

ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ РАДИАЦИОННЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ РАЗЛИЧНОГО ТИПА

© 2023 г. Н. В. Новиков^{1)*}, Н. Г. Чеченин¹⁾, А. А. Широкова¹⁾

Поступила в редакцию 06.10.2022 г.; после доработки 06.10.2022 г.; принята к публикации 06.10.2022 г.

Предложена аналитическая аппроксимация для определения распределения неупругих потерь энергии заряженных фрагментов ядерных реакций в столкновении протонов, гамма-квантов и электронов с ядром кремния. Показано, что в диапазоне энергии 3–10 ГэВ влияние процесса адронизации на это распределение для вторичных тяжелых ионов возрастает с увеличением энергии падающего излучения. Сильная асимметрия рассчитанного распределения при столкновениях с релятивистскими электронами указывает на передачу импульса только небольшому фрагменту ядра.

DOI: 10.31857/S0044002723020150, EDN: RJTWGQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Определение механизмов образования и распада возбужденного ядра является важной составляющей в описании характеристик фрагментов ядерной реакции. Прикладное значение этой задачи состоит в использовании различного вида излучения для экспериментов по определению радиационной стойкости элементов радиоэлектронной базы [1]. В космическом пространстве к источникам ионизирующего облучения, кроме потока быстрых ионов с зарядом $Z \leq 92$ [2], относится также электромагнитное излучение от вспышек сверхновых и нейтронных звезд, квазаров, γ -всплесков [3]. Энергия отдельных ионов, электронов и γ -квантов в галактических космических лучах может превышать 10^7 ГэВ [4], что значительно превышает достигнутые энергии частиц в современных действующих и проектируемых экспериментальных установках: до 12 ГэВ в ускорительном комплексе NICA [5], до 200 ГэВ в релятивистском коллайдере тяжелых ионов [6], до 13 ТэВ для протонов в большом адронном коллайдере [7, 8], до 1 ТэВ для электронов и позитронов в строящемся международном линейном коллайдере [9].

В настоящее время наиболее подробно исследованы ядерные реакции, обусловленные взаимодействием адронов с ядром. Для этой области ядерной физики разработано несколько теоретических моделей для разных диапазонов энергии [10]. Взаимодействие с ядрами адронов с энергией $E_0 < E_\pi$,

где $E_\pi = 0.14$ ГэВ, описывается в моделях составного ядра и оптической, в которых налетающая частица передает часть своего импульса всему ядру или небольшому его фрагменту. Время протекания такой реакции соизмеримо со временем пролета первичной частицы ($t \sim 10^{-22} - 10^{-23}$ с), а энергия вторичных адронов и ядра-остатка пропорциональна энергии первичной частицы E_0 . Такая зависимость в этой области энергии объясняется малой вероятностью внутриядерных каскадов, которые могли бы перераспределить полученный от первичной частицы импульс между несколькими нуклонами.

В области $E_0 > 0.14$ ГэВ появляются каналы реакции с образованием мезонов. В столкновении с быстрым адроном ядро переходит в предравновесное состояние, распад которого на один тяжелый ($Z > 2$) и несколько легких ($Z \leq 2$) фрагментов занимает время, превышающее 10^{-16} с. Возрастание энергии продуктов распада E_{ZA} возбужденного ядра при увеличении E_0 свыше 0.5 ГэВ замедляется, что свидетельствует об усилении влияния внутриядерных каскадов [11] на процесс возбуждения. Определенного порога энергии, начиная с которого необходимо учитывать внутриядерные каскады, нет. Можно только утверждать, что значимость этого механизма возбуждения ядра в области энергии $E_0 = 0.1 - 0.5$ ГэВ постепенно увеличивается, а при $E_0 > 0.5$ ГэВ начинает доминировать [12]. Этот эффект с рождением большого количества легких ядер можно интерпретировать как процесс адронизации в модели кварк-глюонной плазмы, который становится основным в механизме возбуждения ядра при $E_0 > 15 - 20$ ГэВ.

Среди ядерных реакций важное место занимают реакции, вызванные электромагнитными вза-

¹⁾Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия.

