

Т.А. Тухфатуллин^{1,2*} , В.Ф. Грищенко² , Д.В. Исмаилов^{2,3,4} , Г.И. Гордиенко² ,

Ж.Т. Накысбеков^{2,4} , Б.А. Тронин^{4,5} , С. Белуччи⁶ 

¹Алматинский филиал НИЯУ МИФИ, г. Алматы, Казахстан

²ТОО «Институт ионосферы», г. Алматы, Казахстан

³Казахский национальный исследовательский технический университет имени К.И. Сатпаева, г. Алматы, Казахстан

⁴Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан

⁵ТОО Исследовательский центр «KazAlfaTech», г. Алматы, Казахстан

⁶Национальный институт ядерной физики: Фраскати, г. Лацио, Италия

*e-mail: tta@tpu.ru

РАСЧЕТ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В НАНОСТРУКТУРАХ ГРАФЕНА

В настоящее время в Республике Казахстан в рамках стратегических направлений космической отрасли развиваются фундаментальные и прикладные научные космические исследования, а также решаются практические задачи с использованием космических технологий. В данных исследованиях особое внимание уделяется вопросам надежности бортовой аппаратуры в условиях комплексного воздействия факторов космического пространства. При разработке и проектировании таких работ, как стыковка и сборка элементов орбитальных станций, дистанционное управление автоматическими межпланетными станциями и многие другие, используется математическое и компьютерное моделирование, которое является высокоэффективным и относительно низкочастотным методом.

Цель данной работы - исследование зависимости потерь энергии релятивистских ионов космического излучения при прохождении частиц через наноструктуры графена с целью прогнозирования их радиационной стойкости при воздействии частиц космического излучения. В работе выполнено моделирование траекторий и потерь энергии релятивистских ионов при прохождении через кристаллы графита. Получены численные значения критических углов каналирования в кристалле графита. Показано, что потери энергии ионов не зависят от точки влета иона в кристалл и резко возрастают с уменьшением их энергии в диапазоне энергий менее 1000 МэВ/нуклон.

Ключевые слова: космических лучи, ионизационные потери энергии, каналирование.

Т.А. Tukhfatullin^{1,2*}, V.F. Grichshenko², D. Ismailov^{2,3,4}, G.I. Gordienko²,

Zh.T. Nakysbekov^{2,4}, B.A. Tronin^{4,5}, S. Bellucci⁶

¹Almaty Branch of NRNU MEPhI, Almaty, Kazakhstan

²Ionosphere Institute LLP, Almaty, Kazakhstan

³K.I. Satpayev Kazakh National Research Technical University, Almaty, Kazakhstan

⁴Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

⁵LLP Research Center "KazAlfaTech", Almaty, Kazakhstan

⁶National Institute of Nuclear Physics: Frascati, Lazio, Italy

*e-mail: tta@rpu.ru

Ionization energy losses of cosmic rays in graphene nanostructures calculation

Currently, in the Republic of Kazakhstan, within the framework of the strategic directions of the space industry, fundamental and applied scientific space research is being developed, and practical problems are being solved using space technology. In these studies, special attention is paid to the reliability of on-board equipment under the complex influence of outer space factors. In the development and design of such work as docking and assembly of elements of orbital stations, remote control of automatic interplanetary stations and many others, mathematical and computer modeling is used, which is a highly effective and relatively low-cost method.

The purpose of this work is to study the dependence of the energy losses of relativistic ions of cosmic radiation when particles pass through graphene nanostructures in order to predict their radiation resistance when exposed to cosmic radiation particles. The simulation of the trajectories and energy losses of relativistic ions during passing through graphite crystals were performed. Numerical values of the critical channeling angles in a graphite crystal are obtained. It is shown that ion energy losses do not depend on the point of entry of the ion into the crystal and increase sharply with decreasing energy in the energy range less than 1000 MeV/nucleon.

Key words: cosmic rays, ionization energy losses, channeling.

Т.А. Тухфатуллин^{1,2*}, В.Ф. Грищенко², Д.В. Исмаилов^{2,3,4}, Г.И. Гордиенко²,
Ж.Т. Накысбеков^{2,4}, Б.А. Тронин^{4,5}, С. Белуччи⁶

¹Ұлттық ядролық зерттеу университеті МИФИ Алматы қаласындағы филиалы, Алматы қ., Қазақстан

²«Ионосфера институты» ЖШС, Алматы қ., Қазақстан

³Қ.И. Сатпаев атындағы Қазақ ұлттық техникалық зерттеу университеті, Алматы қ., Қазақстан

⁴әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан

⁵«KazAlfaTech» зерттеу орталығы ЖШС, Алматы қ., Қазақстан

⁶Ұлттық ядролық физика институты: Фраскати, Лацио қ., Италия

*e-mail: tta@tpu.ru

Графен наноқұрылымдарындағы ғарыштық сәулелердің иондалу энергиясының шығындарын есептеу

