

ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ СО СЛАБОСВЯЗАННЫМИ ЯДРАМИ 4 π -СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫМ СПЕКТРОМЕТРОМ

С. С. Стукалов^{a, б, 1}, Ю. Г. Соболев^{a, 2}, Ю. Э. Пенионжкевич^{a, в}

^a Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

^в Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва

Представлены 4 π -методы измерения полных сечений реакций σ_R , основанные на регистрации мгновенных γ -квантов и нейтронов сцинтилляционными спектрометрами с телесным углом, близким к $\Omega = 4\pi$. Описана экспериментальная установка на основе спектрометра 12-детекторного CsI(Tl) ($\Omega = 0,96 \times 4\pi$), используемая в экспериментах по измерению $\sigma_R(E)$ реакций с радиоактивными изотопами He, Li, Be. Проведен анализ рассмотренных методов и результатов измерений $\sigma_R(E)$ для реакций ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$, ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{181}\text{Ta}$. Показаны преимущества метода, учитывающего величину множественности γ -квантов.

The 4 π methods of total reaction cross sections σ_R measuring are presented. These methods are based on the detection of prompt γ quanta and neutrons by scintillation spectrometers with a Ω solid angle which is close to 4π value. The experimental setup based on a 12-detector CsI(Tl) spectrometer ($\Omega = 0.96 \times 4\pi$) used in experiments of $\sigma_R(E)$ measuring in the reactions with radioactive He, Li, and Be isotopes is described. The analysis of 4 π methods and results of $\sigma_R(E)$ measuring for ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$, ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{181}\text{Ta}$ reactions is carried out. The advantages of the method, which takes into account the value of the multiplicity of γ quanta, are shown.

PACS: 13.85.Lg; 29.30.–h; 29.40.Mc

ВВЕДЕНИЕ

Полное сечение ядерной реакции σ_R является измеряемой физической величиной, которая может быть получена прямым и модельно-независимым способом, например, подсчетом частиц, падающих на мишень и прошедших мишень без взаимодействия. Измерение σ_R представляет одну из важнейших задач экспериментальной ядерной физики, поскольку значения σ_R служат количественным критерием сравнения теоретических моделей, используемых для получения ядерно-спектроскопических характеристик [1].

¹E-mail: Stukalov.sergey13@yandex.ru

²E-mail: Sobolev@jinr.ru

Из зависимостей $\sigma_R(E)$ можно получить информацию о влиянии структуры взаимодействующих ядер (распределение плотности ядерной материи, среднеквадратичные радиусы, кластерные состояния ядер и др.) на механизмы ядерных реакций [2, 3]. С этой точки зрения особый интерес представляют реакции со слабо связанными нейтроноизбыточными ядрами, в которых валентные нейтроны могут усилить процессы взаимодействия этих ядер, в том числе и в подбарьерной области энергий.

Пучки радиоактивных ядер, получаемые на современных фрагмент-сепараторах, имеют недостаточную интенсивность для эффективного применения методов, разработанных для пучков стабильных ядер.

По этой причине в экспериментах по исследованию свойств ядер, расположенных на границе нуклонной стабильности, все большее значение приобретают методы, работающие и при экстремально низких интенсивностях пучка ($\sim 10 \text{ с}^{-1}$) [4]. Прежде всего это методы измерения «интегральных» характеристик ядер, таких как полные сечения реакций σ_R , энергетические зависимости $\sigma_R(E)$, параметры β -распада и др.

Данная работа посвящена анализу методов измерения полных сечений реакций σ_R , основанных на регистрации мгновенных γ -квантов и нейтронов сцинтилляционными спектрометрами с телесным углом, близким к $\Omega = 4\pi$.

1. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ

Согласно определению полного сечения реакции σ_R , количество I_0 -частиц пучка, влетающих в мишень, и количество I -частиц пучка, прошедших мишень без взаимодействия, связаны экспоненциальным выражением:

$$I = I_0 \exp(-N\sigma_R), \quad (1)$$

где N — число ядер мишени. В случае тонких мишеней выполняется условие $N\sigma_R \ll 1$, и выражение (1) может быть приведено к линейному виду:

$$N\sigma_R = \frac{(I_0 - I)}{I_0} = \frac{\Delta R}{I_0} = 1 - \frac{I}{I_0}, \quad (2)$$

где $\Delta R = (I_0 - I)$ — количество событий ядерных реакций в мишени.

Выражение (2) иллюстрирует разнообразие методов измерения σ_R :

- 1) одновременное измерение (интегральное или пособытийное) величин I , I_0 ;
- 2) измерение отношения величин I/I_0 ;
- 3) одновременное измерение (интегральное или пособытийное) I_0 количества частиц, влетевших в мишень, и ΔR -ядерных реакций, произошедших в мишени.

Методы измерения σ_R разделяются на интегральные и пособытийные. В интегральных методах сечения получают из отношения I/I_0 [5] в зависимости от длины пробега в мишени либо из отношения $\Delta R/I_0$ [6]. В работе [6] величины ΔR и I_0 измерялись с помощью техники одновременного сбора зарядов с цилиндров Фарадея, расположенных вокруг мишени и за мишенью.

В пособытийных методах, впервые осуществленных в [7, 8], сечение получали из величины отношения I/I_0 с применением техники совпадений–антисовпадений импульсов от детекторов в каждом попадании частицы пучка в мишень.

В настоящее время в исследованиях активно применяются несколько пособийных методов измерения σ_R , которые можно разделить на две основные группы: методы, основанные на регистрации частиц, прошедших мишень без взаимодействия, и 4π -методы, основанные на измерении продуктов реакции (мгновенных γ -квантов и нейтронов).

1.1. Методы измерения σ_R , основанные на регистрации частиц, прошедших мишень без взаимодействия. Первые методы измерения σ_R , опубликованные под разными названиями («метод трансмиссии» [7] и «метод аттенюации» [5]), основывались на общем принципе получения σ_R путем одновременного измерения величин I_0 и I либо отношения I/I_0 . В дальнейшем методы, основанные на регистрации частиц, влетевших в мишень, и частиц, прошедших мишень без взаимодействия, получили общее название «метода трансмиссии».

Методы использовали общее предположение о том, что подавляющее большинство частиц, не участвовавших в реакциях, вылетают из мишени вдоль оси пучка в узкий телесный угол Ω . Поэтому в пособийных методах трансмиссии величина I измерялась с помощью детекторов, расположенных за мишенью и регистрирующих непрореагировавшие частицы в телесном угле, превышающим Ω .

Величина I_0 измерялась с помощью тонких детекторов, расположенных перед мишенью и регистрирующих частицы пучка, падающие на мишень.

