

## ВЛИЯНИЕ ВНУТРИЯДЕРНЫХ КАСКАДОВ НА СОСТАВ И ЭНЕРГИЮ ФРАГМЕНТОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ $Si(p, x)$ и $Fe(p, x)$

© 2021 г. Н. В. Новиков<sup>1)\*</sup>, Н. Г. Чеченин<sup>1)</sup>,  
Т. В. Чувильская<sup>1)</sup>, В. Я. Чуманов<sup>1)</sup>, А. А. Широкова<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 10.10.2020 г.; после доработки 10.10.2020 г.; принята к публикации 10.10.2020 г.

Квантово-механические модели и метод Монте-Карло используются для исследования состава и энергии продуктов ядерных реакций, происходящих при столкновениях быстрых протонов с ядрами кремния и железа. Показано, что при энергии протонов более 500 МэВ внутриядерные каскады на стадии формирования составного ядра в предравновесном состоянии приводят к увеличению количества вторичных ионов и уменьшению их средней энергии. Расчеты были выполнены с использованием программных пакетов TALYS, EMPIRE, GEANT4 и FLUKA.

DOI: 10.31857/S004400272104022X

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Состав и энергетический спектр продуктов ядерной реакции несут информацию не только о механизме протекания ядерной реакции, но и о динамике образования и распада составного возбужденного ядра. За более чем вековую историю развития ядерной физики было предложено несколько моделей ядерных реакций, выдержавших испытание временем [1]. Механизмы ядерных реакций можно разделить на прямые процессы (ПП) и реакции с образованием и последующим распадом возбужденного составного ядра (СЯ). ПП протекают за время пролета частицы через ядро ( $\sim 10^{-24} - 10^{-22}$  с). СЯ формируются за время ( $t \sim 10^{-22} - 10^{-21}$  с) и снимают свое возбуждение путем эмиссии вторичных частиц в течение сравнительно длительного времени (вплоть до  $t \sim 10^{-16}$  с, см. рис. 1).

При энергиях налетающих частиц порядка сотен МэВ появляется дополнительный механизм формирования составного ядра, который описывается моделью внутриядерных каскадов (ВК) [2]. Эти каскады начинаются при взаимодействии первичной частицы с одним из нуклонов ядра, которое приводит к активации в ядре вторичных частиц, способных взаимодействовать между собой и рассеиваться нуклонами. Внутриядерные столкновения в каскаде приводят к перераспределению импульса первичной частицы среди нуклонов ядра. Если отдельные фрагменты в каскадах получают

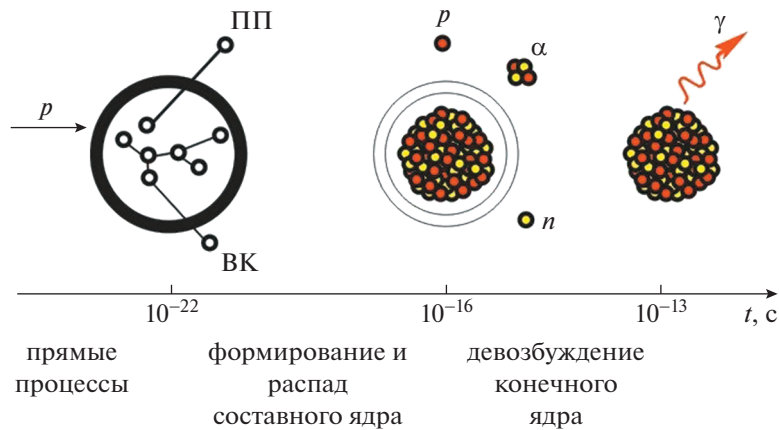
энергию, которая превышает их энергию связи, такие фрагменты могут испускаться. Каскад заканчивается образованием ядра в предравновесном состоянии, когда первичная частица и вторичные фрагменты покидают ядро или поглощаются.

Прогресс в описании ядерных реакций был достигнут с разработкой оптической модели (ОМ), описывающей взаимодействие падающей частицы с ядром на базе одночастичного комплексного потенциала, который позволяет разделить упругие и неупругие каналы реакции. ОМ применяется для описания механизма ПП, когда первичная частица взаимодействует с одним из фрагментов ядра и передает ему большую часть своего импульса. В этой модели вычисляется сечение реакций с выбиванием одной частицы из ядра (например, реакции  $(p, n)$ ,  $(p, d)$ ,  $(p, \alpha)$  и т.д.) [1]. Для аппроксимации вещественной и мнимой частей оптического потенциала (ОП) использовались различные модели ядра и несколько вариантов зависимости параметров потенциальной ямы от энергии налетающей частицы  $E$  и массы ядра  $A$  [1]. Определенным этапом в использовании ОМ стало введение глобального ОП [3], в которой для столкновений нейтронов и протонов с ядром были предложены универсальные зависимости параметров оптического потенциала от распределения плотности нуклонов в ядре, энергии налетающей частицы и массы ядра. В результате появилась возможность аппроксимации параметров ОП, когда экспериментальные данные для столкновения нуклона с произвольным ядром либо отсутствуют, либо их недостаточно.

Состав и распределение по импульсу отдельных фрагментов возбужденного ядра в ОП и модели ВК [4] различаются. Сравнение экспериментальных

<sup>1)</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, Москва, Россия.