Қазіргі уақытта Қазақстан Республикасында ғарыш саласының стратегиялық бағыттары мен бағдарларының шеңберінде іргелі және қолданбалы ғылыми ғарыштық зерттеулер дамып бара жатыр, сонымен қатар ғарыштық технологияларды пайдалана отырып практикалық мәселелер де шешіліп жатыр. Бұл зерттеулерде ғарыш кеңістігі факторларының кешенді әсері жағдайында борттық аппаратураның сенімділік мәселелеріне ерекше назар аударылып жатыр. Қазіргі уақытта орбиталдық станция элементтерін қондыру және құрастыру, ғаламшарлық автоматты станцияларды қашықтан басқару және сол сияқты жұмыстарды әзірлеу және жобалау кезінде математикалық және компьютерлік модельдеу қолданылып жатыр, бұл жоғары тиімділікті көрсетеді және салыстырмалы түрде арзан әдіс болып табылады.

Бұл жұмыстың мақсаты - ғарыштық сәулеленуге графен наноқұрылымдарының төзімділігін болжау мақсатында олардан ғарыштық релятивистік бөлшектер өткен кездегі энергия шығындарының тәуелділігін зерттеу. Бұл жұмыста графит кристалдарынан релятивистік иондардың өту кезінде олардың траекториялары мен энергия шығынын модельдеу орындалды. Графит кристалындағы критикалық арналу бұрыштарының сандық мәндері алынды. Ионның энергия шығыны ионның кристалға ену нүктесіне тәуелді емес екендігі және ионның энергиясы 1000 МэВ/нуклоннан аз диапазонында энергия шығыны күрт өсетіні көрсетілді.

Түйін сөздер: ғарыштық сәулелер, иондаушы энергия шығыны, арналу.

Введение

В настоящее время в Казахстане в рамках стратегических направлений отечественной космической отрасли развиваются фундаментальные и прикладные научные космические исследования, а также решаются практические задачи с использованием космических технологий. Выполнен запуск телекоммуникационных спутников «KazSat-2,-3», спутников дистанционного зондирования Земли «KazEOSat-1,-2»; разрабатываются новые космические системы. Поэтому особое внимание уделяется

вопросам надежности бортовой аппаратуры в условиях комплексного воздействия факторов космического пространства (ФКП).

Мировая практика эксплуатации космических аппаратов (КА) различного назначения показала, что в результате воздействия ионизирующего излучения и других факторов космического пространства в системах космической техники происходят нештатные ситуации, которые приводят к их преждевременной деградации, в том числе и прекращению функционирования КА. Так, накоплен значительный статистический материал

по отказам спутников серии «SPOT» [1] других КА. Отмечается корреляция между интенсивностью отказов и изменением радиационной обстановки в околоземном космическом пространстве (КП) [2].

Оценка радиационной обстановки космического пространства

Радиационная обстановка космического пространства характеризуется воздействием в КП солнечных космических лучей (СКЛ), галактических космических лучей (ГКЛ), аномальных КЛ (АКЛ) и частиц радиационных поясов (РПЗ). В работе [3] представлены энергетические спектры потоков частиц ГКЛ для геостационарной орбиты и орбиты МКС в годы минимума и максимума солнечной активности.

Следует отметить, что СКЛ и ГКЛ имеют постоянный зарядовый состав и энергетический спектр. Приведем основные данные по энергетическому и массовому спектрам КЛ.

Солнечные космические лучи. Основными компонентами СКЛ являются протоны и электроны. Кроме них в солнечном спектре присутствуют тяжелые ядра (групп С, N, O, Fe) с энергиями от 10 до 100 МэВ/нуклон, интенсивность которых составляет $(10^{-4} \div 10^{-6}) \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ стер}^{-1} \text{ МэВ}^{-1}$ и средняя энергия не превышает 10^9 эВ.

В СКЛ содержание легких ядер с зарядом $Z \sim 2 \div 5$ на несколько порядков превышает концентрацию других КЛ. В экспериментах, проведенных во время спокойного Солнца, зарегистрированы большие потоки ионов С, N, O и Ne с энергиями $E = 1 \div 28$ МэВ/нуклон. Группа ядер железа ($Z=26 \div 28$) по интенсивности несколько меньше ядер С, N, O, но охватывает больший энергетический диапазон.

Расчеты, выполненные авторами работы, показали, что потоки электронов зависят от уровня солнечной активности. Так, на орбите МКС для электронов с $E = 0,1$ МэВ в годы максимума солнечной активности поток составляет $10^5 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ МэВ}^{-1}$. В то время как на ГСО он составляет $8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ МэВ}^{-1}$. Для протонов, соответственно, $8 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ МэВ}^{-1}$ и $9 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ МэВ}^{-1}$. Значения этих величин для ВЭО приближаются к данным на ГСО.

Энергетический интервал протонов простирается от 10 до 200 МэВ на высотах больше 1000 км. Но максимум интенсивности попадает на протоны с энергией 30 МэВ на высоте 500 км и составляет $\Phi = 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, а на высоте 350 км $\Phi = 10^4 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ [3, 4].