*E-mail: nvnovikov65@mail.ru

имодействиями. В таких реакциях проще, чем в реакциях под действием ионов, отделить эффекты структуры ядра от механизмов его возбуждения [13]. В области энергии до порога рождения мезонов E_π для описания реакции используют модели, которые учитывают взаимодействие γ -кванта со всем ансамблем нуклонов в ядре. Характерной особенностью этой области энергии, где длина волны ионизирующего излучения λ соизмерима с размерами ядра, является наличие коллективных ядерных возбуждений, проявляющихся в виде резонансов. Самый интенсивный из них — гигантский дипольный резонанс, который для легких ядер приходится на область от 20 до 25 МэВ. Для γ -квантов с энергией $E_0 > 0.1$ ГэВ значимость коллективных механизмов возбуждения постепенно снижается, а влияние структуры ядра возрастает и начинает доминировать рассеяние γ -квантов на отдельных нуклонах. В области энергии $E_0 > E_\pi$ распад возбужденного ядра может быть описан в модели предравновесной ядерной реакции. С увеличением энергии ($E_0 > 1$ ГэВ) и уменьшением длины волны λ до величины порядка размера нуклона наряду с взаимодействием первичной частицы с отдельными нуклонами появляется возможность ее взаимодействия с отдельными кварками.

Распределение фрагментов ядерной реакции зависит от типа первичного ионизирующего излучения и его энергии E_0 . Вторичные ионы характеризуются зарядом ядра Z , массой A и энергией E_{ZA} . Исследование особенностей распределений по этим параметрам может дать дополнительную информацию о механизмах образования и распада возбужденного ядра. Поскольку с возрастанием E_0 диапазон энергии вторичных ионов E_{ZA} увеличивается, нет универсальной аналитической аппроксимации этого распределения в широком диапазоне энергии E_0 . С другой стороны, в задаче сбоя электроники под действием ионизирующего космического излучения важной является не E_{ZA} , а способность вторичного иона создавать электрон-дырочные пары и изменять электропроводность облученного материала. Ионизационную способность (ИС) вторичных ионов на единицу длины их трека принято характеризовать величиной линейной передачи энергии $L(Z, A, E_{ZA})$, которая связана с неупругими потерями энергии иона. Диапазон изменения L ограничен значением $L_{\max}$. Например, для вторичных ионов в кремнии $L_{\max} = 14.0$ МэВ см² мг⁻¹ [14]. Это ограничение позволяет использовать аналитическую аппроксимацию для описания распределений ИС вторичных ионов в зависимости от L . Однако в таком представлении одному значению L могут соответствовать два значения энергии иона — до максимума неупругих потерь энергии и после него. Поэтому, зная распределение

вторичных ионов по L , перейти обратно к распределению по энергии, например, после замедления этих ионов, уже не удастся. Тем не менее, распределение ионов по L является информативным и удобным для параметризации ИС замедляющихся в среде вторичных ионов. Параметры ИС на момент распада ядра в предравновесном состоянии могут быть чувствительны к используемым в расчетах моделям, что делает их удобным “инструментом” для анализа диапазонов применимости различных моделей ядерных реакций.

Цель настоящей работы — выяснить влияние первичного ионизирующего космического излучения и его энергии на распределение ИС тяжелых фрагментов ядерной реакции ($Z > 2$) в момент их рождения при прохождении через кремний протонов, γ -излучения и релятивистских электронов. В конкретных расчетах были использованы современные вычислительные программы GEANT4 [15] и TALYS [16].

Программа GEANT4 включает большой набор современных моделей ядерных реакций, и результаты ее расчетов в широком диапазоне энергии первичной частицы E_0 оттестированы на основе экспериментальных данных для большого количества пар налетающая частица — ядро-мишень. Распределения фрагментов ядерной реакции, вычисленные по этой программе, можно интерпретировать как “модельный эксперимент”, в котором на этапе образования ядра в предравновесном состоянии учитываются барион-барионные, мезон-барионные и мезон-мезонные рассеяния, внутри-ядерные каскады, а также процессы возбуждения и распада кварк-глюонных струн. Пересечение областей применимости различных теоретических моделей при их совместном использовании в GEANT4 описывается вероятностным методом и учитывает корреляцию различных моделей.

Программа TALYS используется для расчета сечений и распределений фрагментов ядерной реакции в столкновении ядра с ионами и γ -квантами. Влияние механизма возбуждения с учетом внутри-ядерных каскадов в этой программе не учитывается, и поэтому диапазон ее применения для расчета продуктов ядерной реакции в столкновениях с протонами ограничен областью $E_0 < 0.2\text{--}0.3$ ГэВ [12].

2. ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Расчеты сечений взаимодействия кремния с протонами, электронами и γ -квантами проводились с помощью программы GEANT4 (Hadron) [15]. Для расчета сечения в столкновениях кремния с γ -квантами применялась также программа TALYS [16].

