

УДК 524.1.539.1.05

РОЛЬ ЯДЕРНОГО КАНАЛА ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ЧЕРЕЗ ОЛИВИН

Тан Найнг Со, Н. Г. Полухина, Н. И. Старков

В статье рассмотрена роль ядерного канала взаимодействия в образовании ядрами галактических космических лучей треков необычной формы, так называемых “шприцов” в кристаллах оливинов из метеоритов.

Ключевые слова: галактические ядра, метеориты, оливин, травление, GEANT4.

Введение. В лаборатории элементарных частиц ФИАН с 2005 года ведутся работы по поиску в оливине из метеоритов следов сверхтяжелых элементов в составе галактических космических лучей [1–3]. Метеориты на протяжении многих миллионов лет облучаются космическими лучами, оставляющими в них латентные следы в виде многочисленных разрывов атомных связей и смещений ядер. При травлении оливина на месте следов образуются каналы размером около 1 мкм и более, видимые в оптический микроскоп (рис. 1(а)).

Среди обнаруженных треков изредка появляются каналы необычной формы в виде шприцов (рис. 1(б)), имеющие два участка – узкий, диаметром около 1–2 мкм, и широкий, размером 4–6 мкм.

В работе [4] был рассмотрен механизм образования таких каналов, связанный с наличием брегговского пика на последнем участке трека до точки останова иона. Хотя энергия отдельных дельта-электронов с уменьшением энергии иона падает, суммарная выделенная ими энергия резко растёт, превышая в итоге порог дозы облучения области, примыкающей к треку ($D \sim 10^4 - 10^5$ Гр [5]), необходимый для создания области повышенной растворимости в травящем растворе. Было показано, что, электроны, действительно, создают большую дозу облучения, достаточную для образования травимого канала, однако максимальный размер области повышенной растворимости составляет менее 100 нм, что более чем на порядок меньше наблюдаемой величины.

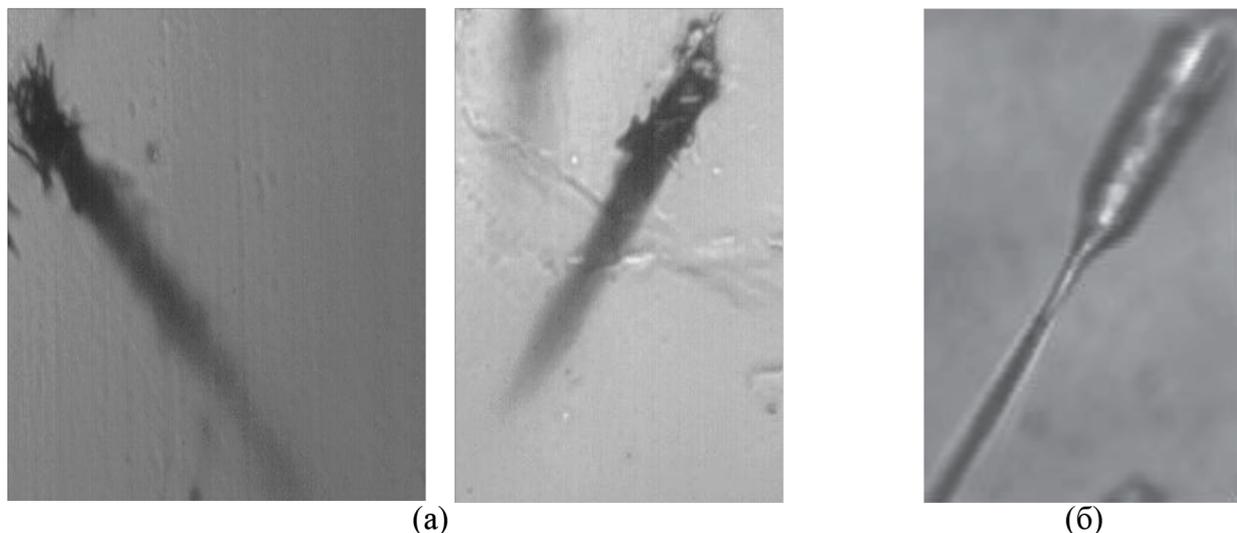


Рис. 1: Протравленные треки ядер в оптическом микроскопе (с увеличением 40×): (а) обычные треки; (б) трек-шприц.