Галактические космические лучи. В зарядовом составе первичных ГКЛ значительно выделяются по интенсивности группы ядер С, N, O и Fe, Ni. Зарядовый состав тяжелых ядер КЛ охватывает большую часть известных элементов, а энергетический спектр простирается от 0,1 МэВ/нуклон до более чем 1 ГэВ/нуклон. Общепринято, что энергетический спектр ГКЛ заканчивается в области энергий $10^{17} \div 10^{18}$ эВ.

Энергетический интервал протонов простирается от 10 до 200 МэВ на высотах больше 1000 км. Но максимум интенсивности на высоте 500 км попадает на протоны с энергией 30 МэВ и составляет $\Phi = 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, а на высоте 350 км $\Phi = 10^4 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

На этапе выведения на орбиту материалы и конструкции всех КА подвергаются воздействию частиц *радиационных поясов Земли* (РПЗ), в том числе электронами, протонами и более тяжелыми ионами, которые возникают во время солнечных вспышек и захватываются геомагнитным полем. РПЗ разделяются на внутренний, центр которого в экваториальной плоскости находится на высоте около 3 000 км, и внешний с центром на высоте 15-20 тыс. км. Энергетический интервал электронов в РПЗ составляет от 0.3 МэВ до 100 МэВ. Максимальная интенсивность приходится на электроны с энергией 250 КэВ и составляет $\Phi = 10^7 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Поток электронов с энергией 3.0 МэВ достигает значений $\sim 10^5 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. В таблице 1 представлена радиационная компонента факторов космического пространства.

Таблица 1 – Радиационная обстановка в околоземном космическом пространстве

Вид корпускулярного излучения	Состав излучения	Энергия частиц, МэВ	Плотность потока, $\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
ГКЛ	протоны	$10^2 - 10^{15}$	$1,5 \cdot 10^4$
	ядра гелия	(для всех групп ядер)	$1,0 \cdot 10^3$
	более тяжелые ядра		$1,2 \cdot 10^1$
СКЛ	протоны	$1 - 10^4$	$10^7 - 10^8$
РПЗ	протоны	1-30	$3 \cdot 10^{11}$
		>30	$2 \cdot 10^8$
	электроны	0,1-1,0	$1 \cdot 10^{12}$
		>1,0	$1 \cdot 10^{10}$
Горячая Магнитосферная плазма	протоны, электроны	$10^{-3} - 10^{-1}$	$10^{11} - 10^{14}$

Следует отметить, что имеющиеся прогнозируемые значения отказов и вероятностные распределения потоков КЛ на различных орбитах КА значительно расходятся между собой [5]. Также необходимо отметить, что в наземных моделирующих условиях невозможно создать испытательные стенды, которые бы имитировали комплексное воздействие всех факторов космического пространства (ФКП). Поэтому прогнозирование надежности космических систем, основываясь только на наземных данных, может привести к значительным ошибкам в системе управления и работе бортовых вычислительных комплексов при эксплуатации в реальных условиях.

В настоящее время при разработке и проектировании таких работ, как стыковка и сборка элементов орбитальных станций, дистанционное управление автоматическими межпланетными станциями и многие другие, когда принятие решений требует предварительного “проигрывания” нескольких вариантов развития событий и их последствий используется математическое и компьютерное моделирование, являющееся высокоэффективным и относительно низкокзатратным методом. Известно, что при прохождении релятивистских заряженных частиц через монокристалл может происходить ряд явлений, отражающих периодическое расположение атомов в кристалле. Если частицы входят в кристалл почти параллельно кристаллографическим осям или плоскостям, они захватываются соответствующим потенциалом, совершая колебательное движение в поперечном к плоскости или оси направлении. Этот процесс называется каналированием. Для моделирования процессов, связанных с каналированием, был разработан компьютерный код – “Basic Channeling with Mathematica” ВСМ-2.0 [6]. Данный компьютерный код позволяет рассчитывать траектории легких (электронов и позитронов) [7, 8], тяжелых (ионов) релятивистских заряженных частиц в кристаллах [9, 10], а также излучение, возникающее при каналировании [11, 12]. Компьютерный код учитывает процессы многократного рассеяния и торможения частиц в кристалле [13]. Результаты, полученные с помощью данного кода, хорошо согласуются с экспериментами по взаимодействию релятивистских частиц с кристаллами [13-16].

Целью данной работы является исследование зависимости потерь энергии релятивистских ионов космического излучения при прохождении частиц через наноструктуры графена, который широко используется в конструкциях

космических аппаратов для прогнозирования их радиационной стойкости.