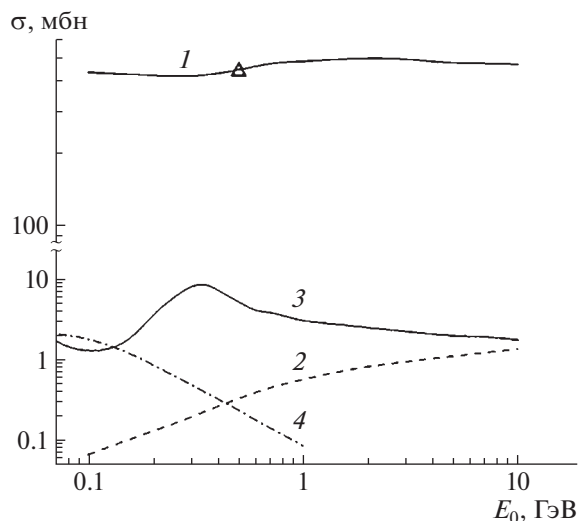


Рис. 1. Результаты расчета энергетической зависимости сечения взаимодействия с ядром кремния. Кривые: 1 — $\sigma_p(E_0)$ в столкновениях с протонами (GEANT4), 2 — $\sigma_e(E_0)$ в столкновениях с электронами (GEANT4), 3 — $\sigma_\gamma(E_0)$ в столкновениях с γ -квантами (GEANT4), 4 — $\sigma_\gamma(E_0)$ в столкновениях с γ -квантами (TALYS-1.95). Δ — экспериментальное значение $\sigma_p(E_0)$.

Отношение сечений $\sigma_p(E_0)/\sigma_e(E_0)$ и $\sigma_p(E_0)/\sigma_\gamma(E_0)$ составляет два порядка (рис. 1). В области энергии $E_0 > 1$ ГэВ сечения $\sigma_e(E_0)$ и $\sigma_\gamma(E_0)$ одного порядка, причем отношение $\sigma_e(E_0)/\sigma_\gamma(E_0) \rightarrow 1$ при увеличении E_0 , что объясняется усилением волновых свойств электрона. Минимум сечения $\sigma_\gamma(E_0)$ в области энергии $0.1 \text{ ГэВ} < E_0 < 0.2 \text{ ГэВ}$ связан с уменьшением значимости коллективных механизмов возбуждения и увеличением влияния структуры ядра. Особенностью взаимодействия γ -квантов с ядром является механизм образования в ядре возбужденного нуклона (Δ -изобары) и частиц-резонансов $N^*(1520 \text{ МэВ})$ и $N^{**}(1680 \text{ МэВ})$. Из-за образования короткоживущих частиц в этом резонансном процессе и эффекта “размытия” пиков, который обусловлен движением нуклонов в ядре, в сечении $\sigma_\gamma(E_0)$ в области энергии $E_0 = 0.2\text{--}0.5 \text{ ГэВ}$ формируется максимум, которого нет в сечениях $\sigma_p(E_0)$ и $\sigma_e(E_0)$.

При анализе результатов (см. рис. 1) необходимо учитывать, что на образование ядра в предравновесном состоянии влияет механизм внутриядерных каскадов, который приводит к перераспределению переданного импульса между нуклонами ядра. В программе GEANT4 взаимодействие γ -кванта с ядром описывается в модели составного ядра и предравновесной модели с учетом внутриядерных каскадов. Расчет по GEANT4 дает максимум в области энергии $0.2 \leq E_\gamma \leq 0.5 \text{ ГэВ}$.

В случае столкновений с γ -квантами пренебрежение механизмом внутриядерных каскадов в модели составного ядра приводит в расчетах по TALYS к уменьшению сечения взаимодействия $\sigma_\gamma(E_0)$. Как видно из рис. 1, при расчетах продуктов ядерной реакции в столкновении γ -квантов с ядром область применимости TALYS ограничена диапазоном энергии $E_\gamma \leq 0.2 \text{ ГэВ}$.

3. ОПИСАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНИЗАЦИОННОЙ СПОСОБНОСТИ ТЯЖЕЛЫХ ВТОРИЧНЫХ ИОНОВ

Расчеты распределений ИС $F(Z, A, L)$ в зависимости от линейных потерь энергии L вторичных ионов методом Монте-Карло были выполнены с помощью программы GEANT4. В этом методе для анализа распределения $F(Z, A, L)$ по переменной L используется гистограммная функция, представляющая в интервале $L_j - \Delta L \leq L \leq L_j$ количество всех вторичных ионов F_j , независимо от их заряда ядра Z и массы A . Распределение F_j нормировано условием $\sum_{j=1} F_j = 1$. Среднее значение неупругих потерь энергии всех вторичных ионов равно первому моменту этого распределения:

$$L_G = \sum_j j F_j, \quad (1)$$

а среднее квадратическое отклонение W_G

$$W_G^2 = \sum_j (L_j - L_G)^2 F_j \quad (2)$$

пропорционально ширине распределения на половине высоты. Используя эти два параметра, распределение $F(Z, A, L)$ можно описать в виде функции Гаусса:

$$G(L) = \frac{1}{W_G \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(L - L_G)^2}{2W_G^2} \right]. \quad (3)$$

