

<u>ИПМ им.М.В.Келдыша РАН</u> • <u>Электронная библиотека</u> <u>Препринты ИПМ</u> • <u>Препринт № 138 за 2017 г.</u>



ISSN 2071-2898 (Print) ISSN 2071-2901 (Online)

Егорова В.А., Жуковский М.Е., Подоляко С.В., Тараканов И.А.

Математическая модель взаимодействия протонов с веществом

Рекомендуемая форма библиографической ссылки: Математическая модель взаимодействия протонов с веществом / В.А.Егорова [и др.] // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2017. № 138. 24 с. doi:<u>10.20948/prepr-2017-138</u> URL: <u>http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2017-138</u>

Ордена Ленина ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ имени М.В.Келдыша Российской академии наук

В.А. Егорова, М.Е. Жуковский, С.В. Подоляко, И.А. Тараканов

Математическая модель взаимодействия протонов с веществом

Москва — 2017

Егорова В.А., Жуковский М.Е., Подоляко С.В., Тараканов И.А. Математическая модель взаимодействия протонов с веществом

Разработана модель взаимодействия протонов с веществом. Рассмотрены процессы торможения протонов электронной подсистемой атома, упругое и неупругое рассеяние протонов на атомах среды, ядерные реакции. Определены основные закономерности ионизационных энергетических потерь тяжелых заряженных частиц, а также потерь энергии протоном при упругом рассеянии. Проведен сравнительный анализ выхода различных продуктов ядерных реакций при столкновении протона с ядром атома. Модель предназначена для расчета радиационных, тепловых и электромагнитных полей при прохождении пучка протонов через вещество.

Ключевые слова: протон, ионизационное торможение, упругие и неупругие столкновения, ядерные реакции

Varvara Alekseevna Egorova, Mikhail Evgenievich Zhukovskiy, Sergey Victorovich Podolyako, Ilya Alekseevich Tarakanov

Mathematical model of the interaction between protons and matter

The model of the interaction between protons and matter is developed. The processes of the proton slowdown by the electron subsystem of an atom, the elastic and inelastic scattering and the nuclear reactions are considered. The basic features of the ionization scattering energy losses and elastic ones are revealed. The comparative analysis of the yields of different nuclear reactions due to protonatom collision are carried out. The model is intended for computing the radiative, heat and electromagnetic fields in the object being under proton radiation.

Key words: proton, ionization slowdown, elastic and inelastic collisions, nuclear reactions.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №17-01-00301.

Оглавление

Оглавление	
Введение	
1 Взаимодействие протонов с веществом	4
2 Торможение протонов электронной подсистемой атома	5
3 Упругое рассеяние протонов	
4 Неупругое рассеяние протонов. Ядерные реакции	
Заключение	
Библиографический список	
1 1	

Введение

Исследование взаимодействия протонов и других тяжелых заряженных частиц с веществом является актуальной задачей в ряде областей науки и техники. В особенности это касается защиты искусственных спутников от потоков ионизирующего излучения космического происхождения.

Воздействие космической радиации на материалы, элементы оборудования и электронную аппаратуру космических аппаратов (КА) является одной из главных причин деградации их функциональных свойств. В результате влияния радиационных эффектов снижается надежность и сокращаются сроки функционирования бортовых систем [1,2]. КА подвергаются воздействию потоков заряженных частиц трех основных радиационных полей: радиационных поясов Земли (РПЗ) (протоны и электроны, захваченные геомагнитным полем), солнечных космических лучей (СКЛ) (протоны и ионы, возникающие во время солнечных вспышек) и галактических космических лучей (ГКЛ) (протоны и ядра).

К основным радиационным эффектам относятся дозовые и одиночные эффекты. Дозовый эффект приводит к постепенной деградации свойств отдельных элементов оборудования и, в конечном счете, к их отказу. Количественной мерой этого класса радиационных воздействий является величина поглощенной дозы. Одиночные эффекты воздействия высокоэнергетических заряженных частиц могут приводить к необратимым и «катастрофическим» эффектам – «прожигу» мощных полевых транзисторов или потере функционирования сверхбольших интегральных схем (СБИС), вызванной различными причинами: эффект «защелки» в СБИС, или тиристорный эффект; появление паразитных связей; пробой («прокол») подзатворных диэлектрических слоев.

