениям параметра столкновения соответствуют массовые числа фрагментов близкие к $A=55$. Как видно из рис. 5 кривая массового выхода ядер среднего атомного веса, предсказанная моделью скалывания-срыва умеренно согласуется с экспериментальными данными, за исключением существенного завышения расчетных выходов продуктов, приближающихся по массовому числу к ядру-мишени. Эти расхождения указывают на то, что спектр энергий возбуждения «ободранных» ядер необходимо сдвинуть в сторону более высоких значений, чем предсказано этой моделью.

Штрих-пунктирной кривой с двумя точками на рис. 5 представлены результаты расчетов, проведенных с помощью простой, содержащей всего лишь один параметр, модели фрагментации, предложенной и развитой в работах [50, 51]. Этим параметром распределение массового выхода плавно регулируется между двумя крайними случаями. Одним из них есть полная фрагментация составной системы из A нуклонов на эти A нуклонов. Вторым – является слияние без какого-либо испускания фрагментов. Промежуточной ситуации соответствуют величины, составляющие хорошо известные U-образные кривые, которые включают вклады и от образования легких фрагментов, и от испарения, а также отражают степенную зависимость от массы образовавшегося кластера. Определение единственного феноменологического параметра модели основывается [50, 51] на таких фундаментальных термодинамических величинах как плотность, температура и энергия связи. Эта обобщенная модель описывает не только такие инклюзивные наблюдаемые, как массовые выходы, но также и детальное эксклюзивное поведение таких характеристик испускаемых продуктов фрагментации, как множественность и корреляции. Функция распределения по массе фрагментов, получившихся из первичного образования, состоящего из A частиц и дающего кластер размером k , согласно [50, 51] представляется как

$$Y_A(k, x) = \frac{A!}{k(A-k)!} \frac{x\Gamma(x+A-k)}{\Gamma(x+A)}, \quad (14)$$

где x – подгоночный параметр, определяющий эволюцию разбиения на кластеры, $k = A_p$ – массовое число продукта, а $\Gamma(Z)$ – гамма-функция. Для $x = 1$ уравнение (14) сводится к независимому от A выражению

$$Y_A(k, 1) = \frac{1}{k}, \quad (15)$$

которому на рис. 5 соответствует штрихпунктирная кривая (с одной точкой). Из рис. 5 видно, что данная модель с одним значением параметра x не в состоянии правильно описать ни экспоненциальный спад выхода фрагментов с уменьшением их массового числа до $A_p \approx 40$, ни образование легких фрагментов с $4 < A_p < 30$, поскольку значительная часть сечения образования легких фрагментов имеет свое происхождение в динамике реакции в дополнение к статистической релаксации. Без учета первичного внутриядерного каскадирования, модель представляется неполной. Ее возможности в описании процессов образования остаточных ядер в результате фрагментации мишени, включая мультифрагментацию, по-видимому, могли бы более полно проявиться в сочетании с вычислениями, учитывающими схему – внутриядерный каскад-испарение. В то же время, это существенно приблизило бы данный подход к каскадно-испарительной модели, которую он пытался полностью заменить.

Сравнение результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными о выходах остаточных ядер из исследуемых реакций показывает, что наилучшее согласие достигается с помощью каскадно-испарительных вычислений с применением метода Монте-Карло. Это согласие указывает на то, что процесс взаимодействия налетающих ионов ^{12}C с ядрами иттрия и серебра при используемых энергиях можно рассматривать как некоррелированные столкновения между отдельными нуклонами из взаимодействующих ядер. При этом большинство каналов реакций не включают коллективных взаимодействий. После испарительной стадии реакции распределения фрагментов в конечном итоге локализируются преимущественно на нейтронодефицитной стороне от линии β -стабильности.