Погрешность такой аппроксимации имеет вид

$$\delta_G^2 = \sum_j |G(L_j) - F_j|^2. \quad (4)$$

Функция $G(L)$ не учитывает асимметрию распределения ИС $F(Z, A, L)$ по L , которую можно характеризовать параметром скошенности $S_F = \sum_j \{(L_j - L_G)^3 F_j\} / W_G^3$. Как правило, чем меньше S_F , тем меньше δ_G и тем ближе $G(L)$ к $F(Z, A, L)$.

В настоящей работе учтено, что область определения F_j ограничена ($0 \leq L \leq L_{\max}$), и для его аппроксимации предложено использовать пробную функцию $T(L)$:

$$T(L) = T_1 L / L_1, L \leq L_1, \quad (5)$$

$$T(L) = T_1 + (T_2 - T_1)(L - L_1)(L_2 - L_1)^{-1},$$

$$L_1 < L \leq L_2,$$

$$T(L) = T_2(L_{\max} - L)(L_{\max} - L_2)^{-1},$$

$$L_2 < L \leq L_{\max},$$

$$T(L) = 0, L > L_{\max}$$

со значениями четырех параметров (L_1, T_1, L_2, T_2), вычисленных вариацией из минимума суммы:

$$\delta_T^2 = \sum_j |T(L_j) - F_j|^2. \quad (6)$$

Чем меньше величина δ_T , тем точнее пробная аналитическая функция $T(L)$ описывает исходное распределение F_j . В отличие от $G(L)$ функция $T(L)$ может описывать асимметрию F_j -распределения, так как количество ионов $F(L \leq L_G)$ может не совпадать с количеством ионов $F(L \geq L_G)$. Поэтому использование $T(L)$ при $\delta_T < \delta_G$ предпочтительнее $G(L)$.

4. ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИОНИЗАЦИОННОЙ СПОСОБНОСТИ ВТОРИЧНЫХ ИОНОВ В СТОЛКНОВЕНИИ С ПРОТОНАМИ

В распределении ИС вторичных тяжелых ($Z > 2$) ионов при столкновении протонов с $E_0 = 0.5$ ГэВ проявляются два максимума с амплитудами F_1 при $L \approx 2$ МэВ см² мг⁻¹ и F_2 при $L \approx 8$ МэВ см² мг⁻¹ (см. рис. 2). Основной вклад в величину F_2 дают каналы реакции с небольшим количеством вторичных частиц, например, $(p, 2p)$, $(p, p\alpha)$, (p, pn) , (p, pd) и т.д., для которых один из вторичных ионов остается достаточно тяжелым ($A \geq 23$). Так как ионизационная способность L легких ионов ($Z \leq 2$) ограничена диапазоном $L < 1.5$ МэВ см² мг⁻¹ [14], то в реакции с образованием нескольких легких ионов из-за уменьшения массы A тяжелого иона ИС всех вторичных частиц снижается. Распределение ИС на рис. 2 близко к симметричному, что обусловлено приблизительным равенством площадей $F(L \leq L_G) \approx F(L \geq L_G)$, небольшой величиной параметра асимметрии ($S_F = 0.01$) и небольшой погрешностью аппроксимации $F(L)$ с помощью функции Гаусса $G(L)$ ($\delta_G = 0.07$). Применение функции $T(L)$ позволяет немного уменьшить погрешность аппроксимации ($\delta_T = 0.05$), так как используемые в ней параметры (L_1, T_1, L_2, T_2) качественно описывают интенсивности и положения двух максимумов F_1, F_2 в распределении $F(L)$. Минимум $F(L)$ в диапазоне $L_1 < L < L_2$ в этой аппроксимации не воспроизводится.