Компьютерное моделирование прохождения протонов через компоненты КА позволяет сделать более точным прогноз работоспособности бортовых устройств в период полета [3 – 10]. Для проведения такого моделирования необходимо прежде всего построить математическую модель взаимодействия тяжелых заряженных частиц с веществом. В работе изложен вариант такой модели.

1 Взаимодействие протонов с веществом

Прохождение частиц излучения через вещество описывается уравнением переноса относительно плотности потока излучения $N(\mathbf{r}, \Omega, \varepsilon)$ с энергией ε в точке \mathbf{r} , распространяющегося в направлении Ω . Величина $N(\mathbf{r}, \Omega, \varepsilon)$ представляет собой число частиц с энергией ε , пересекающих в единицу времени единичную площадку с центром в точке \mathbf{r} , ориентированную перпендикулярно направлению их движения Ω . В отсутствие внешних полей в стационарном случае это уравнение имеет вид [11 – 14]:

$$\Omega \frac{\partial N(\mathbf{r}, \Omega, \varepsilon)}{\partial \mathbf{r}} = \hat{I}_{cm}(\mathbf{r}, \Omega, \varepsilon) + Q_V(\mathbf{r}, \Omega, \varepsilon).$$
(1)

Интеграл столкновений $\hat{I}_{cm}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, \varepsilon)$ определяется выражением:

$$\hat{I}_{cm} = -n_0 \sigma(\varepsilon) N(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, \varepsilon) + n_0 \int_{4\pi} d\mathbf{\Omega}' \int_0^\infty d\epsilon \frac{d^2 \sigma(\varepsilon + \epsilon, \mathbf{\Omega}' | \epsilon, \mathbf{\Omega})}{d\epsilon d\mathbf{\Omega}'} N(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', \varepsilon + \epsilon), \quad (2)$$

где n_0 – число атомов в единице объема вещества; $\sigma(\varepsilon)$ – полное сечение упругих и неупругих столкновений; $d^2\sigma(\varepsilon + \epsilon, \Omega' | \epsilon, \Omega)$ – дифференциальное сечение рассеяния из состояния ($\varepsilon + \epsilon, \Omega'$) в состояние (ε, Ω), когда частица изменяет направление движения Ω' на Ω и теряет энергию ϵ . Величина Q_V в (1) – плотность объемных источников. Уравнение (1) должно быть также дополнено условиями на границе вещества, выражающими наличие или отсутствие падающего извне излучения.

Дифференциальное сечение взаимодействия протона с веществом в (2) имеет вид

$$\frac{d^{2}\sigma}{d\Omega d\epsilon} \approx \frac{d\sigma_{ynp}\left(\varepsilon \mid \Omega' \to \Omega\right)}{d\Omega} \delta(\epsilon) + \frac{d\sigma_{H,ynp}\left(\varepsilon \mid \eta\right)}{d\epsilon} \delta(\Omega' \to \Omega).$$
(3)

Первое слагаемое в (3) описывает процесс упругого рассеяния протона на ядре атома с учетом экранирующего действия атомных электронов. Потери энергии при этом несущественны [15,16]. Второе слагаемое в (3) описывает процесс неупругого взаимодействия с атомом, при котором частица с начальной энергией ε теряет энергию ϵ , идущую на возбуждение или ионизацию атома. Направление движения при этом остается практически неизменным: $\Omega' = \Omega$.

Соответственно, интеграл столкновений протонов с атомами среды также разбивается на сумму двух слагаемых, описывающих процесс упругих и неупругих столкновений $\hat{I}_{cm} \approx \hat{I}_{ynp} + \hat{I}_{H,ynp}$ [17]:

$$\hat{I}_{ynp}(\mathbf{r},\boldsymbol{\Omega},\varepsilon) = -n_0 \sigma_{ynp}(\varepsilon) N(\mathbf{r},\boldsymbol{\Omega},\varepsilon) + n_0 \int d\boldsymbol{\Omega}' \frac{d\sigma_{ynp}(\boldsymbol{\Omega}' \to \boldsymbol{\Omega} \,|\, \varepsilon)}{d\boldsymbol{\Omega}'} N(\mathbf{r},\boldsymbol{\Omega}',\varepsilon),$$