Не наблюдается какого-либо указания на усиленный выход из реакций с удалением одного или двух нейтронов, вызванных ионами ^{12}C на Ag. Об усилении выхода в этих каналах реакции вследствие электромагнитной диссоциации (ЭД) сообщалось ранее, например, в работах [53-55] для мишеней из тяжелых элементов, взаимодействующих с тяжелыми налетающими частицами. К сожалению, серебро не является благоприятной мишенью для наблюдения этого эффекта из-за того, что мишень состоит из двух стабильных изотопов и присутствия изомеризма в соответствующих продуктах реакции. Однако наблюдаемые выходы соответствующих нуклидов из реакций, вызываемых ионами ^{12}C на ^{89}Y , заметно усилены и исследование возможного вклада кулоновской диссоциации в сечение реакции становится необходимым. ЭД можно представить как чисто электромагнитный процесс, происходящий при прохождении тяжелого иона вблизи ядра мишени с достаточно высоким Z , но вне области действия ядерных сил. Виртуальный фотон из кулоновского поля поглощается либо мишенью, либо налетающей частицей, что приводит к ее возбуждению обычно до энергии гигантского мультипольного резонанса, который затем снимает возбуждение, испуская одну или две частицы. На рис. 8 представлена диаграмма, иллюстрирующая процессы электромагнитной диссоциации ЭД и ядерной фрагментации, оба из которых заканчиваются удалением одного нейтрона из ядра-мишени в ходе реакции $^{89}\text{Y}(^{12}\text{C},n)^{88}\text{Y}$. Фрагментация ядра в этом случае является конкурирующим процессом. В отличие от ядерной фрагментации, ЭД может иметь место в широкой области параметров столкновения. Для оценки вклада ядерной фрагментации в сечение процессов, вызывающих вылет одного или двух нейтронов из ^{89}Y , в настоящей работе использовалась концепция о факторизации сечений реакций, вызываемых ионами ^{12}C с энергией 43,8 ГэВ на иттрии. Как уже указывалось выше, согласно концепции о факторизации выходы одного и того же отдельно взятого фрагмента из ядра-мишени вследствие ядерных взаимодействий, вызванных различными налетающими частицами, отличаются только на геометрический фактор. Таким образом, представленные на рис. 7 отношения

$$\sigma[^{89}\text{Y}(^{12}\text{C},X)F_i] / \sigma[^{89}\text{Y}(p,X)F_i], \quad (16)$$

должны иметь постоянную величину для любого фрагмента F_i . Использовалась также гипотеза о предельной фрагментации, согласно которой сечение образования фрагмента F_i при достаточно высоких энергиях налетающих частиц не зависит от их энергии. Из рис. 7 следует, что концепция о факторизации приближенно выполняется в области массовых чисел фрагментов от 43 до 86. Выходы наиболее легких ядер усилены за счет центральных столкновений. Сечение образования ^{88}Y , связанное с вылетом одного нейтрона также усилено. Среднее отношение (16), равное $2,14 \pm 0,16$, определялось из взвешенного среднего отдельно взятых отношений для каждого фрагмента из области массовых чисел $A = 44-86$. Общее сечение образования ^{88}Y было оценено как (120 ± 20) мб, а вклад в него за счет ядерного взаимодействия – как (80 ± 10) мб.

Сечение $\sigma_{\text{ЭД}}$, связанное с вылетом одного нейтрона за счет ЭД, определялось с помощью метода Вейцеккера – Вильямса (метод эквивалентных фотонов), описанного, например, в [55]. Для вычисления $\sigma_{\text{ЭД}}$ необходимо сначала образовать произведение спектра виртуальных фотонов $N_\gamma(E_\gamma)$ для ионов ^{12}C с энергией $3,65 \text{ A} \cdot \text{ГэВ}$ на сечение $\sigma_\gamma(E_\gamma)$ соответствующей фотоядерной реакции $^{89}\text{Y}(\gamma,n)^{88}\text{Y}$. На рис. 9 схематически представлены компоненты, необходимые для вычисления сечения электромагнитной диссоциации $\sigma_{\text{ЭД}}$: a – спектр виртуальных фотонов $N_\gamma(E_\gamma)$ для налетающих ионов ^{12}C с энергией $3,65 \text{ A} \cdot \text{ГэВ}$, вычисленный методом Вейцеккера – Вильямса; b – сечение фотоядерной реакции $^{89}\text{Y}(\gamma,n)$ из [56]; v – произведение $N_\gamma(E_\gamma)$ на $\sigma_\gamma(E_\gamma)$. Интегрируя это произведение получаем