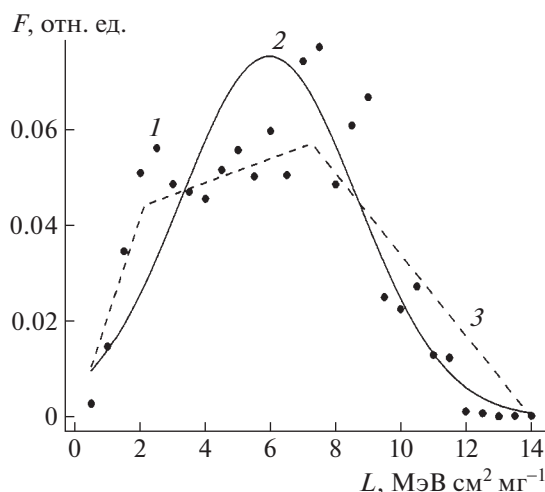


Рис. 2. Распределение ИС вторичных тяжелых ($Z > 2$) ионов в зависимости от линейных потерь энергии L при неупругом взаимодействии протонов с энергией $E_0 = 0.5$ ГэВ с ядром кремния. Кривые: 1 (•) — результат расчета F_j по GEANT4, 2 — функция $G(L)$ (1) с параметрами $L_G = 6.0$ и $W_G = 2.7$, 3 — функция $T(L)$ (3) с параметрами $L_1 = 2.1$, $T_1 = 0.043$, $L_2 = 7.3$, $T_2 = 0.057$.

Монотонное изменение параметров ИС получено во всем диапазоне энергии протонов (табл. 1). Исключением из этого правила является только параметр T_1 , который достигает максимума в области энергии $E_0 = 2-5$ ГэВ. В этой области энергий

Таблица 1. Параметры распределения ИС вторичных ионов в момент распада возбужденного состояния для столкновений протонов с ядром кремния, точность вычисления 7–10%

E_0 , ГэВ	L_G	W_G	L_1	T_1	L_2	T_2
0.1	6.1	2.8	2.1	0.043	7.7	0.055
0.15	6.1	2.8	2.1	0.043	7.6	0.056
0.2	6.1	2.8	2.1	0.043	7.5	0.056
0.3	6.0	2.7	2.1	0.043	7.4	0.056
0.5	6.0	2.7	2.1	0.043	7.3	0.057
0.7	6.0	2.6	2.1	0.043	7.0	0.060
1.0	5.8	2.6	2.1	0.044	6.7	0.061
1.5	5.6	2.5	2.1	0.045	5.2	0.063
2.0	5.5	2.5	2.1	0.048	5.0	0.064
3.0	5.4	2.5	2.2	0.056	5.0	0.064
5.0	5.4	2.4	2.2	0.054	5.0	0.064
7.0	5.4	2.4	2.2	0.043	5.0	0.065
10.0	5.4	2.2	2.2	0.036	5.0	0.071

на процесс возбуждения ядра могут оказывать влияние процессы адронизации. Для области энергии $E_0 \leq 10$ ГэВ процессы взаимодействия протона с отдельными кварками в нуклонах остаются еще достаточно редкими, но с увеличением E_0 их влияние на распределение вторичных ионов возрастает. Уменьшение параметров L_G и L_2 при увеличении энергии E_0 означает увеличение вклада каналов с образованием большего количества легких ($Z \leq 2$) ионов и, как следствие, уменьшение массы тяжелого иона ($Z \geq 3$) и снижение его ИС. Моделирование распределения вторичных тяжелых ионов дает соотношение $T_1 < T_2$ для всего исследуемого диапазона энергии протонов. Из монотонного и плавного изменения параметров в диапазоне $E_0 \approx \approx 0.3\text{--}0.5$ ГэВ следует, что влияние внутриядерных каскадов на энергию легких ионов [12] качественно не изменяет распределение ИС тяжелых вторичных ионов ($Z \geq 3$). Отметим также, что преимущество использования аппроксимации $T(L)$ по сравнению с $G(L)$ проявляется в области энергии $E_0 \leq \leq 0.7$ ГэВ, где $\delta_G/\delta_T \sim 1.5$.

5. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИОНИЗАЦИОННОЙ СПОСОБНОСТИ ВТОРИЧНЫХ ИОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ С γ -КВАНТАМИ

В распределении ИС вторичных тяжелых ионов в столкновении ядра с γ -квантами проявляются два максимума (рис. 3). Максимумы F_1 , F_2 ярко выражены из-за глубокого минимума между ними. Отметим, что по сравнению с распределением ИС в столкновении протонов (см. рис. 2) $F_1 > F_2$, т.е. соотношение амплитуд F_1 и F_2 меняется на противоположное. В составе вторичных тяжелых ионов в диапазоне $L = 1\text{--}3$ МэВ см² мг⁻¹ доля ионов $Z \geq \geq 12$, $A \geq 24$ составляет более 90%, а в диапазоне $L = 6\text{--}8$ МэВ см² мг⁻¹ она уменьшается до 25–28%. Асимметрия распределения $F(L)$ возрастает ($S_F = 0.2$) по сравнению с результатами аппроксимации для ИС в столкновении протонов (см. рис. 2), что приводит в столкновениях с γ -квантами к ухудшению точности гауссовской аппроксимации ИС ($\delta_G = 0.1$).