$$\hat{I}_{_{H.ynp}}(\mathbf{r},\boldsymbol{\Omega},\boldsymbol{\varepsilon}) = -n_0 \sigma_{_{H.ynp}}(\boldsymbol{\varepsilon}) N(\mathbf{r},\boldsymbol{\Omega},\boldsymbol{\varepsilon}) + n_0 \int d\boldsymbol{\varepsilon} \frac{d\sigma_{_{H.ynp}}(\boldsymbol{\varepsilon}+\boldsymbol{\varepsilon}\,|\,\boldsymbol{\varepsilon})}{d\boldsymbol{\Omega}'} N(\mathbf{r},\boldsymbol{\Omega},\boldsymbol{\varepsilon}+\boldsymbol{\varepsilon}).$$

Сечение упругого рассеяния $\sigma_{ynp} = \int \sigma_{ynp}(\theta) d\Omega$, сечение неупругих процессов $\sigma_{\mu,ynp} = \sum_{j} \sigma_{\mu,ynp}^{j}$. Суммируются все каналы реакций, конечные со-

стояния которых отличаются от начального. Полное сечение $\sigma_{noлh} = \sigma_{ynp} + \sigma_{h,ynpn}$.

При столкновении частицы массы *m_a* с атомом массы *M_A* оказываются возможными различные каналы реакции:

- $m_a + M_A \rightarrow m_a + M_A -$ упругое рассеяние;

- $m_a + M_A \to m_a + M_A^*$ – неупругое рассеяние с возбуждением атома;

- $m_a + M_A \to m'_a + M_A^* + m_b$ – неупругое рассеяние с ионизацией атома;

- $m_a + M_A \rightarrow m_{a1} + m_{a2} + \dots + M_{A1} + M_{A2} + \dots -$ ядерные реакции;

- прочие каналы (перезарядка, тормозное излучение (ТИ) и т.д.).

Таким образом, полные потери энергии тяжелых заряженных частиц в веществе включают в себя ионизационные, ядерные упругие и ядерные неупругие потери энергии [18].

$$\left(-\frac{d\varepsilon}{dx}\right)_{no,n+} = \left(-\frac{d\varepsilon}{dx}\right)_{uoh} + \left(-\frac{d\varepsilon}{dx}\right)_{ynp} + \left(-\frac{d\varepsilon}{dx}\right)_{g,\partial,heynp}.$$
(4)

В формуле (4) $\left(-\frac{d\varepsilon}{dx}\right)$ – удельные потери энергии или линейная тор-

мозная способность вещества.

2 Торможение протонов электронной подсистемой атома

При прохождении протонов через вещество главным механизмом взаимодействия является ионизационное торможение, при котором энергия частицы расходуется либо на выбивание электрона из оболочки атома (ионизация), либо на перевод электрона с одного энергетического уровня на другой (возбуждение). Для оценки тормозной способности вещества можно использовать следующую формулу [16]:

$$\left(-\frac{d\varepsilon}{dx}\right)_{u_{OH}} = \frac{4\pi z^2 e^4 N_A}{m_e v^2} Z \cdot n \left[\ln\left(\frac{2m_e v^2}{I_{ion}(1-\beta^2)}\right) - \beta^2 - \frac{\sum_i C_i}{Z} - \delta(\varepsilon) \right], \quad (5)$$

где z, $\beta = v/c$, заряд и относительная скорость частицы; Z, n – заряд ядра и концентрация атомов среды; N_A – число Авогадро; $I_{uoh} = I_0 Z$ – средний потенциал ионизации ($I_0 \cong 10 \div 13 \exists B$); δ , U – параметры, учитывающие соответственно релятивистский эффект поляризации среды и энергию связи электронов на оболочках K, L и т.д. (δ и U получают из экспериментов).

Для массовой тормозной способности формула имеет вид

$$\kappa(\varepsilon) = \frac{1}{\rho} \left(-\frac{d\varepsilon}{dx} \right),\tag{6}$$

где ρ – плотность вещества.

В таблицах 1–3 приведены значения I(Z), C_i , $\delta(\varepsilon)$ для некоторых элементов и энергий протонов.