\*E-mail: nvnovikov65@mail.ru



**Рис. 1.** Основные этапы ядерной реакции и их характерное время: образование составного ядра с учетом механизмов прямых процессов (ПП) и внутриядерных каскадов (ВК); распад составного ядра с эмиссией или испарением легких фрагментов и затем с образованием остаточного ядра и его релаксация с испусканием  $\gamma$ -квантов.

данных и результатов расчета по моделям, которые в разных приближениях учитывают внутриядерные каскады, позволяет выяснить влияние этого механизма реакции на состав и энергию вторичных частиц и область энергий, где механизм ВК надо учитывать.

В настоящей работе проводится сопоставление результатов расчетов дифференциальных сечений упругого и неупругого взаимодействия протона с энергией  $E_0 \leq 10$  ГэВ с ядрами кремния и железа с помощью нескольких программных комплексов, реализующих различные теоретические модели ядерных реакций. В предыдущих исследованиях [5, 6] по рассеянию быстрых протонов на ядрах в рамках ОП ядерные процессы рассчитывались с помощью программных кодов EMPIRE [7, 8] и TALYS [9], в которых ВК не рассматриваются. В настоящей работе аналогичные расчеты проведены с использованием также программных кодов GEANT4 [10], FLUKA [11], в которых ВК учитываются. Результаты расчетов сопоставлены с экспериментальными данными с использованием метода Монте-Карло. Такое сравнение позволяет исследовать влияние внутриядерных каскадов на состав и среднюю энергию продуктов реакций в результате неупругого столкновения быстрых протонов с ядрами кремния  $\text{Si}(p, x)$  и железа  $\text{Fe}(p, x)$ .

## 2. МЕТОДЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

### 2.1. Квантово-механические механизмы реакции и реализующие их программные комплексы

Основные квантово-механические механизмы ядерной реакции реализованы в ряде программных пакетов модульного вида, которые позволяют вычислить дифференциальное и полное сечение взаимодействия с ядрами на момент образования остаточного ядра. Для описания релаксации возбужденного ядра в программах EMPIRE

и TALYS используются модели многоступенчатой предравновесной эмиссии [8–10], а также экситонная [9] и гибридная [9, 12] модели. Пакет программ EMPIRE-2.18 [8] в диапазоне энергии первичных ионов  $E_0 < 1$  ГэВ позволяет вычислить состав, угловое, энергетическое распределение легких ( $n, p, \alpha$ ) и тяжелых продуктов реакции. Для столкновений протонов с ядрами кремния состав тяжелых продуктов реакции в этом пакете программ ограничен диапазоном  $11 \leq Z \leq 15$ . В более поздней версии EMPIRE-3.2 [9] были уточнены плотности уровней, параметры деформации и схемы распада возбужденных ядер [13], а также добавлены новые теоретические модели и методы расчета. Это позволило расширить состав легких ( $n, p, d, t, \alpha, {}^3\text{He}$ ) и тяжелых ( $Z \geq 3$ ) продуктов реакции, но диапазон энергии первичных ионов в EMPIRE-3.2 уменьшен до  $E_0 \leq 150$  МэВ. Дифференциальные сечения взаимодействия  $\sigma(Z, A, E_{ZA})$  на момент образования остаточного ядра в столкновениях первичных ионов с энергией  $E_0 \leq 1$  ГэВ могут быть вычислены также с помощью программного комплекса TALYS-1.9 [9]. Интегрирование дифференциального сечения  $\sigma(Z, A, E_{ZA})$  по энергии вторичного иона  $E_{ZA}$  дает полное сечение

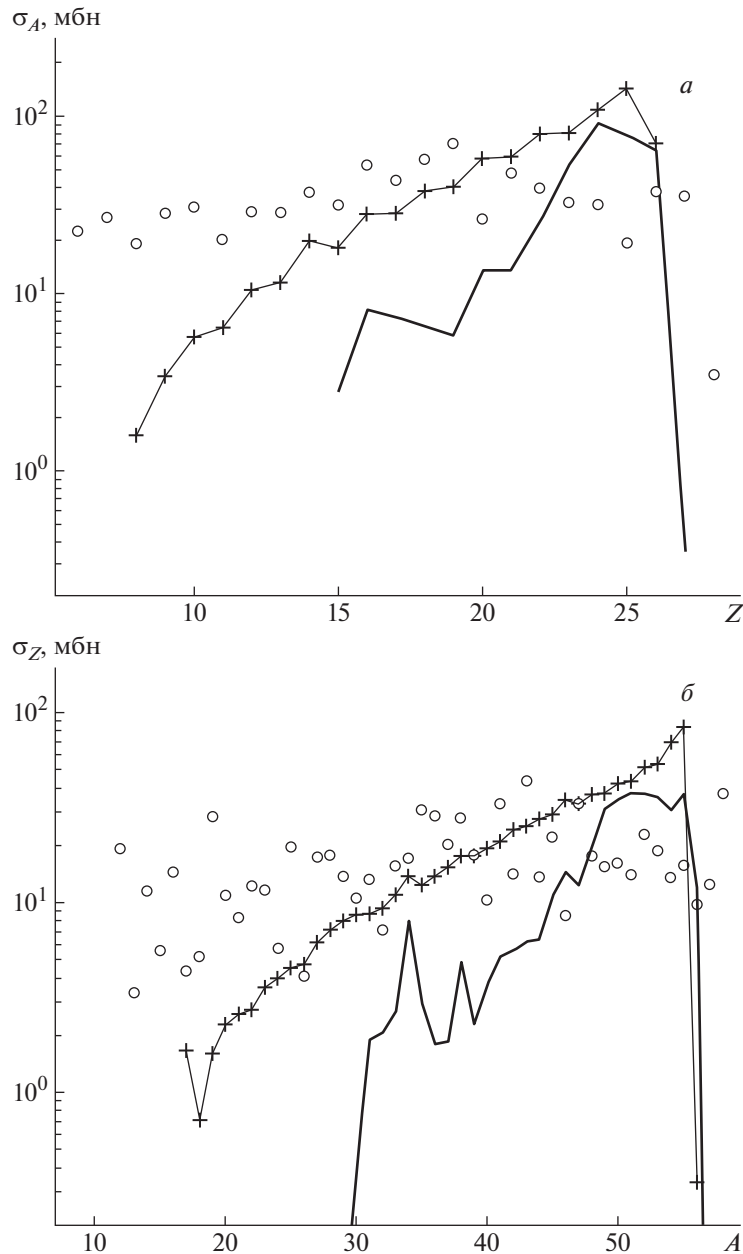
$$\sigma(Z, A) = \int dE_{ZA} \sigma(Z, A, E_{ZA}) \quad (1)$$