Постановка задачи. В настоящей работе рассмотрена возможная роль ядерного канала взаимодействия при образовании протравленных треков необычной формы. Ядра оливина ($(\text{Mg,Fe})_2\text{SiO}_4$) достаточно тяжёлые, и взаимодействие иона с ними может приводить к большому переданному импульсу. В результате взаимодействующие ядра могут значительно трансформироваться (распасться на фрагменты, развалиться, и т. д.). Фрагменты налетающего ядра, имея большую скорость, будут разлетаться под малым углом друг к другу. При этом, хотя каждый из них ионизирует узкую область, травящий раствор может захватить и область между фрагментами, образуя единый более широкий латентный канал, что при травлении приведёт к появлению трека в виде шприца. Для проверки этой возможности были проведены расчёты прохождения тяжёлых ионов через оливин для нескольких ядер при нескольких энергиях с помощью программного пакета Geant4 [6]. Были разыграны события взаимодействия ядер W, Pb и U при четырёх значениях энергии: 10, 50, 100 и 200 МэВ/А. При каждом значении энергии были разыграны тысячи событий, среди которых отбирались только неупругие ядерные взаимодействия. Ионизация, упругие и квазиупругие (с возбуждением уровней) ядерные взаимодействия в расчёт не принимались. Движение частицы прослеживалось вплоть до точки останова. Результаты расчётов показывают, что доля неупругих ядерных взаимодействий очень сильно зависит от энергии и в меньшей степени от заряда налетающего ядра. Для иллюстрации этих зависимостей в табл. 1

приведены ядра, использованные в расчете, их энергии, а также полное число разыгранных событий и число неупругих взаимодействий в розыгрыше при каждом значении этих величин.

Т а б л и ц а 1

Число неупругих событий для ядер W, Pb и U при разных энергиях и количестве разыгранных событий

Ядро	Энергия (МэВ/А), число разыгранных событий			
	10, 50000	50, 10000	100, 10000	200, 5000
W	17	172	374	502
Pb	16	169	430	535
U	29	179	416	532

Как следует из табл. 1, доля неупругих ядерных взаимодействий при одинаковой энергии по порядку величины одинакова для всех ядер, но меняется с энергией от менее чем 0.01% при 10 МэВ/А, до порядка 10% при 200 МэВ/А. Поскольку вклад канала неупругого ядерного взаимодействия при 10 МэВ/А очень мал, в дальнейшем будем обсуждать его влияние только при больших энергиях.

Результаты моделирования. При неупругих взаимодействиях большинство частиц на выходе после первичного взаимодействия делятся на фрагменты налетающей частицы и фрагменты ядер мишени. В данном случае нас интересуют события, в которых образуется два тяжёлых фрагмента налетающего ядра. Чтобы показать качественную картину неупругого ядерного взаимодействия, на рис. 2 представлены распределения числа N неупругих событий налетающего ядра по массе A и заряду Z при всех значениях заряда и энергии налетающего ядра, использованных в моделировании. Отметим, что образование тяжёлых фрагментов сопровождается появлением и более лёгких частиц (нуклоны, дейтроны, тритоны и альфа), которые не изображены на рис. 2.

Бросается в глаза резкое различие вероятности фрагментации в распределениях разных ядер. Наиболее устойчивым по отношению к фрагментации является ядро вольфрама. Доля фрагментации этого ядра составляет 0.01%. Большая часть неупругих событий у него происходит по каналу подхвата или перезарядки с образованием нового ядра с массой и зарядом вблизи исходного. В то же время для ядра урана доля фрагментации составляет ~96% всех неупругих ядерных взаимодействий. Ядро свинца по отношению к этому показателю занимает промежуточное положение. Если эта за-