В качестве основных недостатков пособийных методов трансмиссии нужно отметить следующее:

- ограничение по интенсивности ($\leq 10^4 \text{ с}^{-1}$) пучков из-за эффекта наложения импульсов (pile-up);
- ограничение по выбору материала и толщины мишени-детектора (в основном измерения σ_R проведены на мишенях dE Si-детекторов);
- ограничение по минимальной энергии частиц пучка (из-за толщины dE Si-детектора);
- необходимость высокого качества пучка для разделения частиц пучка и продуктов реакций;
- методы применимы к пучкам легких заряженных частиц ($Z \leq 10$) и трудно осуществимы для измерения сечений реакций с тяжелыми ядрами вследствие трудности отделения низкоэнергетических уровней возбуждения от основного состояния;
- методы не позволяют регистрировать упругое рассеяние частиц пучка под задними углами.

Вышеперечисленные ограничения методов трансмиссии привели к развитию альтернативного подхода измерения σ_R , основанного на идентификации и подсчете количества событий реакций ΔR посредством детектирования мгновенных γ -квантов (нейтронов) сцинтилляционными спектрометрами с телесным углом, близким к полному $\Omega = 4\pi$ [9].

1.2. 4π -методы измерения полных сечений реакций. Методы основаны на пособийной регистрации I_0 количества частиц пучка, падающих на мишень, и соответствующего количества ΔR реакций с ядрами мишени [9, 10]. Значение ΔR определяется количеством событий, в которых спектрометр зарегистрировал одну или более частиц (γ -кванты или нейтроны). Частица считается зарегистрированной спектрометром, если сигналы от детектора, расположенного перед мишенью, и детектора спектрометра совпали в коротком временном интервале.

Каждая ядерная реакция сопровождается излучением M_γ γ -квантов (и/или нейтронов), которые могут быть зарегистрированы k детекторами спектрометра, где M_γ — множественность каскада γ -квантов. Поэтому для каждого события реакции могут быть получены экспериментальные данные о E_γ — энергетических потерях частиц в детекторах и k — числа сработавших детекторов (кратности). В зависимости от используемых экспериментальных данных методы измерения σ_R с помощью 4π -спектрометров разделяются на три основные группы.

Методы сумм-спектрометра используют информацию о E_γ — энергетических потерях γ -квантов в детекторах спектрометра, в то время как другие методы используют информацию о распределении k .

1.2.1. 4π -методы сумм-спектрометра. 4π -методы сумм-спектрометра для измерения σ_R основываются на анализе энергетического спектра γ -излучения, сопровождающего реакции. Количество реакций ΔR определяется из числа событий регистрации γ -квантов в пике полного поглощения суммарного энергетического спектра. Спектр получается суммированием энергетических потерь в детекторах спектрометра для каждого события. Применение метода сумм-спектрометра усложняется необходимостью предварительного знания зависимости $\varepsilon_\Sigma(E_\gamma, M_\gamma)$ эффективности регистрации спектрометра от E_γ — энергии γ -квантов и M_γ — множественности. Технические трудности прямого измерения зависимости $\varepsilon_\Sigma(E_\gamma, M_\gamma)$ приводили к использованию ряда упрощений. Например, в [11] полагалось, что $\varepsilon_\Sigma(E_\gamma, M_\gamma) \approx \varepsilon_\Sigma(\langle M_\gamma \rangle)$, т.е. эффективность регистрации зависит от величины средней множественности $\langle M_\gamma \rangle$ и не зависит от энергии E_γ . Для получения $\varepsilon_\Sigma(\langle M_\gamma \rangle)$ измерялись эффективности регистрации в реакциях с известными значениями величины средней множественности $\langle M_\gamma \rangle$.

Методы сумм-спектрометра, несмотря на сложности, связанные с получением $\varepsilon_\Sigma(E_\gamma, M_\gamma)$, отличались высокой чувствительностью измерения вблизи порогов реакций. Таким образом, были измерены сечения реакций слияния предельно низких величин ($\sigma \sim 2,5$ мкб) [11]. Сумм-спектрометры эффективно применяются в экспериментах по измерению σ_R реакций (p, γ) и (α, γ) с пучками p -, α -частиц низких энергий, где доминирующий вклад в σ_R составляют каналы слияния, сопровождаемые γ -излучением.

Неопределенность измерения σ_R составляет 10–20%, что является существенным недостатком метода сумм-спектрометра. Авторы работы [11] полагают, что высокая неопределенность измерения σ_R связана, главным образом, с неопределенностью эффективности регистрации суммарного пика полного поглощения, которая сильно зависит от средней множественности γ -излучения. Область применения метода сумм-спектрометра также ограничена областью низких энергий, где доминирующий вклад в σ_R реакций вносят каналы реакций слияния (X, γ) .

1.2.2. 4π -методы, использующие постоянное значение эффективности регистрации спектрометра. Следующая группа методов измерения сечений σ_R основывается на предположении о постоянном значении эффективности регистрации спектрометра $\varepsilon = \text{const}$, которая не зависит от энергии и множественности γ -квантов. Условие $\varepsilon = \text{const}$ достигается увеличением объемов сцинтилляционных детекторов и телесного угла спектрометра до значения, близкого к $\Omega = 4\pi$. В основном применяются спектрометры, состоящие из NaI(Tl) сцинтилляционных детекторов больших

объемов, обладающих высокой эффективностью регистрации γ -квантов в широком энергетическом диапазоне.

Вероятность P регистрации спектрометром хотя бы одного γ -кванта из каскада множественностью M_γ определяется выражением

$$P = 1 - (1 - \varepsilon)^{M_\gamma}, \quad (3)$$

где ε — вероятность регистрации спектрометром одного γ -кванта.

В ряде работ, например, [10, 11], предполагалось, что каждое событие ядерной реакции сопровождается излучением каскада γ -квантов с множественностью $M_\gamma > 1$. Согласно этому предположению и выражению (3), вероятность регистрации события реакции с помощью спектрометров с высоким значением $\varepsilon \sim 1$ близка к единице.

Данный метод был успешно применен для исследования реакции как на толстых мишенях (измерения средних значений $\langle \sigma_R \rangle$ [9] в диапазоне от десятков МэВ/нуклон до порога реакций), так и на тонких (измерения зависимости $\sigma_R(E)$ [12, 13]).

В работе [9] для измерения $\langle \sigma_R \rangle$ в реакциях нейтроноизбыточных изотопов от С до Mg с толстой Si-мишенью использовался спектрометр NaI(Tl) с постоянной эффективностью $\varepsilon = 0,95$.

В работе [10] при исследовании реакций изотопов от ${}^4\text{He}$ до ${}^{21}\text{Ne}$ на мишени ${}^{\text{nat}}\text{Cu}$ использовался 4π -спектрометр NaI(Tl) ($\Omega \approx 0,93 \times 4\pi$) с постоянной эффективностью $\varepsilon = 0,99$. Величина $\varepsilon = \varepsilon(M_\gamma = 3) = 0,99$ была получена в предположении, что каждая реакция сопровождается каскадом $M_\gamma \geq 3$. В свою очередь, значение $\varepsilon(M_\gamma = 3)$ получено экстраполяцией эффективностей $\varepsilon(M_\gamma = 1)$ и $\varepsilon(M_\gamma = 2)$, измеренных с источниками ${}^{137}\text{Cs}$ и ${}^{60}\text{Co}$ соответственно.