Моделирование траекторий ионов при рассеянии в кристалле графита

Для расчета траекторий движения частиц в кристаллах можно с хорошей точностью заменить потенциал взаимодействия частицы с кристаллом усредненным потенциалом кристаллической плоскости $V(z)$.

$$V(z) = \sum_i \frac{1}{S} \int_S V(\mathbf{r}) dx dy, \quad (1)$$

где $V(\mathbf{r})$ – потенциал отдельного атома, S – площадь, приходящаяся на один атом плоскости. Суммирование ведется по всем плоскостям перпендикулярным направлению Z .

Для расчета потенциала атома используется атомный фактор рассеяния электронов, который связан с потенциалом атома следующим соотношением [18]:

$$f_e(s) = \frac{2m_0}{\hbar^2} \int_0^\infty V(\mathbf{r}) r^2 \frac{\sin 4\pi sr}{4\pi sr} dr, \quad (2)$$

где m_0 – масса электрона, $s = \sin \theta_r / \lambda$, θ_r – угол рассеяния электрона с длиной волны λ . Для получения значений $f_e(s)$ использовалась подгонка по методу наименьших квадратов к табличным значениям из [19] по шести Гауссианам [20]:

$$f_e(s) = \sum_{i=1}^6 a_i \exp(-b_i s^2). \quad (3)$$

Для модельных расчетов был выбран кристалл графита, имеющий структуру сходную с графеном. Результаты расчета потенциала кристаллических плоскостей кристалла графита представлены на рис. 1. (a – для отрицательно заряженных частиц, b – для положительно заряженных частиц). Глубина потенциальной ямы составляет $U_0 = 19,97$ эВ, а период изменения потенциала равен межплоскостному расстоянию в кристалле графита $d_p = 2,13 \text{ \AA}$. Следует отметить, что для положительно заряженных частиц потенциал близок к параболическому, поэтому период колебаний для любой точки влета частицы в кристалл будет постоянным.

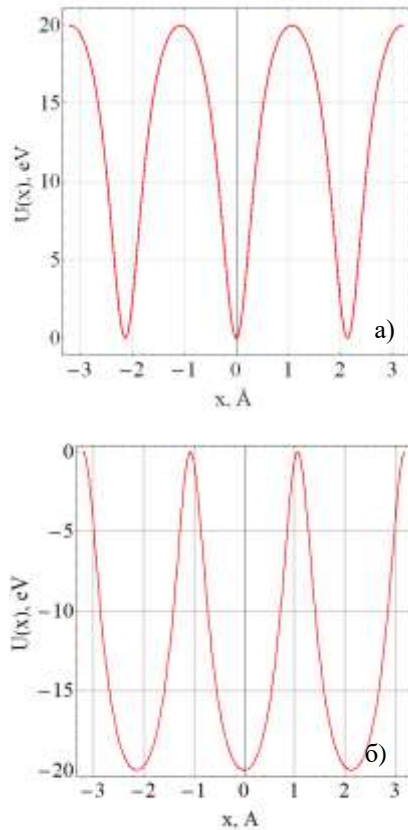


Рисунок 1 – Потенциал кристаллических плоскостей кристалла графита

В приближении каналирования уравнения движения релятивистских ионов в периодическом потенциале кристаллической решетки $U(x)$ имеют следующий вид

$$\begin{aligned} \gamma M \ddot{x} &= F_x = -Z_e \frac{\partial^2 U(x)}{\partial x^2}, \\ \gamma M \ddot{z} &= 0 \end{aligned} \quad (4)$$

здесь M – масса иона, Z_e – зарядовое число иона, γ – Лоренц фактор, F_x – сила, действующая на ион в периодическом поле кристалла. Пусть ось OZ параллельна плоскостям каналирования, а вектор скорости иона при влете в кристалл лежит в плоскости XOZ . В этом случае ион движется с постоянной скоростью $v_z = \text{const}$ вдоль плоскостей каналирования (параллельно оси OZ) и колеблется в направлении оси OX . Начальными условиями для системы уравнений (4) являются точка влета в кристалл $x(t=0) = x_0$ и начальная скорость $v_x(t=0) = v \sin \theta$ (θ – угол влета, то есть угол между вектором начальной скорости и осью OZ).

Численное решение уравнений движения (4) было выполнено с использованием компьютерного кода ВСМ–2.0 [6], разработанного авторами. Начальные точки влета равномерно распределялись в пределах одного периода

изменения потенциала $U(x)$. Если угол падения иона на кристалл меньше критического угла каналирования θ_c , то ион совершает периодическое (финитное) движение между плоскостями каналирования. Критический угол каналирования ионов определяется следующей формулой:

$$\theta_c = \sqrt{\frac{2ZU_0}{\beta^2 E}}, \quad (5)$$

где U_0 – глубина потенциальной ямы, $E = \gamma M c^2$ – полная энергия иона, $\beta = \frac{v}{c}$ (c – скорость света). Значения критического угла каналирования для различных ионов и кинетических энергий T приведены в таблице 2.