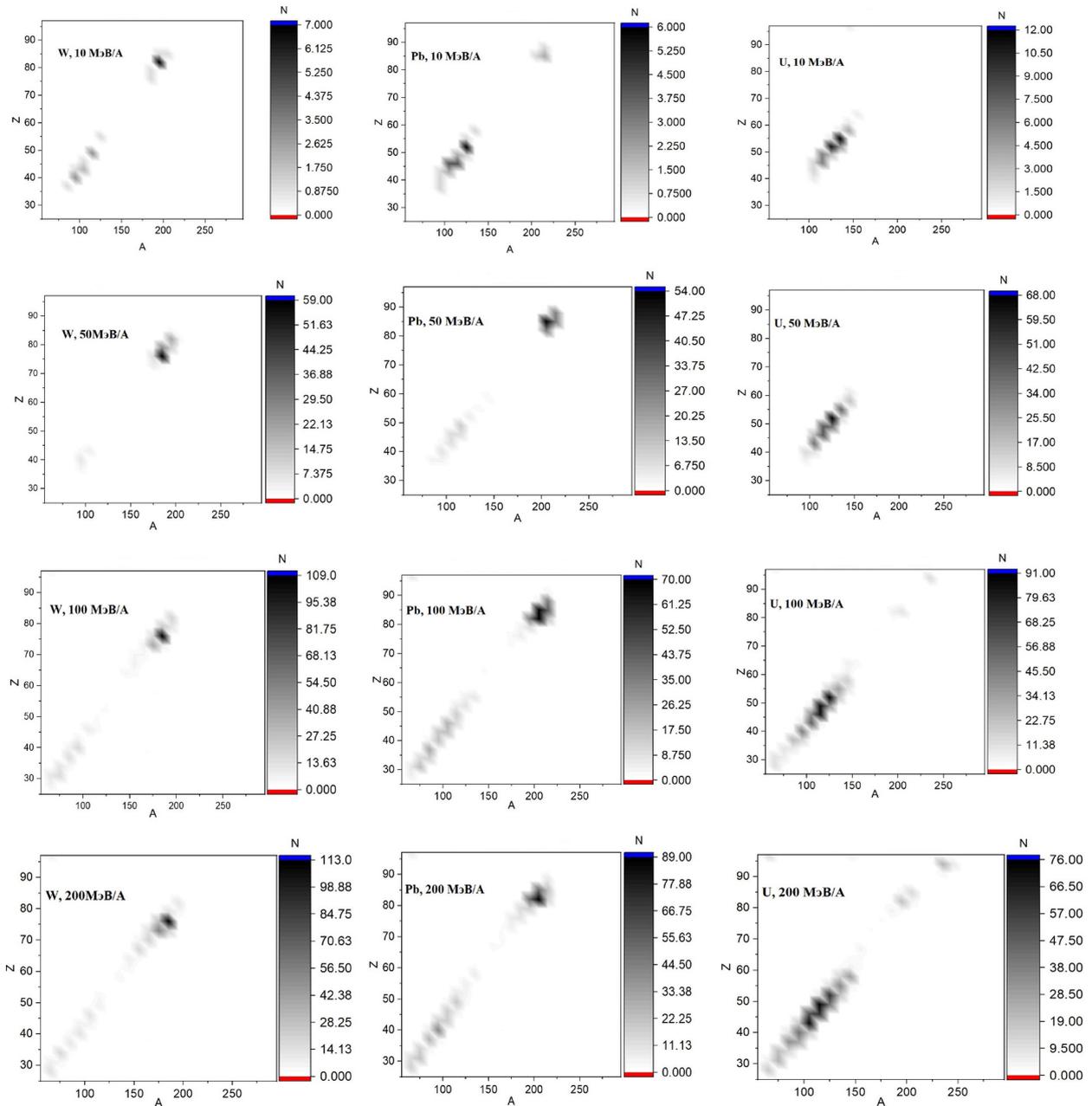


Рис. 2: Распределения числа N событий фрагментации налетающего ядра по массе A и заряду Z при различных значениях зарядов фрагментов и энергии первичного ядра.

висимость от заряда распространяется и на промежуточные значения, то в механизме формирования треков в виде шприца должны участвовать наиболее тяжёлые ядра, в области свинца и выше. В настоящей работе нас интересуют события, в которых появляются два тяжёлых фрагмента, по массе близких к половине массы налетающей части-

цы. Поэтому, в основном, будут обсуждаться характеристики только таких неупругих событий.