и среднюю энергию вторичных частиц

$$\langle E_{ZA} \rangle = \frac{1}{\sigma(Z, A)} \int dE_{ZA} E_{ZA} \sigma(Z, A, E_{ZA}). \quad (2)$$

Суммируя соотношение (1) по заряду ядра  $Z$  и массе  $A$ , получаем полное сечение образования одного тяжелого вторичного иона:

$$\sigma_{ZA} = \sum_{Z \geq 3} \sum_{A \geq 5} \sigma(Z, A) = \quad (3)$$



**Рис. 2.** Сечение образования остаточных ядер в столкновениях протонов с  $E_0 = 1$  ГэВ с ядром железа  $Fe(p, x)$ . Результаты расчетов: сплошная линия — TALYS; кружки — GEANT4. Экспериментальные данные [17] показаны крестами.

$$= \sum_{Z \geq 3} \sigma_A(Z) = \sum_{A \geq 5} \sigma_Z(A),$$

где  $\sigma_A(Z)$  и  $\sigma_Z(A)$  — сечения образования всех вторичных ионов с массой  $A$  и всех вторичных частиц с зарядом ядра  $Z$  соответственно. Для столкновения протонов с ядрами кремния и железа в области энергии  $E_0 < 1$  ГэВ сечение образования одного тяжелого вторичного иона (3) совпадает с сечением неупругого столкновения  $\sigma_{inel} \approx \sigma_{ZA}$ . Влияние на величину дифференциального сечения  $\sigma(Z, A, E_{ZA})$  механизмов деления ядра на несколь-

ко тяжелых фрагментов ( $\sigma_{inel} < \sigma_{ZA}$ ) и фрагментации ядра исключительно на легкие продукты с зарядом ядра  $Z < 3$  ( $\sigma_{inel} > \sigma_{ZA}$ ) в этой области энергии является слабым. Средний заряд ядра  $\langle Z \rangle$  и средняя масса  $\langle A \rangle$  вторичного тяжелого иона определяются выражениями:

$$\langle Z \rangle = \sum_{Z \geq 3} Z \sigma_A(Z) / \sigma_{inel}, \quad (4)$$

$$\langle A \rangle = \sum_{A \geq 5} A \sigma_Z(A) / \sigma_{inel}.$$

Соотношение (1) используется также для вычисления сечения образования легких ионов, например, протонов  $\sigma_p = \sigma(Z = 1, A = 1)$  и  $\alpha$ -частиц  $\sigma_\alpha = \sigma(Z = 2, A = 4)$ , их средней энергии  $\langle E_p \rangle$ ,  $\langle E_\alpha \rangle$  (2), а также среднего количества протонов  $N_p = \sigma_p / \sigma_{\text{inel}}$  и  $\alpha$ -частиц  $N_\alpha = \sigma_\alpha / \sigma_{\text{inel}}$  в одном неупругом столкновении первичной частицы с ядром.

## 2.2. Метод Монте-Карло

Наряду с методами расчета сечений на основе квантовой механики есть программы, которые используют теоретические и эмпирические оценки сечений взаимодействия для моделирования прохождения быстрых ионов через вещество. Метод Монте-Карло является вспомогательным для расчетов сечений, так как позволяет не только адекватно учесть особенности некоторых из моделей ядерных реакций, но и получить результаты расчетов близкие к эксперименту. Программы GEANT4 [10] и FLUKA [11] кроме традиционных моделей упругого взаимодействия с ядром и прямых ядерных реакций дополнительно учитывают внутриядерные каскады. В классической модели ВК [2] нуклоны в ядре считаются свободными. Модель [2] была уточнена методами квантовой молекулярной динамики, где ядро представляется в виде взаимодействующих нуклонов [14]. Эти два подхода к описанию каскадов были объединены в модели бинарного ВК [15].