Параметры L_G и W_G плавно меняются во всем диапазоне энергии, но эта зависимость в отличие от столкновений с протонами уже не является монотонной. При $E_0 = 0.2\text{--}0.5$ ГэВ параметр L_G достигает максимального значения. Это связано с влиянием возбужденных состояний нуклонов в максимуме сечения $\sigma_\gamma(E_0)$ (см. кривая 3 на рис. 2), что приводит к увеличению среднего значения ИС вторичных ионов при распаде возбужденного ядра. Другая особенность ИС в столкновениях с γ -квантами (см. табл. 2) относится к энергиям $E_0 = = 3\text{--}5$ ГэВ, где параметр L_2 достигает максимума,

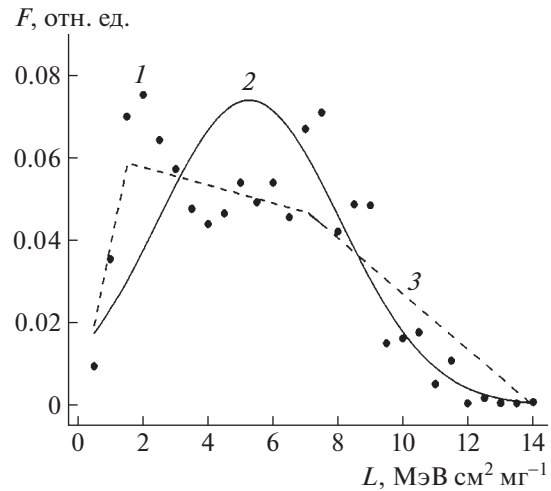


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но для γ -квантов с энергией $E_0 = 0.5$ ГэВ. Кривые: 1 (•) — результат расчета F_j по GEANT4, 2 — (L) с $L_G = 5.3$ и $W_G = 2.8$, 3 — $T(L)$ с $L_1 = 1.6$, $T_1 = 0.059$, $L_2 = 7.1$, $T_2 = 0.047$.

а отношение T_1/T_2 начинает возрастать с увеличением E_0 . Это изменение в соотношении амплитуд F_1 и F_2 объясняется увеличением количества вторичных ионов с небольшими неупругими потерями энергии. Гауссовская аппроксимация (1) с помощью функции $G(L)$ этого эффекта не учитывает, так как L_G и W_G монотонно уменьшаются. Отметим также, что во всем диапазоне энергии E_0

Таблица 2. Параметры распределения ИС вторичных ионов в момент распада возбужденного состояния для столкновений γ -квантов с кремнием, точность их вычисления 7–10%

E_0 , ГэВ	L_G	W_G	L_1	T_1	L_2	T_2
0.1	4.7	2.4	1.6	0.067	7.0	0.047
0.15	5.2	2.5	1.6	0.037	7.0	0.061
0.2	5.5	2.7	1.6	0.052	7.1	0.052
0.3	5.7	2.7	1.6	0.053	7.1	0.051
0.5	5.3	2.8	1.6	0.059	7.1	0.047
0.7	5.0	2.7	1.6	0.066	7.1	0.043
1.0	4.8	2.7	1.6	0.072	7.4	0.038
1.5	4.7	2.6	1.6	0.080	8.4	0.024
2.0	4.6	2.6	1.6	0.081	8.6	0.022
3.0	4.5	2.5	1.7	0.083	8.7	0.021
5.0	3.9	2.3	1.7	0.091	8.5	0.020
7.0	3.8	2.2	1.7	0.10	8.0	0.020
10.0	2.5	2.1	0.8	0.20	3.7	0.020

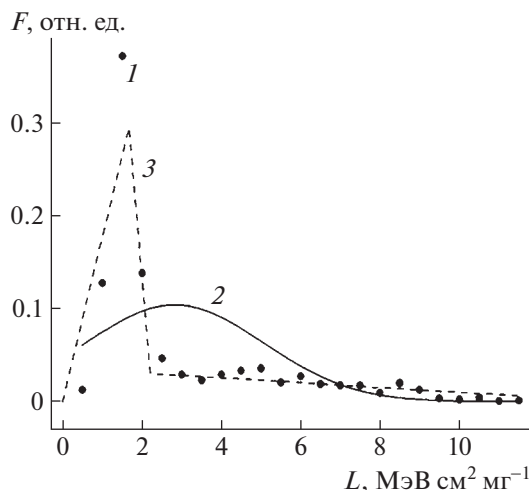


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, но для электронов с энергией $E_0 = 0.5$ ГэВ. Кривые: 1 (●) — результат расчета F_j по GEANT4, 2 — $G(L)$ с $L_G = 2.8$ и $G_L = 2.2$, 3 — $T(L)$ с $L_1 = 1.7$, $T_1 = 0.3$, $L_2 = 2.2$, $T_2 = 0.03$.