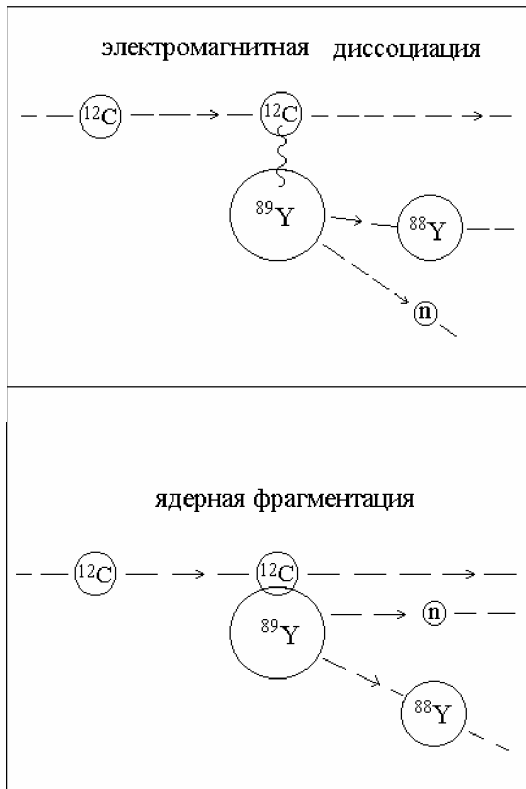


Рис. 8. Диаграмма, иллюстрирующая конкурирующие процессы электромагнитной диссоциации (ЭД) и ядерной фрагментации, оба из которых заканчиваются удалением одного нейтрона из ядра-мишени в ходе реакции $^{89}\text{Y}(^{12}\text{C},n)^{88}\text{Y}$. ЭД может происходить в широкой области параметров удара, а ядерная фрагментация ограничивается радиусом действия ядерной силы

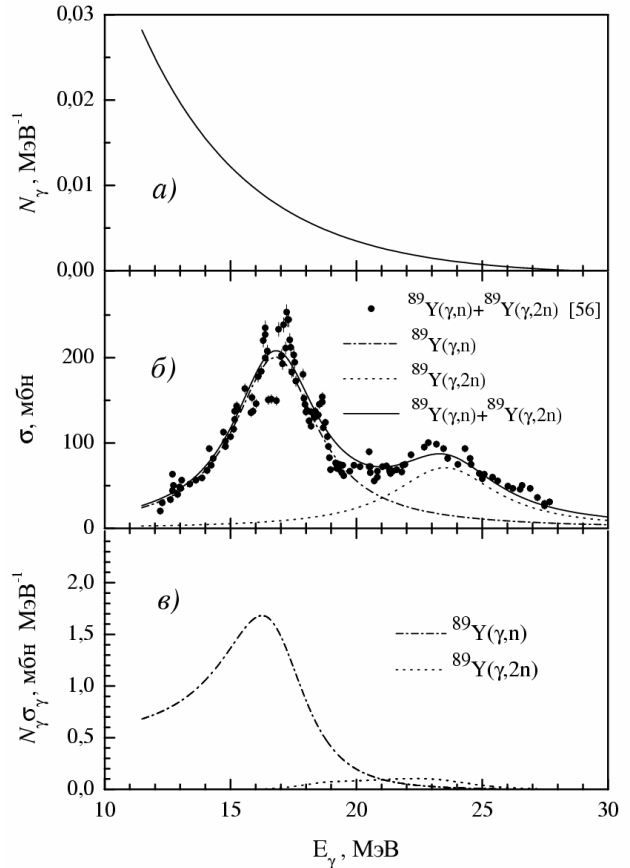


Рис. 9. Компоненты, необходимые для вычисления сечения электромагнитной составляющей $\sigma_{\text{ЭД}}$. а) спектр виртуальных фотонов $N_\gamma(E_\gamma)$ для налетающих ионов ^{12}C с энергией $3,65 \text{ A} \cdot \text{ГэВ}$, вычисленный методом Вейцзеккера – Вильямса [57], б) сечение фотоядерной реакции $^{89}\text{Y}(\gamma,n)^{88}\text{Y}$ из [56], в) произведение $N_\gamma(E_\gamma)$ на $\sigma_\gamma(E_\gamma)$

$$\sigma_{\text{ЭД}} = \int_0^\infty N_\gamma(E_\gamma) \sigma_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma. \tag{17}$$

В вычислениях $\sigma_\gamma(E_\gamma)$ использовались данные из [56]. Подробное обсуждение проблем, связанных с вычислением $N_\gamma(E_\gamma)$, дается, например, в работе [57]. Настоящий анализ не очень чувствителен к форме спектра виртуальных фотонов. Зачастую в таких вычислениях предполагаются прямолинейные траектории для налетающих частиц и игнорируются вклады других мультиполей, кроме E1. Как указывается в работе [58], различие между прямолинейной и криволинейной траекторией налетающей частицы можно практически полностью компенсировать выбором минимального параметра столкновения b_{min} . Вкладами M1 мультиполей в вычислениях можно было пренебречь. Вклад спектра виртуальных E2 фотонов мог быть существенным, но согласно оценке, проведенной в работе [58], он не должен превышать 7%. В качестве минимального параметра столкновения в вычислениях использовался фиксированный параметр

$$b_c = r_0 \left[A_p^{1/3} + A_T^{1/3} - X(A_p^{-1/3} + A_T^{-1/3}) \right], \tag{18}$$