В экспериментах [12, 13] при измерении энергетических зависимостей $\sigma_R(E)$ реакций ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ и ${}^{6,8}\text{He}$, ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ использовался 4π -спектрометр CsI(Tl) с постоянным значением эффективности $\varepsilon = 0,62$. Величина $\varepsilon = 0,62$ дала наилучшее согласие с результатами сечений $\sigma_R(E)$ реакции ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$, измеренными нами ранее методом трансмиссии [14]. Как показано в [15], $\varepsilon = 0,62$ соответствовала значению между $\varepsilon(M_\gamma = 1)$ и $\varepsilon(M_\gamma = 2)$, полученными нами как расчетами методом Монте-Карло (GEANT-3), так и измерением эффективностей $\varepsilon(M_\gamma = 1, 2, 3)$ методом γ - γ -совпадений, которые составили значения 0,58, 0,75, 0,9 соответственно.

Методы измерения σ_R 4π -спектрометрами, использующие постоянное значение $\varepsilon = \text{const}$ эффективности регистрации, имеют ряд преимуществ в сравнении с методами трансмиссии:

- измерения σ_R реакций возможны с любыми твердотельными мишенями;
- ограничение по интенсивности пучков определяется возможностью систем диагностики вторичного пучка фрагмент-сепараторов;
- отсутствуют ограничения по энергии частиц пучка;
- методы применимы для измерения сечений реакций с тяжелыми ядрами.

В качестве недостатков методов, использующих приближение $\varepsilon = \text{const}$, следует отметить наличие систематических ошибок, обусловленных существованием зависимости эффективности регистрации спектрометра от множественности $\varepsilon(M_\gamma)$.

Наибольшие величины систематических ошибок методов проявляются в реакциях со слабосвязанными нейтроноизбыточными ядрами, которые характеризуются большим выходом каналов с $M_\gamma \leq 2$. Например, сечение каналов реакций упругого и неупругого развала составляют порядка сотни миллибарн [16].

Таким образом, в реакциях со слабо связанными нейтроноизбыточными ядрами использование методов на основе $\varepsilon = \text{const}$ приводит к занижению величины σ_R .

Для устранения систематических погрешностей описанных методов измерения σ_R необходимо учитывать зависимость $\varepsilon(M_\gamma)$, что было сделано в третьей группе 4 π -методов.

1.2.3. 4 π -методы, учитывающие зависимость параметров спектрометра от множественности γ -квантов. Третья группа методов измерения сечений $\sigma_R(E)$ основана на использовании предварительно измеренных зависимостей $\varepsilon(M_\gamma)$ эффективности регистрации и распределений $w_M(k)$ срабатывания k детекторов в зависимости от M_γ . В работах [15, 17] было показано, что детекторы на основе неорганических сцинтилляторов больших объемов имеют слабую зависимость эффективности регистрации $\varepsilon(E_\gamma, M_\gamma)$, распределения по кратности $w_{E_\gamma, M_\gamma}(k)$ от энергии γ -квантов. На основании выводов приведенных выше работ полагаем: $\varepsilon(E_\gamma, M_\gamma) = \varepsilon(M_\gamma)$ и $w_{E, M}(k) = w_M(k)$. Эффективность регистрации спектрометра $\varepsilon(M_\gamma)$ может быть представлена суммой распределений $w_M(k)$:

$$\varepsilon(M_\gamma) = \sum_k w_M(k). \quad (4)$$

Описанная в [18] процедура измерений величин $\varepsilon(M_\gamma)$ и $w_M(k)$ проводилась методом γ - β - γ -совпадений. В работах [17, 18] также приведены результаты расчетов зависимостей $\varepsilon(M_\gamma)$ и $w_M(k)$ методом Монте-Карло (GEANT4). Измеренные зависимости $w_M(k)$ и $\varepsilon(M_\gamma)$ для γ -каскадов с $E_\gamma = 1,173$ МэВ применялись в экспериментах по измерению $\sigma_R(E)$ реакций ${}^6,8\text{He}$, ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ [18, 19]. В результате измерений сечений реакций ${}^6,8\text{He}$, ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ были получены новые данные $\sigma_R(E)$ в области энергий пучка $E = 5\text{--}35$ МэВ/нуклон.

В настоящей работе проведен анализ методов измерения сечений $\sigma_R(E)$ с помощью 12-детекторного спектрометра CsI(Tl) с телесным углом $\Omega = 0,96 \times 4\pi$. Первый метод использует приближение $\varepsilon = \text{const}$, второй учитывает зависимость параметров спектрометра ($\varepsilon(M_\gamma)$, $w_M(k)$) от множественности M_γ γ -излучения. Сравнение двух методов проведено на экспериментальных данных эксперимента по измерению $\sigma_R(E)$ реакции ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$.

2. УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ

Экспериментальная установка для измерения $\sigma_R(E)$ (рис. 1) состоит из 12-детекторного спектрометра CsI(Tl) для регистрации γ -квантов и нейтронов, образующихся в ядерных реакциях, и системы тонких детекторов (2–5, рис. 1), предназначенных для идентификации частиц пучка перед мишенью (7, рис. 1). С помощью спектрометра измерялось количество событий реакций в мишени $\Delta R = (I_0 - I)$, где I_0 — количество частиц, падающих на мишень, измерялось системой тонких детекторов. Пучок частиц получался из продуктов ядерных реакций, формировался ахроматическим фрагмент-сепаратором ACCULINNA [20] ускорителя У-400М ЛЯР ОИЯИ и выводился на мишень, расположенную внутри спектрометра.

Экспериментальная установка для измерения $\sigma_R(E)$ размещалась в низкофоновой кабине, где количество фоновых импульсов каждого из сцинтилляционных детекторов

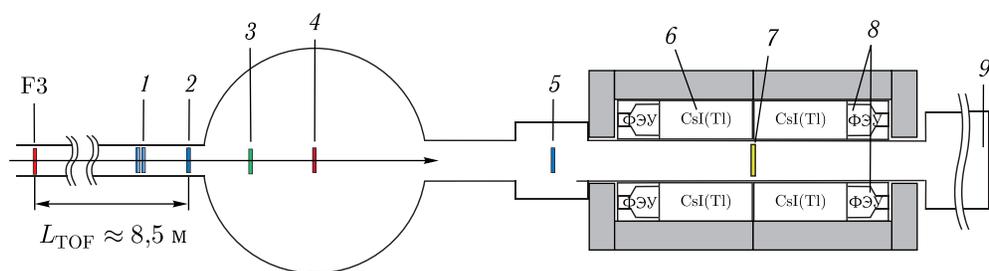


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: F3 — TOF пластиковый детектор «Stop»; 1 — пластины полиэтиленовых поглотителей; 2 — активный коллиматор АК1; 3 — ΔE_0 Si-детектор; 4 — ΔE позиционно-чувствительный Si-детектор 16X : 16Y; 5 — активный коллиматор АК2; 6 — сцинтилляционные детекторы CsI(Tl); 7 — мишень; 8 — фотоэлектронный умножитель; 9 — выходное окно

CsI(Tl) (6, рис. 1) объемом $\sim 1000 \text{ см}^3$ не превышало значение 200 с^{-1} при пороге регистрации = 170 кэВ.