использование $T(L)$ для аппроксимации ИС вторичных тяжелых ионов является предпочтительным $\delta_G/\delta_T = 1.2\text{--}1.5$.

6. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИОНИЗАЦИОННОЙ СПОСОБНОСТИ ВТОРИЧНЫХ ИОНОВ В СТОЛКНОВЕНИИ С ЭЛЕКТРОНАМИ

Более 90% всех вторичных тяжелых ионов в столкновении с электронами относится к узкому диапазону параметров $A = 24\text{--}30$, $Z = 12\text{--}14$. При столкновении ядра кремния с электронами при энергии $E_0 = 0.5$ ГэВ заряд ядра вторичного

иона не меняется ($Z = 14$) с вероятностью 89%, а их распределение по массе в диапазоне $A = 28\text{--}30$ близко к распределению в естественной смеси изотопов кремния (Si^{28} — 92.23%, Si^{29} — 4.68%, Si^{30} — 3.09%). Это свидетельствует о том, что механизм возбуждения и распада ядра в предравновесном состоянии в столкновениях с электронами отличается от его аналогов в столкновениях с протонами и γ -квантами. Можно говорить о передаче импульса только небольшому фрагменту ядра, что позволяет в столкновении ядра с электронами сохранить тяжелый остов возбужденного ядра после его распада. Такой механизм возбуждения характерен для реакций без учета внутриядерных каскадов. Распределение ИС вторичных тяжелых ионов по L в столкновениях с электронами обладает сильной асимметрией, а $L_{\max} = 12 \text{ МэВ см}^2 \text{ мг}^{-1}$ уменьшается (рис. 4).

Таблица 3. Параметры распределения ИС вторичных ионов в момент распада возбужденного состояния для столкновений электронов с ядром кремния, точность вычислений 7–10%

E_0 , ГэВ	L_G	W_G	L_1	T_1	L_2	T_2
0.1	2.0	1.3	1.7	0.39	2.2	0.020
0.15	2.1	1.4	1.7	0.37	2.2	0.022
0.2	2.2	1.7	1.7	0.36	2.2	0.024
0.3	2.4	1.8	1.7	0.33	2.2	0.025
0.5	2.8	2.2	1.7	0.30	2.2	0.030
0.7	3.0	2.3	1.7	0.27	2.2	0.032
1.0	3.1	2.5	1.7	0.27	2.2	0.034
1.5	3.2	2.5	1.7	0.26	2.2	0.036
2.0	3.3	2.5	1.7	0.25	2.2	0.038
3.0	3.4	2.6	1.7	0.24	2.2	0.040
5.0	3.5	2.6	1.8	0.23	2.2	0.041
7.0	3.6	2.6	1.8	0.23	2.2	0.042
10.0	3.6	2.6	1.8	0.22	2.2	0.043

Медленное изменение всех параметров с увеличением E_0 и отсутствии экстремумов у этой зависимости во всей области исследования E_0 (табл. 3) свидетельствует о доминировании механизма образования и последующего распада возбужденного ядра, в котором влияние внутриядерных каскадов можно рассматривать как поправку. Увеличение средней ИС тяжелых вторичных ионов L_G с возрастанием E_0 качественно отличается от зависимости этого параметра для столкновений с γ -квантами (см. табл. 2). В области энергии $E_0 \geq 5$ ГэВ при усилении волновых свойств электрона параметры L_1 в столкновении с электронами и γ -квантами близки. Сильная асимметрия распределения ИС ($S_F = 1.0\text{--}2.3$) и погрешность его аппроксимации с помощью функции $G(L)$ велика $\delta_G/\delta_T > 2$.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ зависимости параметров распределений ИС продуктов ядерной реакции от энергии первичного излучения позволил качественно оценить границы применимости различных моделей образования и распада возбужденных ядер. Одним из наиболее чувствительных параметров распределения к модели взаимодействия является линейная передача энергии L тяжелых фрагментов ядерной реакции ($Z > 2$), которая характеризует неупругие потери энергии вторичных ионов в момент распада возбужденного ядра. Закономерности этого распределения были исследованы для прохождения через кремний протонов, γ -квантов и релятивистских электронов с энергией в диапазоне энергий от 0.1 до 10 ГэВ.

Для описания распределения ИС вторичных ионов по L наряду с функцией Гаусса предложено использовать аналитическую функцию, которая зависит от четырех параметров. Увеличение количества параметров позволяет учесть асимметрию распределения ИС по L и возможность появления в этом распределении второго максимума.