Таблица 2 – Критический угол каналирования релятивистских ионов в кристалле графита

Ион	T = 10 МэВ/нуклон θ_c , мрад	T = 100 МэВ/нуклон θ_c , мрад	T = 1000 МэВ/нуклон θ_c , мрад
^1H	0.0811	0.0262	0.0094
^7Li	0.1403	0.0445	0.0145
^{12}C	0.1983	0.0628	0.0202
^{14}N	0.2143	0.0679	0.0218
^{16}O	0.2291	0.0725	0.0232
^{56}Fe	0.4129	0.1306	0.0414

Ионизационные потери энергии релятивистских ионов при прохождении через кристаллы рассчитывались с использованием программного пакета АТМА, разработанного в GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, Germany) [21]. Данный пакет позволяет рассчитать потери энергии иона на единицу длины пробега в зависимости от энергии иона. В пакете учитываются поправки Линдхарда – Соренсена [22] к известной формуле Бете-Блоха (см., например, [23]). При проведении численных расчетов кристалл делился на несколько частей. После прохождения каждой i -ой части кинетическая энергия T_i иона уменьшалась на величину ионизационных потерь на предыдущем шаге ΔT_i , вычисленную при помощи пакета АТМА. После этого вычислялись Лоренц-фактор и скорость иона при влете в следующую часть кристалла

$$T_{i+1} = T_i - \Delta T_i,$$

$$\gamma_{i+1} = 1 + T_{i+1} / M c^2, \quad (6)$$

$$\beta_{i+1} = \sqrt{1 - 1 / \gamma_{i+1}^2}$$

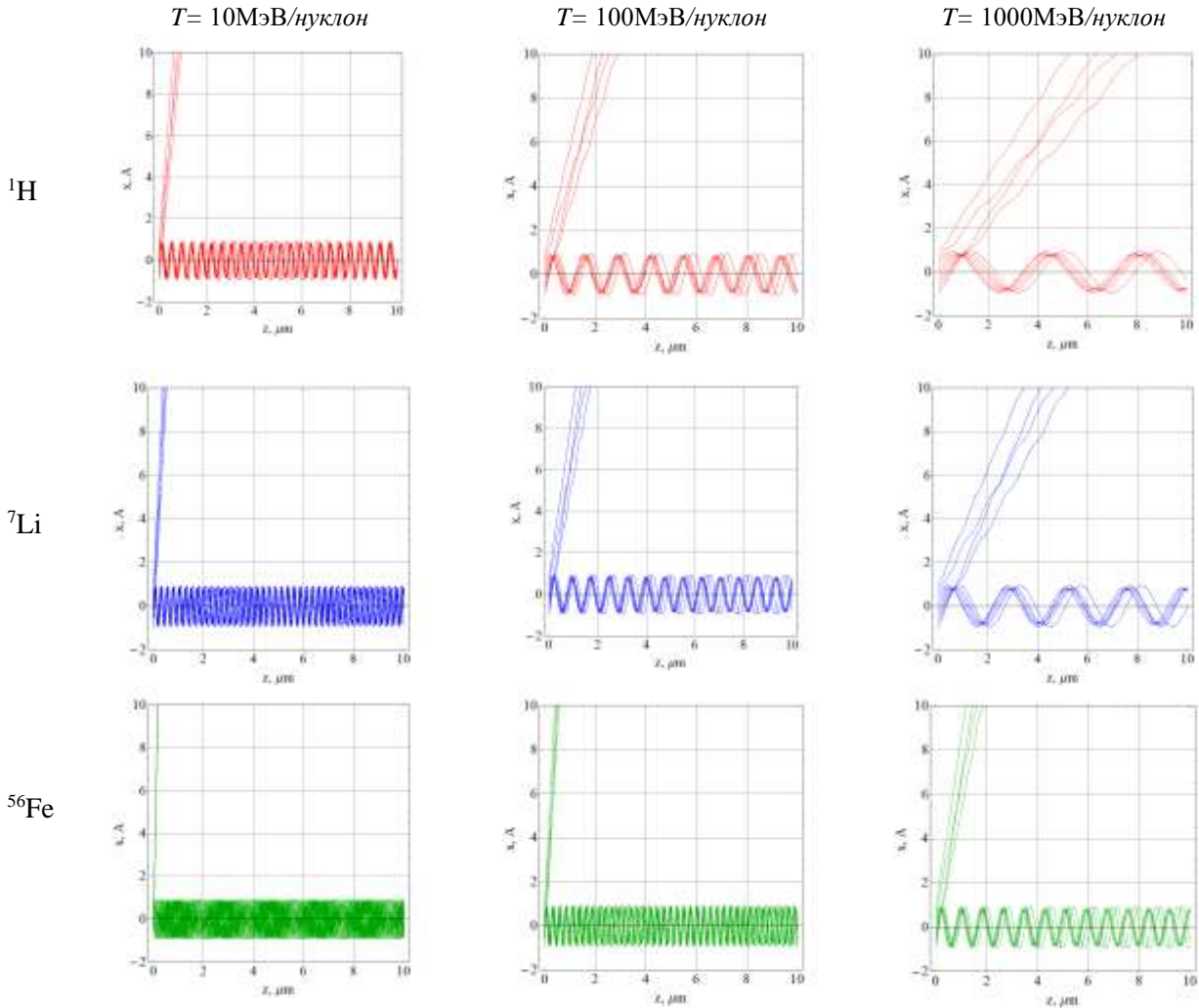


Рисунок 2 – Типичные траектории релятивистских ионов при каналировании в кристалле графита. Угол влета ионов кристалл равен $0,8 \theta_c$