Чтобы получить сечения, используемые при моделировании методом Монте-Карло, была использована оценка дифференциального сечения  $\sigma(Z, A, E_{ZA})$  взаимодействия, в результате которого образуется остаточный ион с зарядом  $Z$ , массой  $A$  и энергией  $E_{ZA} \pm \Delta E_{ZA}$ . Количество таких вторичных ионов  $n(Z, A, E_{ZA})$  после прохождения слоя мишени толщиной  $L$  определяется соотношением:

$$n(Z, A, E_{ZA}) = \rho \sigma(Z, A, E_{ZA}) L, \quad (5)$$

где  $\rho$  — плотность мишени в единицах ат/см<sup>3</sup>. Для интервала энергии  $\Delta E_{ZA} = 1$  МэВ дифференциальное сечение  $\sigma(Z, A, E_{ZA})$  выражается в единицах барн/МэВ и записывается в виде

$$\sigma(Z, A, E_{ZA}) = \frac{1}{\rho L(Z, A, E_{ZA})}, \quad (6)$$

где  $L(Z, A, E_{ZA})$  — толщина слоя, при котором в результате взаимодействия образуется один вторичный ион с зарядом ядра  $Z$ , массой  $A$  и энергией  $E_{ZA} \pm \Delta E_{ZA}$ .

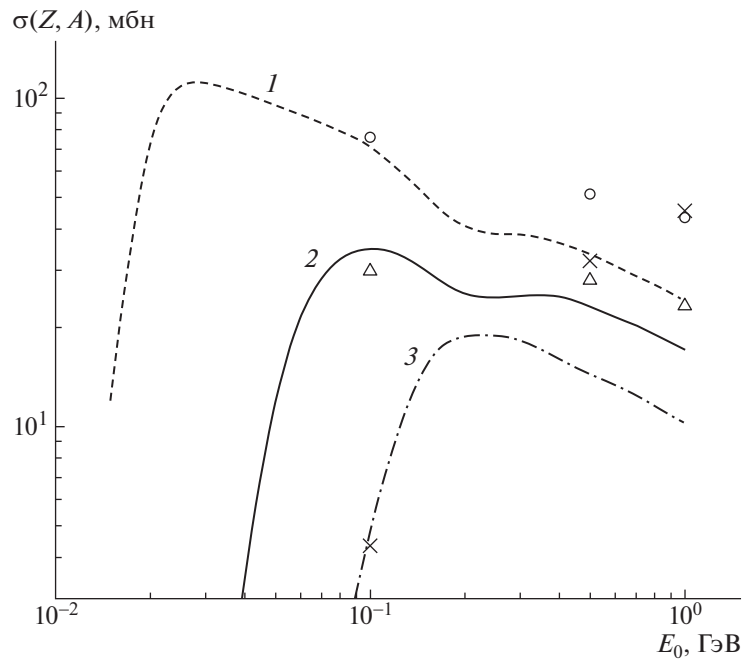
Расчеты методом Монте-Карло проводились с использованием программ GEANT4 [10] и FLUKA

[11] для мишени из кремния (<sup>28</sup>Si 92.23%, <sup>29</sup>Si 4.67%, <sup>30</sup>Si 3.10%) и железа (<sup>54</sup>Fe 5.85%, <sup>56</sup>Fe 91.75%, <sup>57</sup>Fe 2.12%, <sup>58</sup>Fe 0.28%) со статистикой 10<sup>7</sup> падающих на мишень протонов. Программа FLUKA вычисляет количество столкновений, в которых трек первичной частицы разделяется на несколько треков. Общее количество таких столкновений с рождением вторичных частиц связано с сечением неупругого взаимодействия  $\sigma_{\text{inel}}$ . Величина сечений образования вторичных ионов  $\sigma(Z, A)$  в этой программе определяется только для легких частиц с  $Z \leq 2$ , так как тяжелый вторичный ион в ней рассматривается как модельная частица с некоторыми средними значениями  $Z$  и  $A$ . Для описания ВК в программе FLUKA используется модель Бертини [2]. Возможности программы GEANT4 шире. Из анализа результатов моделирования по программе GEANT4 кроме неупругого сечения  $\sigma_{\text{inel}}$  и сечений  $\sigma(Z, A)$  для легких ионов  $Z \leq 2$  можно получить сечение  $\sigma(Z, A)$  для всех вторичных тяжелых ионов и сумму  $\sigma_{ZA}$  (3). В программе GEANT4 есть возможность получать сечения с различными комбинациями моделей неупругого взаимодействия и учета ВК. Например, это могут быть сечения, полученные на основе ВК в модели Бертини и струнной модели (FTFP\_BERT), ВК в модели Бертини и кварк-глюонной модели (QGSP\_BERT), а также модели бинарного ВК (QBBC)[10].

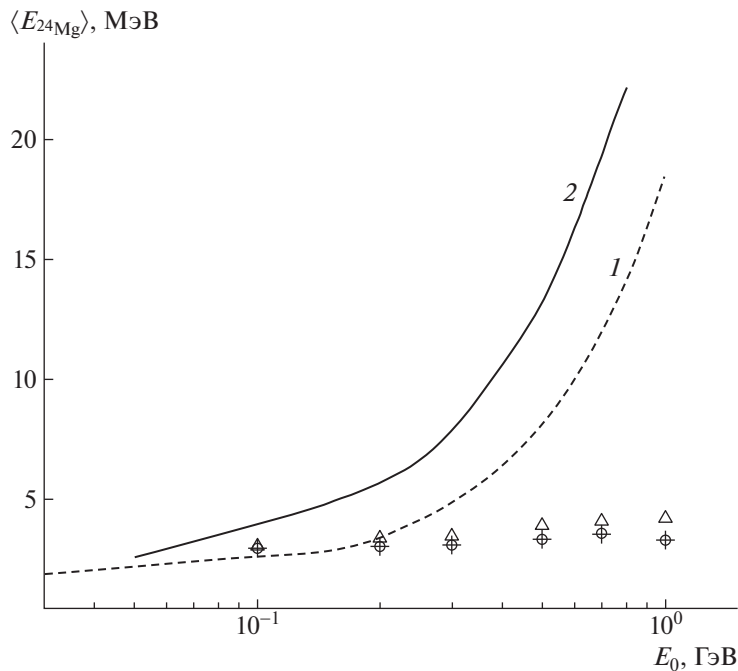
## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