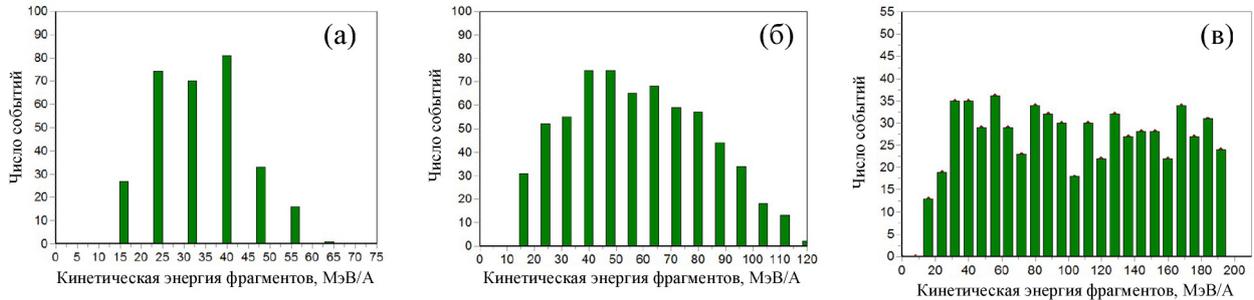


Рис. 3: Распределение фрагментов урана по кинетической энергии: (а) 50 МэВ/А; (б) 100 МэВ/А; (в) 200 МэВ/А.

Рассмотрим сначала кинематические характеристики конечных продуктов взаимодействия. Начнём с распределений фрагментов по кинетической энергии. Как показывают расчёты, такое распределение во многом определяется относительной скоростью сталкивающихся ядер. Поскольку кинетическую энергию в лабораторной системе T мы задаём в МэВ на один нуклон, при одинаковой величине T налетающие ядра будут иметь, примерно, одну и ту же скорость и их характеристики будут близкими. По этой причине здесь мы представим распределения по T только для ядра урана, как наиболее статистически обеспеченные. На рис. 3 показаны распределения фрагментов по кинетической энергии при различных энергиях урана. При таких энергиях пробеги фрагментов составляют от нескольких десятков до нескольких сотен микрон, что по порядку величины сопоставимо с длиной толстой части трека-шприца.

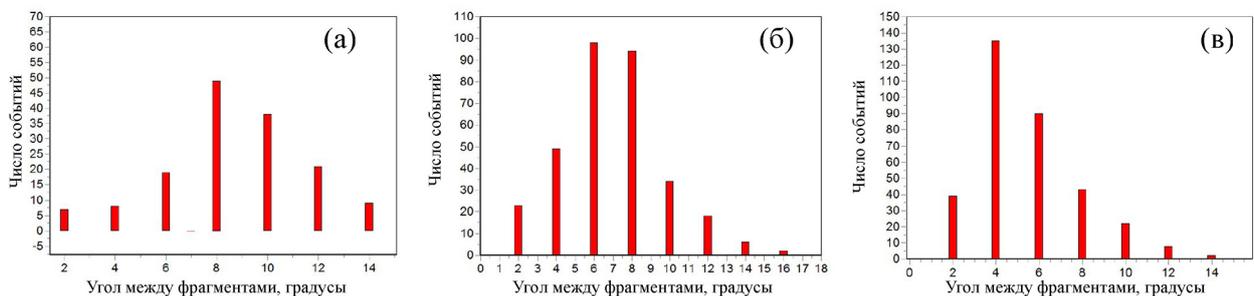


Рис. 4: Распределение по углам разлёта фрагментов U в зависимости от энергии: (а) 50 МэВ/А; (б) 100 МэВ/А; (в) 200 МэВ/А.

При оценке возможности образования разлетающимися фрагментами единого канала травления очень важной характеристикой является угол между ними, поскольку от этого зависит расстояние между разлетающимися ядрами и размер области их совместных повреждений материала. Расчёты показывают, что эта величина в пределах $Z \sim 78 - 92$ не очень сильно зависит от масс сталкивающихся ядер. Поэтому представим результаты расчётов только для урана. На рис. 4 показаны распределения углов разлёта фрагментов урана в зависимости от энергии.