Результаты моделирования траекторий и потерь энергии ионов при рассеянии в кристалле графита. Обсуждение

Для расчетов были выбраны легкие ионы ^1H , ^7Li , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , а также тяжелые ионы ^{56}Fe , составляющие большую часть космического излучения. Кинетическая энергия ионов выбиралась в интервале от 1 МэВ до 0,1 ГэВ на нуклон. Толщины кристаллов варьировались от 5 до 20 мкм.

Типичные траектории релятивистских ионов при каналировании в кристалле графита показаны на рисунке 2. Угол падения всех ионов на кристалл был равен $0,8 \theta_c$. Если энергия поперечного движения иона меньше, чем глубина потенциальной ямы U_0 , то ион совершает колебательное движение между плоскостями кристалла. Также на графиках видно, что с увеличением кинетической энергии иона

уменьшается число колебаний ионов, совершаемых в поперечном направлении.

Результаты расчета потерь энергии релятивистских ионов ^1H , ^7Li , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{56}Fe представлены на рисунке 3. Угол влета также равен углу $0,8 \theta_c$ для соответствующей кинетической энергии ионов.

Начало графиков ограничено равенством потерь энергии ионов при пролете через кристалл и начальной кинетической энергии ионов. Расчеты показывают, что потери энергии иона не зависят от точки влета иона в кристалл, что объясняется тем, что длина пути слабо зависит от координаты x_0 точки влета иона. Потери энергии ионов резко возрастают с уменьшением энергии в диапазоне энергий менее 1000 МэВ. Также потери энергии увеличиваются с ростом зарядового числа ионов. При увеличении толщины кристалла потери энергии также увеличиваются (см. рис. 3б), так как в этом случае растет длина пробега иона в кристалле.

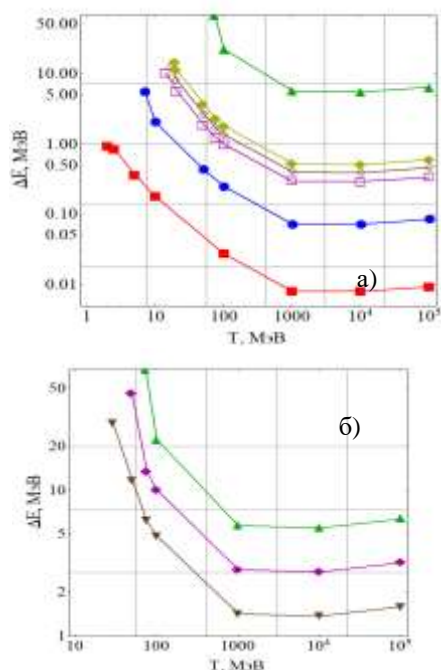


Рисунок 3 – Зависимость потерь энергии релятивистских ионов в кристалле графита от энергии ионов. (а) толщина кристалл $L = 20$ мкм, \blacksquare – ^1H , \bullet – ^7Li , \square – ^{12}C , \diamond – ^{14}N , \blacklozenge – ^{16}O , \blacktriangle – ^{56}Fe ; (б) ионы ^{56}Fe , \blacktriangledown – $L = 5$ мкм, \blacklozenge – $L = 10$ мкм, \blacktriangle – $L = 20$ мкм

Заключение

Таким образом, в работе выполнено моделирование траекторий и потерь энергии релятивистских ионов при прохождении через кристалл графита. Получены численные значения критических углов каналирования в графите. Показано, что потери энергии иона не зависят от точки влета иона в кристалл и резко возрастают с уменьшением энергии в диапазоне энергий менее 1000 МэВ/нуклон.

Благодарности

Данное исследование финансировалось Комитетом науки Министерства науки и высшего образования Республики Казахстан (грант № BR21882375 «Создание и модернизация изделий космической техники повышенной надежности наземного и космического сегментов и исследование ионосферы»).