При определении сечения неупругого рассеяния $\sigma_{in}(\varepsilon)$ используют различные приближенные модели связи электронов в атомах. В этом смысле выражение (5) есть некоторая параметризация, позволяющая проводить более или менее независимое уточнение входящих в него величин $I(Z), C_i, \delta(\varepsilon)$.

Значение I(Z) определятся по формуле

 $I(Z) \approx k_1 Z(1 - k_2 Z^{-2/3}), Z \ge 30$, где $k_1 \approx 10.3$ эВ; $k_2 \approx 0.793$.

Обширные сведения об ионизационных потенциалах различных элементов собраны в работе [16].

Элемент	Ζ	<i>I</i> (<i>Z</i>), эВ
Н	1	20.4
Не	2	38.5
Be	4	65.2
С	6	73.8
Ν	7	97.8
0	8	115.7
A1	13	160.1
Si	14	174.5
Fe	26	278.5

Таблица 1 – Ионизационный потенциал разных элементов

-		
Элемент	Ζ	<i>I</i> (<i>Z</i>), эВ
Ni	28	302.3
Cu	29	323.3
Ge	32	280.6
Ag	47	469.3
Та	73	738.3
Au	79	806.6
Pb	82	818.6
U	92	879.9

Необходимость введения поправок, учитывающих связь электронов в атоме, в выражении для тормозной способности среды вызвана тем, что скорости внутренних электронов атомов быстро увеличиваются с ростом Z. В частности, для самых внутренних электронов на K-оболочке эта скорость $v \sim cZ/137$, т.е. для тяжелых элементов скорость может оказаться близкой к скорости света. Из-за этого нарушается исходное предположение о малости скорости атомных электронов по сравнению со скоростью протона. Для учета ионизации внутренних оболочек атома вводят дополнительные поправочные слагаемые C_i в (5),(6). Вклад поправок C_i может оказаться существенным для нерелятивистских энергий, когда скорость налетающей частицы оказывается сравнимой со скоростями электронов на K-, L-, ... оболочках атомов. Поправки C_i приведены в таблице

ε, МэВ	Al	Cu	Ag	Au
1	1.4017	2.1521	3.8267	-5.776
2	1.7650	4.7926	9.4226	7.5416
3	1.6555	5.1579	10.686	11.263
4	1.5451	5.1080	11.157	14.503
5	1.4388	4.9455	11.156	15.571
10	0.96592	4.0982	9.4782	16.294
50	0.22466	1.4799	3.9156	8.8509
100	0.10902	0.79206	2.1037	6.1574
200	0.05177	0.37270	1.1314	2.9879
500	0.01807	0.12898	0.3970	1.2500

Таблица 2 – Оболочечные поправки C_i для протонов в Al, Cu, Ag, Au

Зависимость тормозной способности от плотности среды имеет линейный (если пренебречь поправкой $\delta(\varepsilon)$) характер. Поэтому вводят понятие массовой (удельной) тормозной способности (б), которая определяется атомными свойствами и не зависит от внешних условий (плотности, температуры и агрегатного состояния вещества).

Вклад поляризации среды в значение тормозной способности зависит от плотности ρ нелинейным образом, это явление приводит к «эффекту плотности» – зависимости массовой тормозной способности $\kappa(\varepsilon)$ от плотности вещества. Для Al, Cu, Ag и Au значения $\delta(\varepsilon)$ приведены в таблице 3.

<i>ε</i> , МэВ	A1	Cu	Ag	Au
200	0.00099	0.0	0.0	0.0
300	0.00520	0.0	0.0	0.0
400	0.01154	0.00019	0.0	0.0

Таблица 3 – Поправка $\delta(\varepsilon)$ на эффект плотности для Al, Cu, Ag, Au

500	0.01928	0.00102	0.0	0.00014
600	0.02795	0.00219	0.0	0.00061
700	0.03722	0.00363	0.0	0.00124
800	0.04690	0.005 30	0.0	0.00203
900	0.05683	0.00716	0.0	0.00298
1000	0.06691	0.00920	0.00036	0.00408
2000	0.16868	0.04233	0.01506	0.02924
3000	0.26931	0.11229	0.05396	0.07645
4000	0.37027	0.20141	0.10693	0.12986
5000	0.46960	0.29079	0.16149	0.18421