При неупругом взаимодействии быстрого протона основным каналом релаксации возбужденного ядра в предравновесном состоянии является испускание одного тяжелого вторичного иона и нескольких легких частиц, среди которых кроме ионов с  $Z \leq 2$  и нейтронов могут присутствовать также  $\gamma$ -кванты, лептоны и мезоны. Расчеты полного сечения  $\sigma_{\text{inel}}$  неупругого взаимодействия протона с ядром, как мы уже подчеркивали выше, проводились по нескольким программам.

Результаты расчетов, приведенные в табл. 1 и 2, показывают, что в области энергии  $E_0 \leq 0.5$  ГэВ сечения  $\sigma_{\text{inel}}$ , вычисленные по программе TALYS и GEANT4, приблизительно совпадают  $\sigma_{\text{inel}}(\text{TALYS}) \approx \sigma_{\text{inel}}(\text{GEANT4})$ . Сечение  $\sigma_{\text{inel}}(\text{TALYS})$  для протонов с энергией  $E_0 > 0.5$  ГэВ уменьшается с увеличением  $E_0$  приблизительно как  $1/E_0$  (табл. 1 и табл. 2). Расчеты по GEANT4 и FLUKA для области энергии  $0.5 \text{ ГэВ} < E_0 < 5 \text{ ГэВ}$  дают другую зависимость  $\sigma_{\text{inel}} \approx \text{const}$ . Количественные  $\sigma_{\text{inel}}(\text{TALYS})/\sigma_{\text{inel}}(\text{GEANT4}) < 1$  и качественные отличия результатов расчетов по разным моделям для  $E_0 > 0.5$  ГэВ связаны с влиянием ВК, которые в программе TALYS



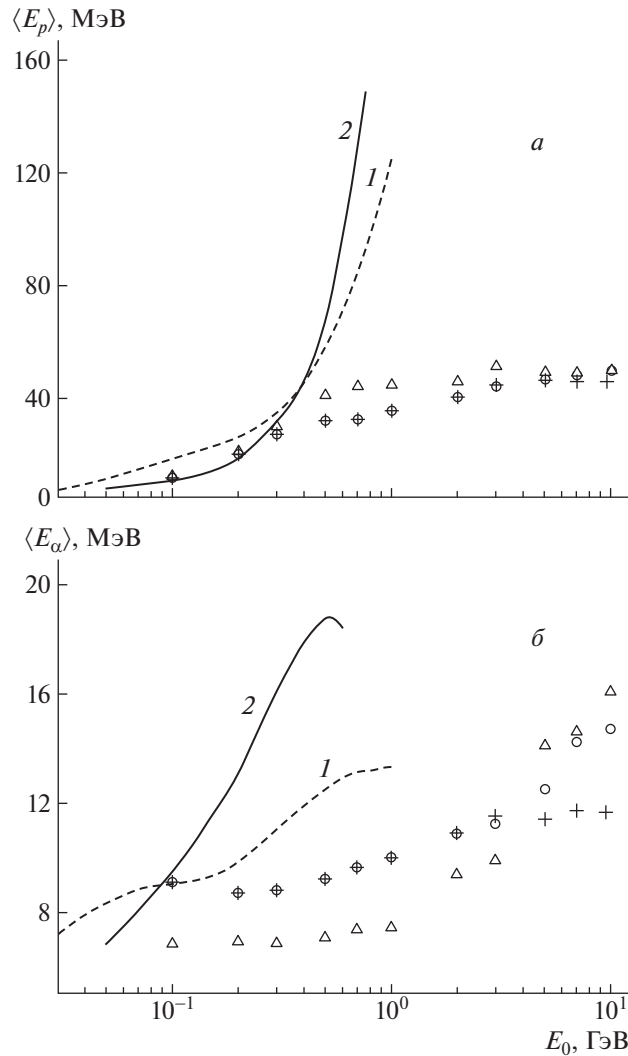
**Рис. 3.** Зависимость сечения образования остаточных ядер в реакции  $\text{Si}(p, x)$  от энергии протона  $E_0$ . Результаты расчетов по программе TALYS для ядер: 1 —  $^{24}\text{Mg}$ , 2 —  $^{23}\text{Na}$ , 3 —  $^{16}\text{O}$ . Результаты расчетов по программе GEANT4 с моделью QGSP\_BERT для ионов: кружки —  $^{24}\text{Mg}$ , треугольники —  $^{23}\text{Na}$ , косые кресты —  $^{16}\text{O}$ .