С помощью тонких детекторов идентифицировались частицы вторичного пучка фрагмент-сепаратора и выбирались их траектории.

Идентификация частиц вторичного пучка, падающих на мишень, проводилась методом ΔE –TOF. Тонкий Si-детектор ΔE_0 (3, рис. 1) использовался для идентификации частиц по ионизационным потерям в методе ΔE –TOF и для организации старта системы набора информации. Для измерения времени пролета TOF (Time-of-Flight) использовался прямолинейный участок ионопровода длиной $L_{\text{TOF}} = 8,5 \text{ м}$, где в качестве стартового и стопового детекторов применялись тонкие пластиковые сцинтилляторы с быстрыми фотоумножителями.

Позиционно-чувствительный ΔE -детектор (4, рис. 1) периодически ставился в пучок для проверки параметров пучка (профиля, интенсивности). Изменение энергии частиц вторичного пучка осуществлялось варьированием магнитной жесткости дипольных магнитов фрагмент-сепаратора, тонкая настройка энергии пучка проводилась с помощью полиэтиленовых поглотителей.

Система детекторов активной коллимации (2, 5, рис. 1) использовалась для отбора частиц по траекториям, которые проходили через центральную область мишени и не пересекались с элементами ионопровода в чувствительной области спектрометра. Траектории частиц удовлетворяли условиям отбора при совпадениях импульсов активных коллиматоров (АК) в коротком временном интервале (100 нс), при этом диаметр сечения пучка на мишени составлял $\varnothing \approx 3 \text{ см}$. Отличительной особенностью АК от Si-детекторов является отсутствие массивных конструктивных элементов (контактов с электродами детекторов и пр.), пересекающих траектории частиц и вносящих минимальные расхождения траекторий. Изображение детекторов АК представлено на рис. 2.

Система детекторов активной коллимации позволила существенно улучшить отбор частиц, падающих на мишень. На рис. 3 изображены двумерные ΔE –TOF матрицы идентификации частиц, падающих на мишень, полученные без условия (рис. а) и с условием отбора частиц (рис. б) по траекториям соответственно.

Рис. 2. Активный коллиматор на основе пластикового сцинтилляционного материала: 1 — майлар; 2 — пластиковый сцинтиллятор BC 408; 3 — корпус крепления; 4 — светоотражающий материал (майлар с Al-покрытием)

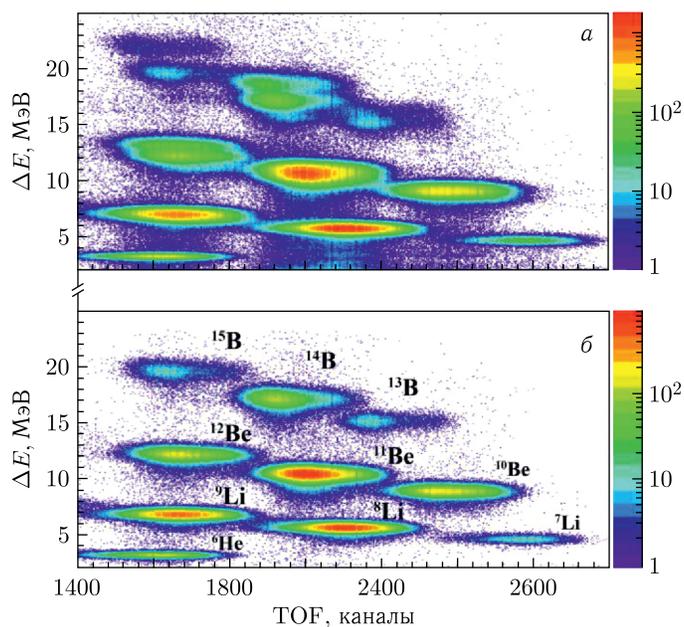
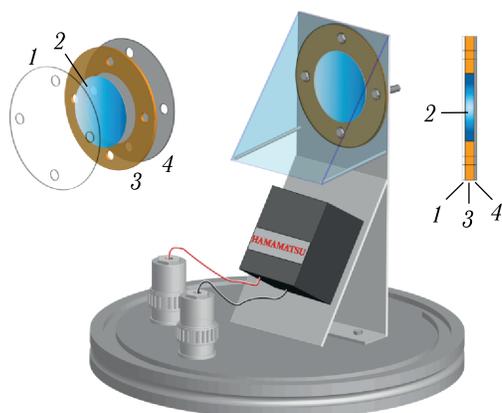


Рис. 3. ΔE -TOF идентификационные матрицы частиц вторичного пучка, набранные при помощи пластиковых сцинтилляционных детекторов (а), с использованием системы активных коллиматоров (б)

Сцинтилляционный спектрометр состоял из 12 сцинтилляционных детекторов CsI(Tl) (б, рис. 1), расположенных вокруг мишени. Каждый из 12 сцинтилляторов CsI(Tl) спектрометра представлял собой прямую призму высотой $H = 15$ см, в основании которой лежит правильный шестиугольник с радиусом описанной окружности $R = 5$ см. Аксиальная и радиальная симметрии конфигурации расположения детекторов спектрометра, а также большие объемы сцинтилляционных кристаллов позволяют уменьшить эффект «cross-talk» (перераспределение энергетических потерь вторичных

продуктов (γ , e^{\pm}) в соседних сцинтилляторах спектрометра) [17]. Минимальное расстояние от центра мишени до поверхности сцинтилляторов спектрометра составляло $\sim 4,4$ см, так что телесный угол, перекрываемый сцинтилляционными детекторами спектрометра, составлял $\Omega = 4\pi\eta_0$, где $\eta_0 = 0,96$. Сцинтилляционные детекторы CsI(Tl) спектрометра имели недостаточное временное разрешение для обеспечения n - γ -разделения по времени пролета на дистанции $\sim 4,4$ см, поэтому n - γ -идентификация не проводилась.

Значения сечений реакций σ_R определялись из экспериментально измеренных функций отклика спектрометра, включающих распределения $\varepsilon(M_\gamma)$ — эффективности регистрации и $w_M(k)$ — вероятностей срабатывания k детекторов в зависимости от множественности M_γ .

3. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СПЕКТРОМЕТРА

Измерения параметров спектрометра [18] проводились методом γ - β - γ -совпадений с помощью источника ^{60}Co , установленного в позицию мишени. Дополнительное использование β - γ -совпадений позволило уменьшить количество фоновых срабатываний от космического и прочих излучений.