Из монотонного и плавного изменения параметров ИС продуктов ядерной реакции в столкновениях протонов для энергий $E_0 \approx 0.3\text{--}0.5$ ГэВ следует, что влияние внутриядерных каскадов на энергию легких ионов качественно не изменяет распределение ИС тяжелых вторичных ионов ($Z \geq 3$). Для $E_0 \leq 10$ ГэВ процессы взаимодействия протона с отдельными кварками в нуклонах остаются еще достаточно редкими, но с увеличением $E_0 > 2$ ГэВ влияние процесса адронизации на распределение вторичных ионов возрастает. Преимущество использования новой четырехпараметрической аппроксимации ИС по сравнению с распределением Гаусса для столкновений с протонами проявляется для энергии $E_0 \leq 0.7$ ГэВ.

При взаимодействии ядра с γ -квантами параметры распределения Гаусса плавно меняются во всем диапазоне энергии, но эта зависимость не является монотонной. В области энергии $E_0 = 0.2\text{--}0.5$ ГэВ параметр L_G достигает максимума, что объясняется влиянием возбужденных состояний нуклонов в ядре. Сильная асимметрия распределения ИС вторичных тяжелых ионов по L в столкновениях ядер с релятивистскими электронами свидетельствует о передаче импульса только небольшому фрагменту ядра без его перераспределения между остальными нуклонами.

При энергиях падающих частиц $E_0 > 2\text{--}5$ ГэВ на механизм образования ядра в предравновесном состоянии начинает оказывать влияние взаимодействие налетающей частицы с отдельными кварками. В области $E_0 \leq 10$ ГэВ процессы адронизации остаются еще достаточно редкими, но их влияние

на распределение вторичных ионов возрастает с увеличением E_0 .

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по проекту “Развитие синхротронных и нейтронных исследований и инфраструктуры для материалов энергетики нового поколения и безопасного захоронения радиоактивных отходов” — грант № 075-15-2021-1353.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Г. И. Зебрев, *Радиационные эффекты в кремниевых интегральных схемах высокой степени интеграции* (НИЯУ МИФИ, Москва, 2010).
2. *Модель космоса. Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов*, Под ред. Л. С. Новикова (Изд-во КДУ, Москва, 2007), т. II.
3. С. Г. Рубин, *Устройство нашей вселенной* (Бек2, Фрязино, 2006).
4. М. И. Панасюк, *Странники Вселенной или эхо Большого взрыва* (Бек2, Фрязино, 2005).
5. Nuclotron-based Ion Collider Facility (NICA), <https://nica.jinr.ru/ru/>
6. STAR Collab. (J. Adams, M. M. Aggarwal, Z. Ahammed, J. Amonett, B. D. Anderson, D. Arkhipkin, G. S. Averichev, S. K. Badyal, Y. Bai, J. Balewski, O. Barannikova, L. S. Barnby, J. Baudot, S. Bekele, V. V. Belaga, *et al.*), Nucl. Phys. A **757**, 102 (2005).
7. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), Phys. Lett. B **716**, 1 (2012).
8. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Lett. B **716**, 30 (2012).
9. H. Yamamoto, Symmetry **13**, 674 (2021).
10. А. Г. Ситенко, *Теория ядерных реакций* (Энергоатомиздат, Москва, 1983).
11. H. W. Bertini, Phys. Rev. **131**, 1801 (1963).
12. Н. В. Новиков, Н. Г. Чеченин, Т. В. Чувильская, В. Я. Чуманов, А. А. Широкова, ЯФ **84**, 315 (2021).
13. Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, *Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами* (Изд-во МГУ, Москва, 1979).
14. J. F. Ziegler, M. D. Ziegler, and J. P. Biersack, Nucl. Instrum. Methods B **268**, 1818 (2010).
15. 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 A **835**, 186 (2016).
16. A. J. Koning and D. Rochman, Nucl. Data Sheets **113**, 2841 (2012).

FRAGMENTATION OF NUCLEI UNDER RADIATION ACTION OF VARIOUS TYPE

N. V. Novikov¹⁾, N. G. Chechenin¹⁾, A. A. Shirokova¹⁾

¹⁾*Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Russia*

An analytical approximation is proposed for the distribution of inelastic energy losses of charged fragments of nuclear reactions in the collisions of protons, γ -quanta and electrons with silicon nucleus. In the energy range 3–10 GeV, the effect of hadronization on the distribution of secondary heavy ions increases with energy of incident radiation. The strong asymmetry of the distribution in collisions with relativistic electrons indicates momentum transfer to only a small fragment of the nucleus.