Литература

- 1 Белов А.В., Виллорези Дж., Дорман Л.И. Влияние космической среды на функционирование искусственных спутников Земли// Геомагнетизм и аэронавигация. – 2004. – Т. 44. – № 4. – С. 502.
- 2 Грищенко В.Ф. Изучение причин и механизма отказов модулей памяти на пилотируемых комплексах// Состояние и перспективы научной и инновационной деятельности в космической сфере Республики Казахстан: Материалы научно-практической конференции, Алматы, 2005. – С. 380.
- 3 Кузнецов Н.В., Панасюк М.И. Космическая радиация и прогнозирование сбое- и отказоустойчивости интегральных микросхем в бортовой аппаратуре космических аппаратов// Вопросы атомной науки и техники, сер. Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. – 2001. – №. 1-2. – С. 3.
- 4 Кузнецов Н.В., Панасюк М.И., Подзолко М. В. Сравнение измеренных и прогнозируемых значений поглощенных доз при воздействии Галактических космических лучей// Космические исследования. – 2019. – Т. 57. – № 1. – С. 57.
- 5 Доценко О.В., Дмитренко В.Я., Тарасов В.Б., Шовкопляс Ю.А. Метод расчета интенсивности одиночных событий с учетом реальной защищенности ИС в местах их размещения внутри космического аппарата// Космічна наука і технологія. – 2007. – Т.13. – № 3. – С. 19.
- 6 Abdrashitov S.V. et al. BCM-2.0 – The new version of computer code “Basic Channeling with Mathematica©”// Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2017. – Vol. 402. – P. 106.
- 7 Takabayashi Y. et al. Channeling of Relativistic Electrons in Half-Wave Silicon Crystal and Corresponding Radiation// J. Phys. Conf. Ser. – 2015. – Vol. 635. – Art. No 062007.
- 8 Pivovarov Y. L., Tukhfatullin T. A. Flux dynamics and angular distributions of relativistic electrons and positrons passing through a half-wave crystals// J. Phys. Conf. Ser. – 2014 –Vol. 517. – Art. No 012028.
- 9 Bogdanov O.V. et al. Half-wave-crystal channeling of relativistic heavy ions at super-FRS GSI/FAIR// Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2021. – Vol. 486. – P. 22.
- 10 Bogdanov O.V., Tukhfatullin T.A. Half-wavelength-crystal channeling of relativistic ions and its possible application for a beam deflection// Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. – 2024. – Vol. 1061. – Art. No 169122.
- 11 Korotchenko K. B. et al. Angular distributions of DCR from axially channeled electrons in 110 LiF crystal// J. Phys. Conf. Ser. – 2010. – Vol. 236. – Art. No 012016.
- 12 Korotchenko K.B., Pivovarov Yu.L., Takabayashi Y., Dabagov S.B. Cherenkov-Channeling radiation from sub-GeV relativistic electrons// Phys. Lett. B. – 2019. – Vol. 795. P. 592.

- 13 Fiks E.I. et al. Slowing-down of relativistic heavy ions and its influence on angular distributions of Vavilov–Cherenkov radiation// Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2013. – Vol. 314. P. 51.
- 14 Takabayashi Y., Bagrov V.G., Pivovarov Y.P., Bogdanov O.V., Tukhfatullin T.A. Angular distributions of relativistic electrons under channeling in half-wavelength crystal and corresponding radiation// Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2015. – Vol. 355. – P. 188.
- 15 Takabayashi Y. et. al. Channeling and parametric X-ray studies at the SAGA Light Source// Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2013. – Vol. 315. – P. 105.
- 16 Takabayashi Y., Pivovarov Yu.L., Tukhfatullin T.A. Observation of sub-GeV electrons mirrored by ultrathin crystalline Si// Phys. Lett. B. – 2015. – Vol. 751. – P. 453.
- 17 Dalkarov O. D. et. al. Orientation effect in the neutron yield in deuterated Pd target bombarded by deuterium ion beam// Phys. Rev. Accel. and beams. – 2019. – Vol. 22. – Art. No 034201.
- 18 Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. – Москва: Наука, 1978. – 780 с.
- 19 Вайнштейн Б. К. Структурная электронография. Москва: Академии наук СССР, 1956. – 342 с.
- 20 Doyle P.A., Turner P.S. Relativistic Hartree–Fock X-ray and electron scattering factors// Acta Crystall. A. – 1968. – Vol. 24. – P. 390.
- 21 <http://www-linux.gsi.de/~weick/atima>
- 22 Lindhard J., Sorensen A.H. Relativistic theory of stopping for heavy ions// Phys. Rev. A. – 1996. – Vol. 53. – P. 2443.
- 23 Bichsel H., Groom D.E., Klein S.R. Passage of particles through matter// Rev. of Part. Phys., Phys. Lett. B. – 2008. – Vol. 667. – P. 267.