Для организации β - γ -совпадений использовались триггерные детекторы γ -квантов и β -частиц, которые устанавливались в оси пучка по обе стороны от источника и не перекрывали телесный угол спектрометра (рис. 4). Триггерный детектор γ -квантов на основе CeBr_3 -сцинтиллятора устанавливался на расстоянии 90 мм от источника ^{60}Co и использовался для регистрации γ -квантов $E_\gamma = 1332$ кэВ в пике полного поглощения. При этом из источника ^{60}Co вылетали β -частица и второй γ -квант $E_\gamma = 1173$ кэВ. В процессе измерения эффективности регистрации спектрометра учитывался телесный угол, перекрываемый сцинтиллятором CeBr_3 , который составлял $\Omega_1 \approx 0,03 \times 4\pi$. Детектор β -частиц состоял из пластикового сцинтиллятора BC400 ($\varnothing = 1$ см, $H = 1$ мм), расположенного вплотную к источнику, и фотоумножителя ФЭУ-110.

Регистрация события вылета γ -квантов $E_\gamma = 1173$ кэВ в телесный угол $\Omega = (4\pi - \Omega_1) \approx 3,9\pi$ осуществлялась сигналом от схемы совпадения импульсов от β - и γ -триггерных детекторов. В анализе данных рассматривались события, в которых произошло полное поглощение γ -кванта $E_\gamma = 1332$ кэВ в CeBr_3 -детекторе.

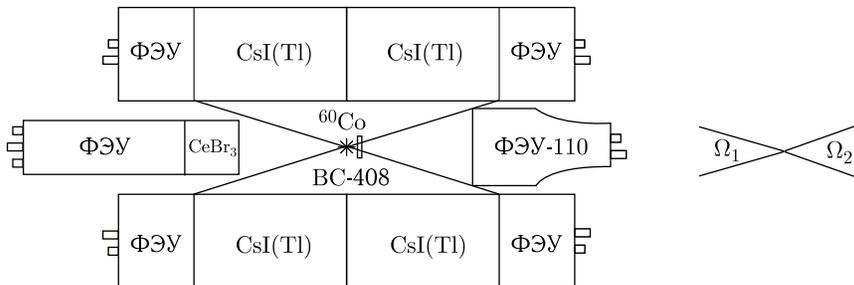


Рис. 4. Измерение функции отклика в зависимости от множественности и кратности

Это исключало перерассеяние γ -квантов из CeVg_3 -детектора в спектрометр. Полученные данные, далее события $M_\gamma = 1$, включали в себя: оцифрованные амплитуды импульсов каждого из детекторов спектрометра, β^- - и CeVg_3 -детекторов; временные корреляционные сигналы от CsI(Tl) - и β^- -детекторов относительно триггерного импульса.

Моделирование одновременного вылета двух γ -квантов $M_\gamma = 2$ производилось объединением записей экспериментальных данных от двух последующих событий $M_\gamma = 1$. При этом проводилось суммирование энергий, зарегистрированных в детекторах спектрометра. Моделирование записей экспериментальных данных с множественностью $M_\gamma = 3$ производилось объединением трех событий $M_\gamma = 1$ и т. д.

На основе полученных событий различной множественности производился анализ параметров спектрометра (зависимости $\varepsilon(M_\gamma)$, $w_M(k)$). С помощью метода Монте-Карло (GEANT4) также было смоделировано изотропное испускание каскадов γ -квантов. На рис. 5, а представлены экспериментальные и рассчитанные (GEANT4) эффективности $\varepsilon(M_\gamma)$ в зависимости от множественности M_γ для 6- и 12-модульных спектрометров. Звездочками и треугольниками представлены экспериментальные результаты измерений каскадов γ -квантов ($E_\gamma = 1173$ кэВ). Результаты расчетов GEANT4 представлены светлыми квадратами и кружками [17]. Порог регистрации в измерениях и расчетах составлял 170 кэВ. Из рис. 5, а виден быстрый рост эффективности $\varepsilon(M_\gamma)$ в диапазоне $M_\gamma = [1-3]$ для 6- и 12-модульного спектрометров. Для 12-детекторного спектрометра CsI(Tl) наблюдается резкое возрастание $\varepsilon(M_\gamma) \approx 70$, ≈ 91 и $\approx 97\%$ для $M_\gamma = 1, 2$ и 3 соответственно. Расчеты методом Монте-Карло показали, что подобная зависимость $\varepsilon(M_\gamma)$ наблюдается для широкого диапазона энергий E_γ [17]. Из полученной зависимости $\varepsilon(M_\gamma)$ видно, что вклад каналов реакции, сопровождаемых малой множественностью (развал, периферийные столкновения и т. д.),

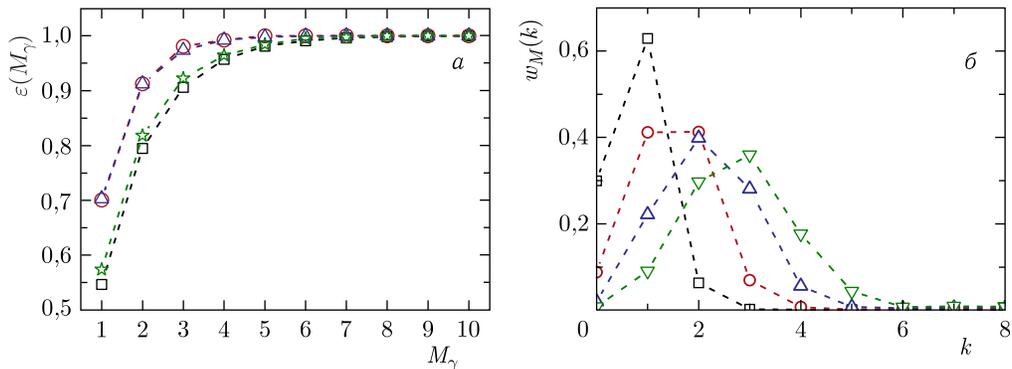


Рис. 5. а) Эффективности регистрации 6- и 12-модульными спектрометрами каскадов γ -квантов в зависимости от множественности M_γ . Экспериментальные значения эффективности регистрации $\varepsilon(M_\gamma)$ γ -каскадов, $E_\gamma = 1173$ кэВ, для 6- (звездочки) и 12- (треугольники) детекторных спектрометров. Результаты моделирования (GEANT-4) показаны светлыми точками для 6- (квадраты) и 12- (кружки) детекторных спектрометров. б) Экспериментальное распределение $w_M(k)$ кратности сработавших детекторов для различной множественности $M_\gamma = 1$ (квадраты), 2 (кружки), 3 (треугольники вверх), 4 (треугольники вниз)

в приближении $\varepsilon = \text{const}$ будет занижен. Этот эффект, в основном, проявляется в реакциях со слабо связанными ядрами, расположенными вблизи границы стабильности.