где A_p и A_T – массовые числа налетающей частицы и ядра-мишени соответственно. Параметр b_c можно представить себе как радиус, характеризующий область короткодействующей ядерной силы. Таким образом, b_c используется в качестве нижнего предела действия ЭД процесса. Член $r_0(A_p^{1/3} + A_T^{1/3})$ можно рассматривать как радиус

касания для двух сталкивающихся ядер. Член $r_0 X (A_p^{-1/3} + A_T^{-1/3})$ представляет собой поправку на кривизну. С его помощью сохраняется фиксированным среднее число нуклон-нуклонных столкновений по мере увеличения A_p и A_T . Константы r_0 и X были фиксированы при значениях 1,34 фм и 0,75 соответственно. Функциональный вид для b_c был предположен, исходя из теории Глаубера, а значения для r_0 и X были получены из подгоноки к данным о сечениях нуклон-ядерного и ядро-ядерного рассеяния [59]. Вычисленное с помощью уравнения (17) сечение $\sigma_{\text{ЭД}}$ реакции $^{89}\text{Y}(^{12}\text{C}, X)^{88}\text{Y}$ при энергии налетающих ионов ^{12}C 3,65 А·ГэВ было равным 30 мбн.

Таблица 4. Сечения реакции образования ^{88}Y

Налетающие частицы	Энергия, А·ГэВ	Полное сечение (мбн)	Ядерное сечение, (мбн)	Измерение $\sigma_{\text{ЭД}}$ (мбн)	Вычисленное $\sigma_{\text{ЭД}}$, (мбн)
P	2,1	51±4			0,6
^{12}C	2,1	115±6	106±10	9±12	17
^{12}C	3,65	120±20	80±20	40±20	30
^{20}Ne	2,1	160±7	117±10	43±12	46
^{40}Ar	1,8	283±11	151±13	132±17	128
^{56}Fe	1,7	353±14	136±14	217±20	248

Примечание: ядерные сечения, кроме наших данных для ионов ^{12}C с энергией 3,65 А·ГэВ, основаны на величине 49 ± 3 мбн для сечения реакции $^{89}\text{Y}(p, X)^{88}\text{Y}$, измеренном при энергии протонов 28 ГэВ и содержат только статистическую погрешность.

Измеренным сечением вылета нейтрона за счет электромагнитной диссоциации будем считать разницу между измеренным в данном эксперименте полным сечением образования ^{88}Y и оцененным сечением образования этого же нуклида за счет ядерного взаимодействия. Оно оказалось равным (40 ± 20) мбн. В табл. 4 приведены определенные в настоящей работе сечения реакции $^{89}\text{Y}(^{12}\text{C}, X)^{88}\text{Y}$ при энергии ионов ^{12}C 3,65 А·ГэВ в сравнении с результатами работы [53]. Для протонов измеренное сечение электромагнитной диссоциации предполагается равным нулю. Из табл. 4 видно, что сечение процесса ЭД растет с ростом Z налетающей частицы. Выведенные из экспериментальных данных о реакциях, вызываемых ионами ^{12}C , сечения $\sigma_{\text{ЭД}}$ имеют большие систематические погрешности из-за того, что ядерная часть полного сечения изучаемого процесса намного больше, чем $\sigma_{\text{ЭД}}$. Сечение реакции, в результате которой один нейтрон удаляется из ядра-мишени, можно описать как сумму эмпирически определяемой ядерной части сечения и части сечения, связанной с процессом электромагнитной диссоциации и определяемой методом Вейцеккера - Вильямса, используемом для вычисления сечения процесса ЭД спектр виртуальных фотонов и сечения соответствующей фотоядерной (γ, n) -реакции.