Среднее значение тормозного пути протона $S(\varepsilon_p)$ (в г/см²) вычисляется с помощью соотношения:

$$S(\varepsilon_p) = \int_{\varepsilon_p}^0 d\varsigma / \kappa(\varsigma).$$
⁽⁷⁾

Данные по тормозной способности в области высоких энергий учитывают ряд поправочных членов (*The National Institute of Standards and Technology*, NIST, http://physics.nist.gov/):

- поправки, учитывающие электронные оболочки в атоме. Эти поправки важны, когда скорость протона небольшая в сравнении со скоростями атомных электронов;

- *поправки Баркаса–Блоха*. Эти поправки учитывают выход за рамки борновского приближения первого порядка;

- *поправка на эффект плотности*. Эта поправка существенна только для протонов с энергией выше нескольких сотен МэВ.

Сечение упругого ядерного рассеяния заряженных частиц получают с помощью метода, описанного в работе [18]. Для протонов экранированный потенциал предполагается в виде параметризации Мольера [19] потенциала Томаса–Ферми. Ядерные тормозные способности рассчитываются на основе связи между углом отклонения и передачей энергии атому при упругом столкновении.

Ниже на рис. 1–5 представлены данные NIST для различных материалов (http://physics.nist.gov/).



Рис. 1 – Тормозные способности протона при взаимодействии с электронной оболочкой атомов (*Electronic Stopping Power*)



Рис. 2 – Тормозные способности протона при взаимодействии с ядром атомов (*Nuclear Stopping Powers*)



Рис. 3 – Полные тормозные способности протонов



Рис. 4 – Пробег (тормозной путь) протонов для различных материалов



Рис. 5 – Отношение глубины проникновения коллимированного моноэенергетического пучка протонов к пробегу для разных материалов

Анализ приведенных графиков позволяет сделать следующие выводы:

- в диапазоне энергии протонов более 10 МэВ преобладающим фактором потери энергии является ионизационное торможение;

- в энергетическом диапазоне свыше 10 МэВ отклонение траектории протонов статистически несущественно.

Основные закономерности ионизационных потерь энергии тяжелыми заряженными частицами [18]:

- ионизационные потери пропорциональны квадрату заряда частицы;

- для широкого диапазона энергий значение логарифма в формуле (6) изменяется слабо, ионизационные потери обратно пропорциональны квадрату скорости частицы;

- ионизационные потери пропорциональны плотности вещества;

- ионизационные потери не зависят от массы налетающей частицы.

Эффект каналирования в кристаллах

При движении частиц под малым углом к атомным рядам и плоскостям кристалла их пробег оказывается больше, чем пробег в аморфных телах. Данный эффект называется эффектом каналирования. Существуют аномально большие пробеги ионов средних энергий в кристалле, при условии параллельности падающего пучка выходу одного из плотноупакованных кристаллографических направлений [18]. Полные потери энергии каналированных частиц (быстрых ионов) могут описываться следующим выражением

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{uoh. \kappa a ha \pi} = \frac{2Z^2 e^2}{mV^2} \left\{ 2\pi n \left[n_0 \ln \frac{V}{V_F} + n_\gamma \frac{2m_e V V_F}{\hbar \omega_p} \right] + \frac{\overline{n}f}{b^2 d} \right\},$$

где $b = (1 \div 2)$ Å – радиус канала; d – расстояние между атомами в цепочке атомов; \overline{n} – число атомных цепочек, формирующих канал; f – число электронов той оболочки, которая дает вклад в потери энергии; n_0 – число валентных электронов, приходящихся на один атом; n_n – локальная плотность электронов; n – плотность атомов среды; $V_F \approx 108$ см/с – максимальная скорость электронов в вырожденном электронном газе; $\hbar w_p$ – потери энергии частицы в плазме (в предположении, что вещество представляет собой электронно-ионную плазму).