Каналы реакции, сопровождающиеся высокой множественностью, будут давать завышенный вклад в σ_R при $\varepsilon = \text{const}$, что характерно для реакций с тяжелыми мишенями. На рис. 5, б представлены $w_M(k)$ экспериментальные распределения вероятностей срабатывания k -детекторов 12-модульного спектрометра для каскадов γ -квантов с $M_\gamma = 1, 2, 3, 4$, полученных описанным методом γ - β - γ -совпадений. Из рис. 5, б видно увеличение ширины распределения $w_M(k)$ с возрастанием M_γ , так что события с фиксированной величиной k будут содержать события различной M_γ с соответствующими весами. Например, согласно рис. 5, б, одинаковое количество каскадов $M_\gamma = 1, 2, 3, 4$ будет зарегистрировано с кратностью $k = 1$ в 45, 29, 16, 6 % случаев соответственно.

Дооснащение спектрометра [4] 6 дополнительными детекторами CsI(Tl) увеличило эффективность регистрации до $\varepsilon(M_\gamma = 1) = 0,71$, телесный угол спектрометра до $\Omega = 0,96 \times 4\pi$ и позволило использовать экспериментальные распределения вероятностей срабатывания $w_M(k)$ для получения сечений реакций.

4. АНАЛИЗ 4 π -МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ

Экспериментальные данные измерений $\sigma_R(E)$, полученные с помощью сцинтилляционного спектрометра (см. рис. 1), обработаны несколькими методами. В первом экспериментальные данные анализировались в предположении постоянного значения эффективности регистрации спектрометра $\varepsilon = \text{const}$. Величина эффективности ε определялась из условия равенства сечений $\sigma_R(E)$, ранее измеренных нами с помощью

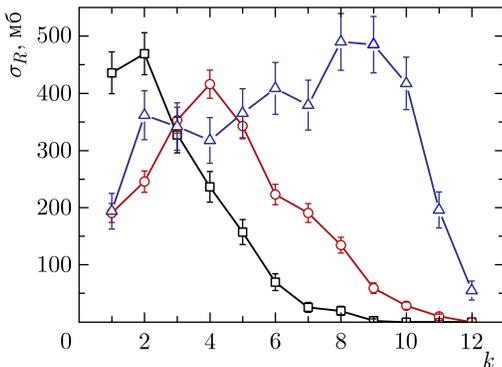


Рис. 6. Распределение σ_R реакций ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ (квадраты), ${}^6\text{He} + {}^{59}\text{Co}$ (кружки), ${}^6\text{He} + {}^{181}\text{Ta}$ (треугольники) в зависимости от k — числа сработавших детекторов спектрометра

Второй метод получения $\sigma_R(E)$ основан на измеренных распределениях $w_M(k)$ вероятностей срабатывания k детекторов спектрометра от множественности M_γ . Извлеченное из экспериментальных данных распределение $\sigma_R(k)$ может быть использовано для выделения групп каналов реакций в последующем анализе. На рис. 6

трансмиссионного телескопа [14] и многомодульного спектрометра в реакциях ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ при одинаковых значениях энергии пучка [21]. Определенное таким образом значение $\varepsilon = 0,62$ использовалось в измерениях $\sigma_R(E)$ реакций ${}^6, {}^8\text{He}$, ${}^9, {}^{11}\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ в широком диапазоне энергии пучка [4, 19]. Величины $\sigma_R(E)$ находились в пределах ошибок с полученными нами ранее результатами измерения сечений методом трансмиссии [14], а также результатами, опубликованными другими научными группами.

Подробное описание анализа экспериментальных данных в приближении $\varepsilon = \text{const}$ представлено в работе [12].

представлены распределения зависимостей полных сечений $\sigma_R(k)$ реакций ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$, ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{181}\text{Ta}$, измеренных при близких значениях энергий пучка $E_{\text{лаб}} = 23,6, 25,2$ и $24,5$ МэВ/нуклон соответственно.

Из рис. 6 видно, что в реакции ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ основной вклад в σ_R вносят $\sigma_R(k)$ при $k = 1, 2$, т. е. преобладают каналы реакций, сопровождающиеся излучением малой множественности ($M = 1, 2, 3$), и согласно узкому распределению $w_M(k)$ на рис. 5, б составляет более 70% для $k = 1, 2$. Таким образом, на основании распределений $w_M(k)$ и $\sigma_R(k)$ для реакций с легкими мишенями можно оценить вклад в σ_R каналов реакций $\sigma_R(M_\gamma)$ с $M \leq 3$.

В реакциях с тяжелыми ядрами ${}^6\text{He} + {}^{181}\text{Ta}$ наблюдалось широкое распределение $\sigma_R(k)$ с максимумом в области $k = 7-10$.

В реакции ${}^6\text{He} + {}^{59}\text{Co}$ распределение $\sigma_R(k)$ занимает промежуточное значение ширины и среднее положение максимума $\sigma_R(k)$ ($k \approx 4$).

Таким образом, второй подход позволяет измерить не только зависимости $\sigma_R(E)$, но провести анализ распределений сечений реакций в зависимости от числа k , провести оценку вклада в σ_R сечений различных механизмов реакций, а также для реакций с легкими ядрами, например, ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$, получить распределения полных сечений $\sigma_R(M_\gamma)$ в зависимости от множественности γ -излучений.

Для сравнения описанных выше методов с методом трансмиссии и проверки статистической устойчивости метода использованные экспериментальные данные измерений $\sigma_R(E)$ ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$, полученные 12-детекторным спектрометром, были проанализированы двумя подходами.

На рис. 7 приведены результаты измерения $\sigma_R(E)$ реакции ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$, измеренные методом трансмиссии [14] (треугольники) и рассмотренными в настоящей работе 4π -методами. Из рисунка видно, что 4π -методы измерения $\sigma_R(E)$ дают близкие значения, которые, в пределах погрешностей, находятся в согласии с результатами, полученными методом трансмиссии.

На основании представленного выше анализа 4π -методов можно сделать выводы, что для реакций с более тяжелыми ядрами мишени или пучка метод, основанный на $\varepsilon = \text{const}$, будет некорректно учитывать каналы реакций, сопровождаемые γ -излучением высокой множественности M_γ (будет завышать значение σ_R). Метод измерения $\sigma_R(E)$ с использованием распределений $w_M(k)$ и $\varepsilon(M_\gamma)$ для реакций с тяжелыми ядрами мишени или пучка будет давать более корректные результаты. Оба рассмотренных 4π -метода требуют введения корректировочных поправок, учитывающих анизотропию эмиссии нейтронов.