ВЫВОДЫ

Методом активационного анализа определены сечения образования остаточных ядер в реакциях фрагментации ядер-мишеней серебра и иттрия ионами ^{12}C с энергией 3,65 А·ГэВ. Совместный анализ полученных в работе сечений и опубликованных в литературе данных позволил провести параметризацию сечений, приемлемую в условиях предельной фрагментации для широкого набора комбинаций мишень-снаряд, с плавно изменяющимися в зависимости от массовых чисел фрагментов параметрами. Это дало возможность построить зарядовые и массовые распределения ядер-продуктов, а также сравнить сечения образования каждого отдельно взятого нуклида в реакциях, вызываемых ионами ^{12}C на исследуемых мишенях, с сечениями образования тех же нуклидов, но в реакциях, вызываемых ионами ^{16}O и протонами релятивистских энергий на тех же ядрах. Показано, что для сечений образования остаточных ядер в исследуемых реакциях с массовыми числами вплоть до $A\sim 30$ приемлема концепция о факторизации, т.е. сечения образования одних и тех же ядер в реакциях, вызванных различными налетающими частицами отличаются на постоянный множитель, определяемый отношением полных сечений этих реакций.

Проведено сравнение полученных результатов с вычислениями в рамках каскадно-испарительной модели с учетом эффекта траления, двухстадийной модели скалывания-срыва в геометрии фэйрстрик и обобщенной однопараметрической модели мультифрагментация-испарение. Вычисления, основанные на макроскопической модели скалывания-срыва, дают завышенные по сравнению с экспериментальными значениями выходы фрагментов, особенно для тех из них, массовые числа которых приближаются к массовому числу ядра-мишени. Это указывает на то, что спектр энергии возбуждения ободранных ядер должен быть сдвинут в сторону увеличения энергии по сравнению с предсказываемым этой моделью.

Никакой выбор одного параметра не позволяет успешно описать наклон кривой массового распределения ядер среднего веса и одновременно – выход легких фрагментов с помощью обобщенной модели мультифрагментация-испарение, не учитывающей роли первичных внутриядерных каскадов. Наиболее перспективным для обобщенного описания массовых распределений выходов ядер, образовавшихся как в результате центральных,

так и периферических процессов представляется статистический подход, реализуемый в современных вариантах каскадно-испарительной модели. Довольно успешное описание полученных экспериментальных данных с помощью каскадно-испарительной модели указывает на то, что процесс взаимодействия между двумя ядрами ($^{12}\text{C}+^{89}\text{Y}$, $^{12}\text{C}+\text{Ag}$) состоит из серий некоррелированных столкновений между отдельными нуклонами. При этом большинство каналов реакции не включают коллективные взаимодействия.