При пробеге ядер ~ 100 мкм и угле между ними 6–8 градусов расстояние между ними будет 10–15 мкм, т. е. того же порядка, что и широкая часть трека-шприца. При 4-х градусах и меньшем пробеге расстояние будет ещё меньше. Таким образом, геометрические характеристики, т. е. ширина и длина единого протравленного канала близки к наблюдаемым на эксперименте.

Особенностью неупругих ядерных взаимодействий является их проявление на очень далёких расстояниях, вплоть до нескольких сантиметров от трека. Это является результатом возникновения довольно энергичных нейтронов, которые появляются в результате снятия возбуждения ядерных уровней у ядер в конечном состоянии. Эти нейтроны, испытывая столкновения с ядрами мишени, блуждают в ней, пока не затормозятся и не будут захвачены одним из ядер мишени.

Обсудим теперь кратко последствия ядерного столкновения для ядер мишени. Наибольшую роль в этом случае играет величина переданного импульса. Его максимальная величина растёт с ростом энергии налетающей частицы. Поэтому при небольших энергиях ($E \sim 10$ МэВ/А) основными процессами являются реакции перезарядки, подхвата и т. п. В результате исходные ядра оливина (O, Mg, Si, Fe) переходят в ядра, близкие к ним по заряду и массе. С ростом энергии растёт величина возможного переданного импульса. Это приводит к росту вероятности фрагментации, а при больших энергиях ($T > 10$ МэВ/А) к появлению событий полного развала ядер. В результате окрестность точки столкновения будет “облучаться” многочисленными фрагментами ядра мишени. Их пробеги доходят до десятков нанометров.

При рассмотрении возможных возражений против рассматриваемой модели следует учитывать, что, во-первых, много фрагментов налетающего иона разлетаются под довольно большими углами. В этом случае такие события после травления должны давать треки в виде “вилок”, которые пока не наблюдались в обработанных нами образцах. Во-вторых, не очевидно, что два близлежащих трека могут дать единый канал

после травления. Этот вопрос необходимо рассмотреть отдельно, используя подходящую модель химического травления, например [5].

Заключение. Таким образом, как показали выполненные в данной работе расчеты, целый ряд характеристик треков, возникающих в процессе фрагментации в неупругих ядерных взаимодействиях ядер галактических космических лучей в оливинах из метеоритов, допускают возможность образования треков-шприцов при определённых условиях. В частности, главная роль здесь отводится тяжелым ядрам с $Z \geq 82$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] А. Б. Александров, В. А. Алексеев, А. В. Багуля и др., Краткие сообщения по физике ФИАН **46**(12), 23 (2019). DOI: 10.3103/S1068335619120042.
- [2] В. А. Алексеев, А. В. Багуля, А. Е. Волков и др., Краткие сообщения по физике ФИАН **44**(11), 41 (2017). DOI: 10.3103/S1068335617110069.
- [3] В. А. Алексеев, А. В. Багуля, А. Е. Волков и др., Краткие сообщения по физике ФИАН **46**(8), 15 (2019). DOI: 10.3103/S1068335619080037.
- [4] Than Naing So, N. G. Polukhina, N. I. Starkov, *Physics of Atomic Nuclei* **83**(9), 1297 (2020). DOI: 10.1134/S1063778820090276.
- [5] R. L. Fleisher, P. B. Price, R. M. Walker, *Nuclear Tracks in Solids* (University of California press, Berkeley-Los Angeles, London, 1975).
- [6] S. Agostinelliae, J. Allisonas, K. Amakoe, et al., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **506**, 250 (2003). DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [7] S. A. Gorbunov, R. A. Rymzhanov, A. E. Volkov, *Sci. Rep.* **9**, 15325 (2019). DOI: 10.1038/s41598-019-51748-y.

Поступила в редакцию 23 октября 2021 г.

После доработки 9 ноября 2021 г.

Принята к публикации 10 ноября 2021 г.