**Рис. 4.** Зависимость средней кинетической энергии вторичного ядра  $^{24}\text{Mg}$  от энергии  $E_0$  протона в реакции  $\text{Si}(p, x)$ , рассчитанные по программам: 1 — TALYS, 2 — EMPIRE-2.18. Символами показаны результаты расчетов по программе GEANT4 с различными моделями: треугольники — QBBC, кружки — FTFP\_BERT, кресты — QGSP\_BERT.

не учитываются. Зависимость  $\sigma_{\text{inel}} \approx \text{const}$  для расчетов с использованием GEANT4 и FLUKA согласуется с экспериментальными данными  $\sigma_{ZA}$

[4, 17] и демонстрирует необходимость учета ВК в области энергии  $E_0 > 0.5$  ГэВ. Уменьшение отношения  $\sigma_{\text{inel}}(\text{TALYS})/\sigma_{\text{inel}}(\text{GEANT4})$  означает



**Рис. 5.** Зависимость средней энергии вторичных частиц: *a* — протонов, *б* —  $\alpha$ -частиц от энергии  $E_0$  первичного протона в реакции  $\text{Si}(p, x)$ . Обозначения кривых те же, что и на рис. 4.

возрастание влияния ВК при увеличении  $E_0$  на величину  $\sigma_{\text{inel}}$ .

Распределения продуктов ядерной реакции по  $A$  и  $Z$  на рис. 2 демонстрируют, что учет ВК увеличивает диапазон вторичных тяжелых продуктов как по заряду (рис. 2*а*), так и по их массе (рис. 2*б*). Расчеты сечения ядерных реакций  $\text{Fe}(p, x)$  по программе GEANT4 предсказывают рождение остаточных тяжелых ядер с  $Z < 15$  и  $A < 25$ , которых нет в расчетах по программе TALYS. Тем самым, согласно GEANT4, средний заряд  $\langle Z \rangle$  и массы  $\langle A \rangle$  остаточных ядер уменьшаются по сравнению с аналогичными данными, рассчитанными по TALYS. Это соответствует качественно лучшему согласию результатов расчета сечений  $\sigma_A(Z)$  и  $\sigma_Z(A)$  по GEANT4 с экспериментальными данными [17]. Кроме того, учет ВК приводит к увеличению площади под кривыми на рис. 2, пропорциональной

сечению  $\sigma_{ZA}$ , и согласно с экспериментальными данными для  $\sigma_{\text{inel}} \approx \sigma_{ZA}$  (см. табл. 2).

Зависимость сечения  $\sigma(Z, A)$  от энергии  $E_0$  имеет порог ( $\sigma(Z, A) = 0$  для  $E_0(E_{ZA}^{\text{min}})$ ). При уменьшении заряда остаточного ядра  $Z$  значение  $E_{ZA}^{\text{min}}$  увеличивается (рис. 3). Вблизи порога  $E_0 \approx E_{ZA}^{\text{min}}$  сечение  $\sigma(Z, A)$  при  $E_0 = E_{ZA}^{\text{max}}$  достигает максимального значения  $\sigma_{\text{max}}(Z, A)$ , а потом уменьшается. Из-за отличий параметров  $E_{ZA}^{\text{min}}$ ,  $E_{ZA}^{\text{max}}$ ,  $\sigma_{\text{max}}(Z, A)$  состав продуктов реакции зависит от  $E_0$ . При взаимодействии протонов с энергией  $E_0 < 25$  МэВ в составе продуктов реакции  $\text{Si}(p, x)$  присутствуют только ядра с  $Z \geq 11$ , а при энергии  $E_0 > 130$  МэВ в составе продуктов реакции есть все ядра с зарядом в диапазоне  $3 \leq Z \leq 15$ . Результаты расчетов сечений  $\sigma(Z, A)$  для остаточных ядер  $^{24}\text{Mg}$  и  $^{23}\text{Na}$  (см. рис. 3) показывают, что в

**Таблица 1.** Результаты расчетов сечения неупругого взаимодействия  $\sigma_{\text{inel}}$  в мбн для реакции  $\text{Si}(p, x)$ ; погрешность теоретических сечений связана с использованием нескольких моделей расчета

Модель	Программа	$E_0 = 0.1$ ГэВ	$E_0 = 0.5$ ГэВ	$E_0 = 1$ ГэВ	$E_0 = 5$ ГэВ
ПП	EMPIRE 3.2	$466 \pm 3$			
	TALYS	481	300	245	
ПП, ВК	GEANT4	$434 \pm 1$	$474 \pm 1$	$484 \pm 1$	$476 \pm 2$
	FLUKA	479	443	465	473
Эксперимент [4, 16]			$440 \pm 20$		

**Таблица 2.** Результаты расчетов сечения неупругого взаимодействия  $\sigma_{\text{inel}}$  в мбн для реакции  $\text{Fe}(p, x)$ ; погрешность теоретических сечений связана с использованием нескольких моделей расчета

Модель	Программа	$E_0 = 0.3$ ГэВ	$E_0 = 0.5$ ГэВ	$E_0 = 0.75$ ГэВ	$E_0 = 1$ ГэВ	$E_0 = 1.5$ ГэВ
ПР	TALYS	728	735	687	632	
ПП, ВК	GEANT4	$691 \pm 3$	$729 \pm 1$	$767 \pm 1$	$797 \pm 2$	$807 \pm 3$
Эксперимент [17]		$701 \pm 56$	$660 \pm 53$	$767 \pm 66$	$811 \pm 76$	$822 \pm 73$