Исходя из экспериментальных данных о сечении образования ^{88}Y и используя концепцию о факторизации сечения для эмпирического определения вклада ядерного взаимодействия в процесс удаления одного нейтрона из мишени, оценена роль электромагнитной диссоциации ядра-мишени в этом процессе. Разница между измеренными сечениями образования ^{88}Y и оцененным вкладом за счет ядерных взаимодействий хорошо согласуется с сечением удаления нейтрона за счет электромагнитной диссоциации мишени, вычисленным с помощью метода Вейцеккера – Вильямса, использующего спектр виртуальных фотонов, сечение фотоядерной реакции (γ, n) на ^{89}Y в районе гигантского резонанса и минимальный параметр удара.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hüfner J. Heavy fragments produced in proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions at relativistic energies // Phys. Reports. - 1985. -V. 125. -P. 129-185.
2. Ngô C. Multifragmentation of nuclei: dream or reality // Nucl. Phys. -1988. -V.A488. -P. 233 – 250.
3. Loveland W., Seaborg G.T. Systematics of target fragments mass distributions in intermediate and high energy nuclear collisions // Rev. Roum. Phys. -1988. -V.33.-P.721-737.
4. Loveland W., Aleklett K., Sihver L. et al. Changes in target fragmentation mechanisms with increasing projectile energy in intermediate energy nuclear collisions // Phys. Rev. -1990. -V.C41. -P.973-987.
5. Hirsch A.S., Bujak A., Finn J.E. et al. Experimental results from high energy proton-nucleus interactions, critical phenomena and the thermal liquid droop model of fragment production // Phys. Rev. -1984. -V.C29. -P.508-525.
6. Rejmund F., Mustapha B., Armbruster P. et al. Measurement of isotopic cross sections of spallation residues in 800 AMeV $^{197}\text{Au} + p$ collisions // Nucl. Phys. -2001. -V.A685. -P.540-565.
7. Ruiz E.C. Measurement and study of the residual nuclides produced in fragmentation reactions of ^{238}U at 1 AGeV with deuterium. Ph.D. Thesis. GSI. Darmstadt. Germany. 2001.
8. Geissel H. et al. GSI Scientific Report 1988. Report No. GSI-89-1, 277, 1988.
9. Michel R., Bodemann R., Busemann H. et al. Cross sections for the production of residual nuclides by low- and medium-energy protons from the target elements C, N, O, Mg, Al, Si, Ca, Ti, V, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Sr, Y, Zr, Nb, Ba and Au // Nucl. Instr. Meth. Phys.Res. -1997. - V.B 129. -P.153-193.; Regnier S., Lavielle B., Simonoff M., Simonoff G.N. Nuclear Reactions in Rb,Sr,Y and Zr Targets. // Phys.Res. -1982. -V.C26. -P.931-953.
10. Gilabert E., Lavielle B., Neumann S. et al. Cross sections for the proton-induced production of krypton isotopes from Rb, Sr, Y, and Zr for energies up to 1600 MeV // Nucl. Instr. Meth. Phys.Res. -1998. -V.B 145. -P.293-319; Regnier S., Lavielle R., Simonoff M., Simonoff G. Nuclear Reactions in Rb,Sr,Y and Zr Targets. // Phys. Rev. -1982. -V.C26. -P.931-954.
11. Michel R., Nagel P. International Codes and Model Intercomparison for Intermediate Energy Activation Yields, OECD. 1997.
12. Rudstam G. Systematics of Spallation Yields // Z. Naturforschund. -1966. -V.21a. -P.1027-1041.
13. English G., Porile N.T., Steinberg E.P. Nuclear reactions of silver with 11.5 GeV protons // Phys. Rev. -1974. -V.C10. -P.2268-2277.
14. Rudy C.R., Porile N.T. Nuclear reactions of silver with 25.2 GeV ^{12}C // Phys.Lett. -1975. -V.59B. -P.240-243.
15. Porile N.T., Cole G.D., Rudy C.R. Nuclear reactions of silver with 25.2 GeV ^{12}C ions and 300 GeV protons // Phys. Rev. - 1979. -V.C19. -P.2288-2304.
16. Bujak A., J.E.Finn, L.J.Gutay et al. Mass yield distribution for the interaction of silver with 300 GeV protons // Phys. Rev. - 1985. -V.C32. -P.620-622.
17. Дамдинсурэн Ц., Илющенко В.И., Козма П. и др. Образование остаточных ядер при взаимодействии дейтронов с энергией 3,65 А·ГэВ с ядрами ^{93}Nb , ^{108}Ag , ^{159}Tb , ^{197}Au , и $^{207,208}\text{Pb}$ // ЯФ. -1990. -Т.52. -С. 330-337.
18. Kozma P., Damdinsuren C. Nuclear reactions and heavy target nuclei with high-energy projectiles // Czech. J. Phys. -1990. - V.40. -P.18-38.
19. Bronikowski M., Porile N.T. Target fragmentation of silver by 14.6 GeV/nucleon ^{16}O ions // Phys. Rev. -1991. -V.C44. - P.1661-1664.
20. Hagebo E., Ravn H. Cross-sections for the formation of Sb and Sc isotopes by irradiation of Y, La, Ta and Au with 18.2 GeV protons // J. Inorg. Nucl. Chem. -1969. -V.31. -P.897-907.
21. Caretto A.A., Wiig E.O. Spallation of Yttrium by 240-MeV protons // Phys. Rev. -1956. -V.103. -P.236-239.
22. Tobin M.J., Karol P.I. Unexpected recoil systematic of intermediate energy spallation products // Phys. Rev. -1988. -V.C38. - P.267-271.
23. Бутцев В.С., Кривоустов М.И., Раткевич С.С., Федорец И.Д. Образование остаточных ядер в реакции $^{12}\text{C} + ^{89}\text{Y}$ // Тез. докл. 41-го Совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1991. - С.497; Бутцев В.С., Бутцева Г.Л., Кривоустов М.И., Раткевич С.С., Федорец И.Д. Образование радионуклидов во взаимодействии ядер ^{12}C с энергией 3,65 А·ГэВ с ядрами серебра // Тез. докл. 41-го Совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1991. - С.498.
24. Федорец И.Д., Раткевич С.С. Расщепление ядер Y и Ag ионами ^{12}C с энергией 3,65 А·ГэВ // Известия РАН. Сер.физ. - 1994. -Т.58, №11. -С.132-135.
25. Koskelo M.J., Aarino P.A., Routti J.T. SAMPO 80: An accurate gamma spectrum analysis method for minicomputers // Nucl. Instr. Methods. -1981. -V.190. -P.89-99.