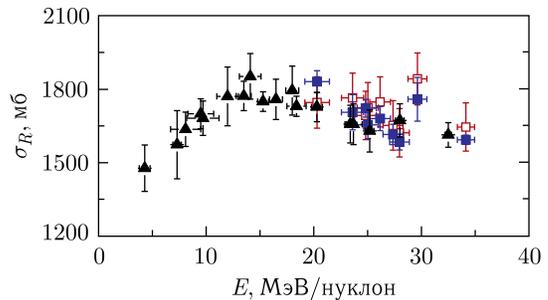


Рис. 7. Полные сечения реакций ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$. Темные квадраты — $\sigma_R(E)$ с использованием $\varepsilon = \text{const}$ [16]; светлые квадраты — $\sigma_R(E)$ с использованием $w_M(k)$ и $\varepsilon(M_\gamma)$ [6]; темные треугольники — экспериментальные данные $\sigma_R(E)$ ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$, полученные с помощью трансмиссионного метода [14]

На основании представленного выше анализа 4π -методов можно сделать выводы:

- Систематические ошибки метода, использующего приближение $\varepsilon = \text{const}$, приводят к завышению величин σ_R реакций с тяжелыми ядрами, которые характеризуются большим выходом каналов с высоким значением M_γ .
- Систематические ошибки метода, использующего приближение $\varepsilon = \text{const}$, приводят к занижению величин σ_R реакций со слабосвязанными нейтроноизбыточными ядрами, которые характеризуются большим выходом каналов с $M_\gamma \leq 2$.
- Метод измерения $\sigma_R(E)$, учитывающего распределения $w_M(k)$ и $\varepsilon(M_\gamma)$, избавлен от систематических ошибок, присущих методу, использующему приближение $\varepsilon = \text{const}$. Измеренные с помощью данного метода зависимости $\sigma_R(E)$ реакций нейтроноизбыточных ядер ${}^6, {}^8\text{He}$, ${}^8, {}^9, {}^{11}\text{Li}$ на мишенях ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{181}\text{Ta}$ [4, 18, 19] находятся в согласии с опубликованными сечениями, полученными в перекрывающихся значениях энергий.
- Оба рассмотренных 4π -метода используют поправочные коэффициенты η , учитывающие как неполное значение телесного угла спектрометра ($\Omega < 4\pi$), так и анизотропию эмиссии нейтронов [22, 23]. Введение поправок связано с конструктивными особенностями используемого γ -спектрометра, в котором передний телесный угол $\Omega_1 \approx 0,03 \times 4\pi$ не перекрывался детекторами. Последующее оснащение экспериментальной установки широкоапертурным $\Delta E-E$ телескопом снимет необходимость применения поправочных коэффициентов. $\Delta E-E$ телескоп для регистрации снарядоподобных продуктов реакций будет расположен за мишенью вне чувствительной области спектрометра. Телескоп предназначен для регистрации, в том числе, каналов реакций развала, не сопровождающихся эмиссией γ -квантов. Сечения данных каналов реакций могут вносить существенный вклад в σ_R [23].

ВЫВОДЫ

Приведен краткий обзор экспериментальных 4π -методов измерения σ_R , основанных на использовании сцинтилляционных спектрометров с телесным углом, близким к $\Omega = 4\pi$.

Увеличение числа детекторов спектрометра с 6 до 12 увеличило телесный угол до $\Omega = 0,96 \times 4\pi$ и позволило применить новый 4π -метод измерения $\sigma_R(E)$, основанный на распределениях $w_M(k)$ и $\varepsilon(M_\gamma)$.

Представлено описание измерений распределений $w_M(k)$ и $\varepsilon(M_\gamma)$ спектрометра методом γ - β - γ -совпадений.

Проведен анализ двух 4π -методов измерения σ_R с помощью 12-модульного спектрометра на основе экспериментальных данных, полученных в реакции ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$.

Первый метод получения $\sigma_R(E)$ основан на приближении постоянного значения эффективности регистрации $\varepsilon = \text{const}$. Второй метод учитывает зависимость параметров спектрометра от множественности M_γ и основан на использовании распределений $w_M(k)$ и $\varepsilon(M_\gamma)$.

Показано, что для реакции ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ величины σ_R , измеренные двумя методами, согласуются в пределах ошибок, однако в реакциях с более тяжелыми ядрами (при больших M_γ) первый метод будет давать завышенные значения σ_R .

Метод, учитывающий зависимость $w_M(k)$ и $\varepsilon(M_\gamma)$ от множественности M_γ , позволяет оценить распределения полных сечений от множественности. В работе впервые

представлены $\sigma_R(k)$ -распределения полных сечений реакций в зависимости от кратности k , полученных для реакций ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$, ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{181}\text{Ta}$, которые показали, что реакции с тяжелыми мишенями характеризуются высоким выходом каналов с большим значением M_γ .

Методом, учитывающим $w_M(k)$ и $\varepsilon(M_\gamma)$, была проведена серия экспериментов по измерению $\sigma_R(E)$ в реакциях с радиоактивными ядрами ${}^6, {}^8\text{He}$, ${}^8, {}^9, {}^{11}\text{Li}$ на мишенях ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{181}\text{Ta}$ с использованием фрагмент-сепаратора ACCULINNA.

Авторы выражают благодарность научной группе установки ACCULINNA за сильную помощь в проведении экспериментов на пучках фрагмент-сепаратора. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 24-22-00117).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Penionzhkevich Yu. E., Kalpakchieva R. G.* Light Exotic Nuclei near the Boundary of Neutron Stability. Singapore: World Sci. Publ. Co. Pte. Ltd., 2022. 474 p.
2. *Ozawa A., Suzuki T., Tanihata I.* Nuclear Size and Related Topics // Nucl. Phys. A. 2001. V. 693. P. 32–62.
3. *Moriguchi T., Amano M., Ozawa A., Horiuchi W., Abe Y., Fujii T., Kagesawaa R., Kamioka D., Kitagawa A., Mukai M., Nagae D., Sakaue M., Sato S., Suzuki S., Yamaguchi T., Yokota K.* Energy Dependence of Total Reaction Cross Sections for ${}^{17}\text{Ne}$ on a Proton Target // Nucl. Phys. A. 2020. V. 994. P. 121663.
4. *Penionzhkevich Yu. E., Sobolev Yu. G., Samarin V. V., Naumenko M. A., Lashmanov N. A., Maslov V. A., Siváček I., Stukalov S. S.* Energy Dependence of the Total Cross Section for the ${}^{11}\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ Reaction // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. P. 014609.
5. *Millburn G. P., Birnbaum W., Crandall W. E., Schecter L.* Nuclear Radii from Inelastic Cross-Section Measurements // Phys. Rev. 1954. V. 95, No. 5. P. 1268–1278.
6. *Beapark K., Graham W. R., Jones G.* A Method for the Measurement of Total Reaction Cross-Sections for Charged Particles // Nucl. Instr. Meth. 1965. V. 35. P. 235–241.
7. *Cassels J. M., Lawson J. D.* Absorption Cross Sections for 134 MeV Protons // Proc. Phys. Soc. Sec. A. 1954. V. 67. P. 125–133.
8. *Gooding T. J.* Proton Total Reaction Cross Sections at 34 MeV // Nucl. Phys. 1959. V. 12. P. 241–248.
9. *Mittig W., Chouel J. M., Long Zhan Wen, Bianchi L., Cunsolo A., Fernandez B., Foti A., Gastebois J., Gillibert A., Gregoire C., Schutz Y., Stephan C.* Measurement of Total Reaction Cross Section of Exotic Neutron-Rich Nuclei // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59, No. 17. P. 1889–1891.
10. *Saint-Laurent M. G., Anne R., Bazin D., Guillemaud-Mueller D., Jahnke U., Ming Jin Gen, Mueller A. C., Bruandet J. F., Glasser F., Kox S., Liatard E., Chan Tsan Ung, Costa G. J., Heitz C., El-Masri Y., Hanappe F., Bimbot R., Arnold E., Neugart R.* Total Cross Sections of Reactions Induced by Neutron-Rich Light Nuclei // Z. Phys. A. 1989. V. 332. P. 457–465.
11. *Spyrou A., Becker H.-W., Lagoyannis A., Harissopulos S., Rolfs C.* Cross-Section Measurements of Capture Reactions Relevant to the p Process Using a 4π γ -Summing Method // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 015802.
12. *Sobolev Yu. G., Penionzhkevich Yu. E., Borchka K., Ivanov M. P., Kugler A., Kulko A. A., Kroga V., Maslov V. A., Mrazek Ya., Negret A., Rvenko R. V., Savrov Ya. Yu., Skobelev N. K., Trzaska V. G.* Studying the Excitation Function of the Full Cross Section of a Reaction Using a Modified Transmission Technique: Initial Results // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2012. V. 76, No. 8. P. 952–957.