области  $E_0 > 0.2$  ГэВ они уменьшаются при увеличении  $E_0$ . Учет ВК приводит к более медленному убыванию этих сечений. Иначе обстоит дело для вторичных частиц с зарядом ядра  $3 \leq Z \leq 9$ . Для результатов расчета по программам EMPIRE и TALYS соотношение

$$\begin{aligned} \sigma(Z = 12, A = 24) &> \sigma(Z = 11, A = 23) > \\ &> \sigma(Z = 8, A = 16) \end{aligned}$$

не меняется при увеличении  $E_0$ . В этом случае средняя масса тяжелого фрагмента (4) слабо зависит от  $E_0$  ( $\langle A \rangle \approx \text{const}$ ). С другой стороны, сечение  $\sigma(Z = 8, A = 16)$ , вычисленное с помощью GEANT4, возрастает с увеличением  $E_0$  и при  $E_0 \geq 0.5$  ГэВ превышает сечение  $\sigma(Z = 11, A = 23)$ , а при  $E_0 \geq 1$  ГэВ — сечение  $\sigma(Z = 12, A = 24)$ . Эта особенность связана с увеличением параметра  $E_{ZA}^{\text{max}}$  при учете ВК. Например, для  $^{16}\text{O}$   $E_{16\text{O}}^{\text{max}} \approx 0.20 \pm 0.05$  ГэВ в TALYS и  $E_{16\text{O}}^{\text{max}} \approx 1.5 \pm 0.5$  ГэВ в GEANT4. Эта разница увеличивается при уменьшении массы остаточного ядра  $A$ . Действительно, для  $^{12}\text{C}$  результаты вычислений дают значение  $E_{12\text{C}}^{\text{max}} \approx 0.25 \pm 0.05$  ГэВ в TALYS и  $E_{12\text{C}}^{\text{max}} \approx 2.5 \pm 0.5$  ГэВ в GEANT4. Изменение величины  $E_{ZA}^{\text{max}}$  для фрагментов реакции с  $Z < 10$  приводит для ядер  $^{16}\text{O}$  к увеличению параметра  $\sigma_{\text{max}}(Z, A)$  в 4–5 раз в расчетах по GEANT4 в сравнении

с результатами TALYS (см. рис. 3). Следствием этого является увеличение количества вторичных частиц с небольшими значениями заряда  $Z$  и массы  $A$  (см. рис. 2), уменьшение средней массы  $\langle A \rangle$  и примерное постоянство зависимости  $\sigma_{ZA} \approx \text{const}$  в широком диапазоне энергии протонов (см. табл. 1).

Результаты расчетов средней кинетической энергии остаточных ядер  $^{24}\text{Mg}$  по программам TALYS и GEANT4 для протонов с энергией  $E_0 \leq 0.2$  ГэВ совпадают в пределах погрешности расчета (рис. 4). В этой области энергии  $\sigma_{\text{inel}}(\text{TALYS})/\sigma_{\text{inel}}(\text{GEANT4}) < 1$  и внутриядерные каскады при образовании ядра в предравновесном состоянии слабо влияют на энергию остаточных ядер. Средняя энергия  $\langle E_{ZA} \rangle$  в вариантах расчета по программам TALYS и EMPIRE-2.18 быстро увеличивается с возрастанием  $E_0$ . При учете ВК переданный ядру импульс перераспределяется между его отдельными фрагментами. Результаты, представленные на рис. 3, показывают, что потери энергии в составном ядре при учете ВК слабо зависят от энергии первичного иона  $E_0$  и средняя энергия остаточного ядра (2) с увеличением  $E_0$  изменяется мало, т.е.  $\langle E_{ZA} \rangle \approx \text{const}$ . Действительно, результаты расчета по программе GEANT4 для ионов  $^{24}\text{Mg}$  в широком диапазоне энергии протонов в столкновениях  $\text{Si}(p, x)$  дают значение  $\langle E_{24\text{Mg}} \rangle = 3.5 \pm 0.5$  МэВ.

Быстрое увеличение  $\langle E_{ZA} \rangle$  в расчетах без учета ВК по сравнению с результатами GEANT4 позволяет определить область энергии первичных ионов  $E_0$ , где для количественного описания сечений взаимодействия учет ВК необходим. Из результатов, представленных на рис. 3, получаем, что ВК для описания состава и энергии продуктов реакции  $\text{Si}(p, x)$  необходимо учитывать в области энергии  $E_0 > 0.5$  ГэВ.

Результаты расчетов, представленные на рис. 5, демонстрируют степень увеличения энергии легких вторичных ионов с возрастанием энергии падающих протонов  $E_0$ . В области  $E_0 < 0.5$  ГэВ отличия в величине  $\langle E_p \rangle$ , вычисленной без учета ВК (EMPIRE и TALYS) и с его учетом (GEANT4), небольшие. Однако в области  $E_0 > 0.5$  ГэВ средняя энергия вторичных протонов и  $\alpha$ -частиц в расчетах с GEANT4 увеличивается значительно медленнее, чем в расчетах с EMPIRE и TALYS. Следовательно, учет ВК приводит к уменьшению средней энергии не только тяжелых (рис. 4), но и легких (рис. 5) вторичных ионов.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Существует несколько моделей описания механизма образования ядра в предравновесном состоянии. Не все современные программы расчета вторичных продуктов ядерной реакции учитывают механизм ВК. Сравнение с экспериментальными данными состава и энергии продуктов ядерных реакций  $\text{Si}(p, x)$  и  $\text{Fe}(p, x)$  с рассчитанными по программам без учета механизма ВК (TALYS, EMPIRE) и с его учетом (GEANT4, FLUKA) позволило выяснить значение этого механизма и область энергии падающих протонов  $E_0$ , в которой его надо учитывать.