26. Злокозов В.Б. АСТИV-программа автоматической обработки γ -спектров. Препринт ОИЯИ, P10-82-105, Дубна, 1982, 18с.
27. Reus U., Westmeier W. At. Data Nucl. Data Tables. -1983. -V.29.-P.1.
28. Jaffey A.M. Solide Angle Subtended by a Circular Aperture at Point and Spread Sources: Formulas and Some Tables // Rev. Sci. Instr. -1954. -V.25. -P.349-356.
29. Дамдинсурен Ц., Дьяченко В.М., Дука-Зайоми А. и др. Измерение полного сечения реакции при энергии 3,65 ГэВ/нуклон // Сообщения ОИЯИ, P1-87-932, Дубна, 1987, 4с.
30. Skakun E.A., Batiĭ V.G. About a systematic error in activation measurements // Intern. J. Appl. Radiat. Isot. -1984. -V.53. -P.689-690; Скакун Е.А., Батий В.Г., Владимиров Ю.В., Ракивненко Ю.Н., Ранюк Ю.Н., Растрепин О.А. Электро- и фоторасщепление ядер ^{93}Nb в диапазоне энергии 0,1 – 1,2 ГэВ // Изв. АН СССР. Сер.физ. -1985. -Т.49. -С.2252-2260.
31. Gloris M., Michel R. Sudbrock F. et al. Proton-induced production of residual radionuclides in lead at intermediate energies // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. -2001. -V.A463. -P.593-633.
32. Adam J., Balabekyan A., Pronskikh V.S. et al. Determination of the cross section for nuclear reactions in complex nuclear decay chains // Appl. Radiat. Isot. -2002. -V.56.-P.607-613.
33. Cumming J.B., Hausteин P.E., Stoenner et al. Spallation of Cu by 3,9-GeV ^{14}N ions and 3,9-GeV protons // Phys. Rev. -1974. -V.C10. -P.739-751.
34. Cho S.Y., Porile N.T., Morrissey J.J. Target residues from the interaction of cooper with 15 MeV/nucleon ^{12}C ions // Phys. Rev. -1989. -V.C39. -P.2227-2236.
35. Kozma P., Kliman J. Spallation of cooper by 9 GeV/c protons and neutrons // Czech. J. Phys. -1988. -V.B38. -P.1217-1327.
36. Tominaka T., Ban S., Ikeda H. et al. Spallation of niobium by 12 GeV protons // Nucl. Phys. -1984. -V.A414. -P.385-393.
37. Abul-Magd A.Y., Friedman W.A., Hüfner J. Calculation of mass yields for proton-nucleus spallation reactions // Phys. Rev. -1986. -V.C34. -P.113-119.
38. Sümmerer K., Blank B. Modified Empirical Parametrization on Fragmentation Cross Sections // archive: nucl-ex/9911006.
39. Sümmerer K., Bürcble W., Morrissey D.J. et al. Target fragmentation of Au and Th by 2.6 GeV protons // Phys. Rev. -1990. -V.C42. -P.2546-2561.
40. Karol P.J. Nucleus-nucleus reaction cross sections at high energies: Soft-spheres model // Phys. Rev. -1975. -V.C11. -P.1203-1209.
41. Heckmann H.H. et al. Fragmentation of ^4He , ^{12}C , ^{14}N , and ^{16}O nuclei in nuclear emulsion at 2.1 GeV/nucleon // Phys. Rev. -1978. -V.C17. -P.1735-1747.
42. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.
43. Yariv Y., Frankel Z. Intranuclear cascade calculation of high-energy heavy-ion interactions // Phys. Rev. -1979. -V.C20. -P.2227-2243; Morrissey D.J., Oliveira L.F., Rasmussen J.O. et al. Microscopic and Macroscopic Model Calculations of Relativistic Heavy-Ion Fragmentation Reactions // Phys. Rev.Lett. -1979. -V.43. -P.1139-1142.
44. Toneev V.D., Gudima K.K. Particle emission in light and heavy ion reactions // Nucl. Phys. -1983. -V.A400.-P.173-189.
45. Bowman J.D., Swiatecki W.J., Tsang G.-F. Preprint LBL-2908. Berkeley, 1973; Hüfner J. et al. Abrasion-ablation in reactions between relativistic heavy ions // Phys. Rev. -1975. V.C12. -P.1888-1892; Gosset J. et al. Central collisions of relativistic heavy ions // Phys. Rev. -1977. -V.C16. -P.629-657.
46. Авдейчиков В.В. Характеристики остаточных ядер в модели файрстрик // Ядерная физика. -1988. -Т.48, вып.1(7). -С.77-86.
47. Botvina A.S., Iljnov A.S., Mishustin I.N. Multifragment break-up of nuclei by intermediate-energy protons // Nucl. Phys. -1990. -V.A507. -P.649-674.
48. Avdeev S.P., Karnaukhov V.A., Petrov L.A. et al. Multifragmentation of gold nuclei by light relativistic ions – thermal break-up versus dynamic disintegration // Ядерная физика. -2001. -Т.64. -С.1628-1642.
49. Kozma P., Hännssen K. Nuclear reactions of medium and heavy target nuclei with high-energy particles // Czech. J. Phys. -1990. -V.40. -P.613-621.
50. Karol P.J., Kolsky K.L. // Unified multifragmentation – evaporation nuclear reaction models // Phys. Rev. -1991. -V.C43. -P.908-910.
51. Mekjian A.J. Distribution of cluster sizes from evaporation to total multifragmentation // Phys. Rev. -1990. -V.C41. -P.2103-2117.
52. Blann M., Vonach H.K. Precompound analyses of spectra and yields following nuclear capture of stopped π // Phys. Rev. -1983. -V.C28. -P.1648-1662; Blann M., Reffo G., Fabri F. Calculation of γ -ray cascades in code ALICE // Nucl. Instr. Methods. -1988. -V.A265. -P.490-494.
53. Mercier M.T., Hill J.C., Wohn F.K. et al. Electromagnetic dissociation of ^{59}Co , ^{89}Y and ^{197}Au targets by relativistic heavy ions to $Z=26$ // Phys. Rev. -1986. -V.C33. -P.1655-1667.
54. Loveland W., Helström M., Sihver L., Aleklett K. Target fragment mass distribution for the reaction of 13.3 GeV/nucleon ^{28}Si with ^{197}Au // Phys. Rev. -1990. -V.C42. -P.1753-1756.
55. Hill J.C., Wohn F. K., Winger J.A. et al. Two-neutron emission from electromagnetic dissociation of ^{59}Co and ^{197}Au target by relativistic heavy ions // Phys. Rev. -1989. -V.C39. -P.524-529.
56. Ишханов Б. С., Капитонов И.М., Лазутин Е.В. и др. Фотонейтронные реакции на ^{89}Y // Известия РАН. Сер.физ. -1970. -Т.34. -С.2232-2241.
57. Olsen D.L., Berman B.L., Creiner D.E. et al. Electromagnetic dissociation of relativistic ^{18}O nuclei // Phys. Rev. -1981. -V.C24. -P.1529-1539; Берестецкий В.Б., Лившиц Е.М., Питаевский Л.П. Квантовая электродинамика. М.: Наука. -1989.
58. Goldberg A. On the virtual photon spectrum for electromagnetic dissociation of relativistic nuclei in peripheral collisions // Nucl. Rev. -1984. -V.A420. -P.636-644.