13. *Penionzhkevich Y. E., Sobolev Y. G., Samarin V. V., Naumenko M. A.* Peculiarities in Total Cross Sections of Reactions with Weakly Bound Nuclei ${}^6\text{He}$, ${}^9\text{Li}$ // *Phys. At. Nucl.* 2017. V. 80, No. 5. P. 928–941.
14. *Sobolev Yu. G., Budzanowski A., Bialkowski E., Zholdybaev T. K., Zemlyanaya E. V., Kalpakchieva R., Kugler A., Kuznetsov I. V., Kulko A. A., Kuterbekov K. A., Kukhtina I. N., Kushniruk V. F., Lobastov S. P., Lukyanov V. K., Lukyanov K. V.* Energy Dependence of Total Reaction Cross Section of the ${}^4,6\text{He}$, ${}^7\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ Interaction at 5–50 A MeV // *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* 2005. V. 69, No. 11. P. 1605–1609.
15. *Sobolev Yu. G., Ivanov M. P., Penionzhkevich Yu. E.* A Setup for Measuring Total Cross Sections of Nuclear Reactions // *Instrum. Exp. Techn.* 2012. V. 55, No. 6. P. 13–19.
16. *Warner R. E., McKinnon M. H., Needleman J. S., Shaner N. C., Becchetti F. D., Roberts D. A., Galonsky A., Ronningen R. M., Steiner M., Brown J. A., Kolata J. J., Nadasen A., Subotic K.* Total Reaction and Neutron-Removal Cross Sections of 30–60 A MeV Be Isotopes on Si and Pb // *Phys. Rev. C.* 2001. V. 64. P. 044611.
17. *Siváček I., Penionzhkevich Yu. E., Sobolev Yu. G., Stukalov S. S.* MULTI-2, a 4π Spectrometer for Total Reaction Cross Section Measurements // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2020. V. 976. P. 164255.
18. *Sobolev Yu. G., Penionzhkevich Yu. E., Samarin V. V., Naumenko M. A., Stukalov S. S., Siváček I., Krupko S. A., Kugler A., Louko J.* Total Reaction Cross Sections for ${}^{6,8}\text{He}$ and ${}^9\text{Li}$ Nuclei on ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{59}\text{Co}$, and ${}^{181}\text{Ta}$ Targets // *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* 2020. V. 84, No. 8. P. 948–956.
19. *Sobolev Yu. G., Penionzhkevich Yu. E., Maslov V. A., Naumenko M. A., Samarin V. V., Siváček I., Stukalov S. S.* The Measurements of the Total Reaction Cross Sections for ${}^{6,8}\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ and ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ Collisions // *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* 2019. V. 83, No. 4. P. 402–410.
20. *Rodin A. M., Stepantsov S. V., Bogdanov D. D., Golovkov M. S., Fomichev A. S., Sidorchuk S. I., Slepnev R. S., Wolski R., Ter-Akopian G. M., Oganessian Yu. Ts., Yukhimchuk A. A., Perevozchikov V. V., Vinogradov Yu. I., Grishechkin S. K., Demin A. M., Zlatoustovskiy S. V., Kuryakin A. V., Filchagin S. V., Ilkaev R. I.* Status of ACCULINNA Beam Line // *Nucl. Instr. Meth. B.* 2003. V. 204, No. 2–3. P. 114–118.
21. *Sobolev Yu. G., Penionzhkevich Yu. E., Borcea C., Demekhina N. A., Eshanov A. G., Ivanov M. P., Kabdrakhimova G. D., Kabyshev A. M., Kugler A., Kuterbekov K. A., Lukyanov K. V., Maj A., Maslov V. A., Negret A., Skobelev N. K., Testov D., Trzaska W. H., Voskobojnik E. I., Zemlyanaya E. V.* Total Reaction Cross Section Excitation Function Studies for ${}^6\text{He}$ Interaction with ${}^{181}\text{Ta}$, ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^9\text{Be}$ Nuclei // *Proc. of the VII Intern. Symp. on Exotic Nuclei (EXON2014), Kaliningrad, Russia, Sept. 8–13, 2014.* World Sci., 2015. P. 147–152.
22. *Anne R., Arnell S., Bimbot R., Emling H., Guillemaud-Mueller D., Hansen P., Johannsen L., Jonson B., Lewitowicz M., Mattsson S., Mueller A., Neugart R., Nyman G., Pougheon F., Richter A., Riisager K., Saint-Laurent M., Schrieder G., Sorlin O., Wilhelmsen K.* Observation of Forward Neutrons from the Break-Up of the ${}^{11}\text{Li}$ Neutron Halo // *Phys. Lett. B.* 1990. V. 250. P. 19–23.
23. *Datta Pramanik U., Aumann T., Boretzky K., Carlson B. V., Cortina D., Elze Th. W., Emling H., Geissel H., Grünschloß A., Hellström M., Ilievski S., Kratz J. V., Kulessa R., Leifels Y., Leistenschneider A., Lubkiewicz E., Münzenberg G., Reiter P., Simon H., Sümmerer K., Wajda E., Walus W.* Coulomb Breakup of the Neutron-Rich Isotopes ${}^{15}\text{C}$ and ${}^{17}\text{C}$ // *Phys. Lett. B.* 2003. V. 551. P. 63–70.