References

- 1 A.V. Belov, D. Villorezy, L.I. Dorman, Geomagnetism and Aeronomy 4, 502 (2004). (In Russ.)
- 2 V.F. Grishchenko, The state and prospects of scientific and innovative activities in the space sphere of the Republic of Kazakhstan: Proc. of the sci. and pract. conf., (Almaty, 2005) p. 380. (In Russ.)
- 3 N.V. Kuznetsov, M.I. Panasuk, Issues of atomic science and technology, Physics of radiation effects on electronic equipment, 1-2, 3 (2001). (In Russ.)
- 4 N.V. Kuznetsov, M.I. Panasuk, M.V. Podzolko, Space exploration, 1, 57 (2019). (In Russ.)
- 5 O.V. Dotsenko, V.Ya. Dmitrienko, V.B. Tarasov, Yu.A. Shovkoplyas, Space science and technology 3. 19 (2007). (In Russ.)
- 6 S.V. Abdrashitov et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 402, 106 (2017).
- 7 Y. Takabayashi et al., J. Phys. Conf. Ser. 635, 062007 (2015).
- 8 Y.L. Pivovarov, T.A. Tukhfatullin, J. Phys. Conf. Ser. 517, 012028 (2014).
- 9 O.V. Bogdanov et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 486., 22 (2021).
- 10 O.V. Bogdanov, T.A. Tukhfatullin, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 1061, 169122 (2024).
- 11 K. B. Korotchenko et al., J. Phys. Conf. Ser. 236, No 012016 (2010).
- 12 K.B. Korotchenko, Yu.L. Pivovarov, Y. Takabayashi, S.B. Dabagov, Phys. Lett. B 795, 592 (2019).
- 13 E.I. Fiks et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 314, 51 (2013).
- 14 Y. Takabayashi, V.G. Bagrov, Y.P. Pivovarov, O.V. Bogdanov, T.A. Tukhfatullin, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 355, 188 (2015).
- 15 Y. Takabayashi et. al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 315, 105 (2013).
- 16 Y. Takabayashi, Yu.L. Pivovarov, T.A. Tukhfatullin, Phys. Lett. B 751, 453 (2015).
- 17 O. D. Dalkarov et. al., Phys. Rev. Accel. and beams 22, 034201 (2019).
- 18 Ch. Kittel, Introduction to Solid State Physics, (John Wiley & Sons, Inc., 2005), 700 p.
- 19 B. K. Weinstein, Structural electron diffraction, (Moscow: USSR Academy of Sciences, 1956, 342 p. (In Russ.)
- 20 P.A. Doyle, P.S. Turner, Acta Crystall. A 24, 390 (1968).
- 21 <http://www-linux.gsi.de/~weick/atima>
- 22 J. Lindhard, A.H. Sorensen, Phys. Rev. A 53, 2443 (1996).
- 23 H. Bichsel, D.E. Groom, S.R. Klein, Rev. of Part. Phys., Phys. Lett. B 667, 267 (2008).

История статьи:

Поступила – 07.06.2024
Принята – 18.08.2024

Article history:

Received 7 June 2024
Accepted 18 August 2024

Авторлар туралы мәлімет:

1. **Тимур Тухфатуллин** (автор корреспондент) – канд. физ.-мат. наук., доцент, Алматинский филиал НИЯУ МИФИ г. Алматы, Казахстан, email: tta@tpu.ru.

2. **Валентина Грищенко** – канд. физ.-мат. наук., доцент, ТОО «Институт ионосферы» г. Алматы, Казахстан, email: labreab@mail.ru

3. **Данияр Исмаилов** – PhD, ТОО «Институт ионосферы», Казахский национальный исследовательский технический университет имени К.И. Сатпаева, Казахский национальный университет им. аль-Фараби г. Алматы, а Казахстан, email: ismailov_daniyar_v@bk.ru.

4. **Галина Гордиенко** – канд. физ.-мат. наук., доцент, ТОО «Институт ионосферы» г. Алматы, Казахстан, email: ggordiyenko@mail.ru

5. **Жасулан Накысбеков** – PhD, ТОО «Институт ионосферы», Казахский национальный университет им. аль-Фараби г. Алматы, Казахстан, email: Zhassulan.Nakysbekov@gmail.com

6. **Борис Тронин** – Казахский национальный университет им. аль-Фараби, ТОО Исследовательский центр «KazAlfaTech» г. Алматы, Казахстан, email: troninboris@mail.ru

7. **Стефано Беллуччи** – PhD, профессор, Национальный институт ядерной физики г. Фраскати, Италия, email: stefano.bellucci@lnf.infn.it

Information about authors:

1. **Timur Tukhfatullin** (corresponding author) – PhD (candidate of sciences), Almaty Branch of NRNU MEPHI (Almaty, Kazakhstan, email: tta@tpu.ru

2. **Valentina Grichshenko** – PhD (candidate of sciences), Ionosphere Institute LLP Almaty, Kazakhstan, email: labreab@mail.ru

3. **Daniyar Ismailov** – PhD, Ionosphere Institute LLP, Al-Farabi Kazakh National University, Satpayev University Almaty, Kazakhstan email: ismailov_daniyar_v@bk.ru

4. **Galina Gordienko**, PhD, Ionosphere Institute LLP Almaty, Kazakhstan, email: ggordiyenko@mail.ru

5. **Zhassulan Nakysbekov** – PhD, Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan, email: Zhassulan.Nakysbekov@gmail.com

6. **Boris Tronin** – Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan, email: troninboris@mail.ru

7. **Stefano Bellucci** – PhD, Laboratori Nazionali di Frascati Frascati, Italy, email: stefano.bellucci@lnf.infn.it