59. Barshay S., Dover C.B., Vary J.P. Nucleus-nucleus cross sections and the validity of the factorization hypotheses // Phys. Rev. -1975. -V.C11. -P.360-369.

FORMATION OF RESIDUAL NUCLEI WITH MEDIUM MASS NUMBER IN THE REACTION OF RELATIVISTIC ^{12}C IONS WITH YTTRIUM AND SILVER

I.D. Fedorets, S.S. Ratkevich

V.N.Karazin Kharkiv National University, 61077, Svobody sq. 4, Kharkiv, Ukraine

Target residues from the reaction of 43.8 GeV ^{12}C ions with yttrium and silver nuclei have been studied with activation techniques. By combining cross sections from this experiment with data from literature, the empirical parametrization of the mass and charge yields of fragmentation products for arbitrary target-projectile combinations have been derived. The results of this study and the empirical description are compared with Monte Carlo cascade-evaporation calculations and with the abrasion-ablation and unified multifragmentation-evaporation nuclear reactions models. The electromagnetic dissociation of ^{89}Y target nucleus was inferred from measurements of cross section for the one-neutron removal reaction. The experimental cross section in excess of the estimated nuclear contribution is generally well described by use of the Weizsacker-Williams method for calculating the electromagnetic dissociation contribution.

KEY WORDS: target fragmentation, mass and charge yields, relativistic heavy ions, factorization, electromagnetic dissociation.