Результаты расчетов сечений по программам GEANT4 и FLUKA, которые учитывают механизм ВК, согласуются с экспериментальными данными во всем диапазоне энергии первичных ионов. Для быстрых протонов  $E_0 > 0.5$  ГэВ результаты расчета по программе TALYS дают заниженное значение неупругого сечения по отношению к экспериментальным данным. Следовательно, для расчетов состава продуктов неупругого столкновения протонов с ядром лучше использовать программу GEANT4, которая учитывает увеличение количества тяжелых вторичных ионов за счет внутриядерных каскадов. Анализ результатов расчета также показал, что учет ВК приводит к уменьшению средней энергии как тяжелых, так и легких продуктов реакции. Этот эффект объясняется перераспределением переданного нуклонам ядра импульса в каскадных столкновениях.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. Г. Ситенко, *Теория ядерных реакций* (Энергоатомиздат, Москва, 1983), с. 352.
2. H. W. Bertini, Phys. Rev. **131**, 1801 (1963).
3. A. J. Koning and J. P. Delaroche, Nucl. Phys. A **713**, 231 (2003).
4. В. С. Барашенков, В. Д. Тонеев, *Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами* (Атомиздат, Москва, 1972), с. 648.
5. Н. Г. Чеченин, Т. В. Чувильская, А. А. Широкова, А. Г. Кадменский, ЯФ **78**, 943 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 890 (2015)].
6. Т. В. Чувильская, А. А. Широкова, ЯФ **81**, 221 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 231 (2018)].
7. M. Herman, *EMPIRE-II Statistical Model Code for Nuclear Reaction Calculations* (Version: 2.18 Mondovi, User manual, 2002).
8. M. Herman, R. Capote, M. Sin, et al., *EMPIRE-3.2 Malta — Modular System for Nuclear Reaction Calculations and Nuclear Data Evaluation* (User manual, 2015); <http://www-nds.iaea.org/empire>
9. A. Koning, S. Hilaire, and S. Goriely, *TALYS-1.9: A Nuclear Reaction Program* (User manual, 2017); <http://www.talys.eu>
10. J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, P. Arce, M. Asai, T. Aso, E. Bagli, A. Bagulya, S. Banerjee, G. Barrand, B. R. Beck, A. G. Bogdanov, D. Brandt, J. M. C. Brown, H. Burkhardt, Ph. Canal, et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **835**, 186 (2016); <https://geant4.web.cern.ch>
11. T. T. Böhlen, F. Cerutti, M. P. W. Chin, Fassò, A. Ferrari, P. G. Ortega, A. Mairani, P. R. Sala, G. Smirnov, and V. Vlachoudis, Nuclear Data Sheets **120**, 211 (2014); [www.fluka.org/fluka.php](http://www.fluka.org/fluka.php)
12. M. Blann, Phys. Rev. C **54**, 1341 (1996).
13. R. Capote, M. Herman, P. Obložinský, P. G. Young, S. Goriely, T. Belgia, A. V. Ignatyuk, A. J. Koning, S. Hilaire, V. A. Plujko, M. Avrigeanu, O. Bersillon, M. B. Chadwick, T. Fukahori, Zhigang Ge, Yinlu Han, S. Kailas, et al., Nuclear Data Sheets **110**, 3107 (2009); <https://www-nds.iaea.org/RIPL-3>
14. K. Niita, S. Chiba, T. Maruyama, T. Maruyama, H. Takada, T. Fukahori, Y. Nakahara, and A. Iwamoto, Phys. Rev. C **52**, 2620 (1995).
15. G. Folger, V. N. Ivanchenko, and J. P. Wellisch, Eur. Phys. J. A **21**, 407 (2004).
16. Т. В. Чувильская, А. А. Широкова, А. Г. Кадменский, Н. Г. Чеченин, ЯФ **71**, 1319 (2008) [Phys. At. Nucl. **71**, 1293 (2008)].
17. C. Villagrasa-Canton et al., Phys. Rev. C **75**, 044603 (2007).



# INTRANUCLEAR CASCADE EFFECTS ON THE COMPOSITION AND ENERGY OF $\text{Si}(p, x)$ AND $\text{Fe}(p, x)$ NUCLEAR REACTION PRODUCTS

**N. V. Novikov<sup>1)</sup>, N. G. Chechenin<sup>1)</sup>, T. V. Chuvilskaya<sup>1)</sup>, V. Ya. Chumanov<sup>1)</sup>, A. A. Shirokova<sup>1)</sup>**

*<sup>1)</sup>Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics Lomonosov Moscow State University, Russia*

Quantum-mechanical models and the Monte Carlo method are used to study the composition and energy of the products of nuclear reactions occurring in collisions of fast protons with silicon and iron nuclei. It was shown that at proton energies of more than 500 MeV, intranuclear cascades at the stage of formation of a compound nucleus in a pre-equilibrium state lead to an increase in the number of secondary ions and a decrease in their average energy. The calculations have been carried out using the TALYS, EMPIRE, GEANT4, and FLUKA software packages.