Осцилляции электронной плотности в среде происходят с плазменной частотой

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m_e}} \approx 2 \cdot 10^{16} c^{-1}.$$

3 Упругое рассеяние протонов

Упругое рассеяние тяжелых заряженных частиц происходит в результате их взаимодействия с атомом как с целым. Потенциал взаимодействия зависит от расстояния сближения частицы с атомным ядром. На расстояниях, соизмеримых с радиусом действия ядерных сил $(r \sim 10^{-15} \text{ м})$, протон, кроме электростатического отталкивания, испытывает притяжение в результате действия ядерных сил. При увеличении расстояния взаимодействие частицы с ядром атома определяется кулоновским потенциалом.

Для вычисления дифференциального сечения кулоновского рассеяния используется следующая формула [20,22]:

$$\frac{\partial \sigma_c}{\partial \mu} = \left(0.5 \cdot \left(1 + \frac{1}{A}\right) z Z e^2\right)^2 \left(\varepsilon\right)^{-2} \cdot \left(1 - \mu\right)^{-2} \times 10^{28},\tag{8}$$

где *z* – заряд частицы, *Z*, *A* – заряд и атомная масса среды, а для полного кулоновского сечения

$$\sigma_{c}(\varepsilon) = \pi \cdot \left(0.5 \cdot \left(1 + \frac{1}{A}\right) z Z e^{2}\right)^{2} (\varepsilon)^{-2} \cdot \left(1 + \mu_{\max}\right) / (1 - \mu_{\max}) \times 10^{28}, \qquad (9)$$

где μ_{max} задается из базы данных ENDF, так как основным источником этих данных является база данных Национального центра ядерных данных (National Nuclear Data Center, http://www.nndc.bnl.gov/).

При использовании данных из библиотек ENDF дифференциальное сечение упругого рассеяния представляется в следующем виде:

$$\frac{\partial \sigma_{el}}{\partial \mu} = p_{ni}(\mu) \cdot \sigma_{ni}(\varepsilon_p) + \frac{\partial \sigma_c}{\partial \mu}, \qquad (10)$$

где p_{ni} и σ_{ni} – экспериментальные данные, учитывающие интерференцию между кулоновским и «ядерным» рассеянием. На основе (10) и условия нормировки $\int p_{ni} d\mu = 1$ получим для полного упругого ядерного рассеяния

$$\sigma_{el}(\varepsilon_p) = \int \frac{\partial \sigma_{el}}{\partial \mu} d\Omega = 2 \cdot \pi \cdot \sigma_{ni}(\varepsilon_p) + \sigma_c(\varepsilon_p).$$
(11)

На рис. 6–8 приведены графики, показывающие зависимость p_{ni} и σ_{ni} от энергии протона. Отметим, что в библиотеке JENDL представлены данные для более широкого энергетического диапазона протонов.



Рис. 6 – σ_{ni} для C¹² из библиотеки ENDF/B-VII



Рис. 7 – σ_{ni} для C¹² из библиотеки JENDL



Рис. 8 – p_{ni} для C¹² из библиотеки ENDF/B-VII

На рис. 9–12 приведены графики зависимости сечений и дифференциальных сечений процессов рассеяния от энергии протона для некоторых веществ.



Рис. 9 – Массовые сечения процессов рассеяния для азота



Рис. 10 – Сечения упругого рассеяния для различных материалов



Рис. 11 – Дифференциальное сечение упругого рассеяния для углерода, ENDF/B-VII



Рис. 12 – Дифференциальное сечение упругого рассеяния для углерода, JENDL

Для определения импульсов частиц используется метод обратной функции [13]. Пример вероятностного распределения для розыгрыша косинуса угла при упругом ядерном рассеянии приведен на рис. 13 (по оси абсцисс – равномерно распределенное в интервале (0, 1) случайное число ζ).



Рис. 13 – Распределение для розыгрыша косинуса угла рассеяния

При рассмотрении упругого рассеяния используется схема процесса в системе центра масс [20]. Кинематическая схема приведена на рис. 14.



Рис. 14 – Кинематическая схема для двухчастичной реакции в системе центра масс

На основании данной схемы и законов сохранения можно рассчитать энергию, которую протон передает атому.

Пусть $K = m_2/m_1$, $K' = m_3/m_1$.

$$\beta = \sqrt{\frac{K(1+K-K')}{K'} \left(1 + \frac{1+K}{K} \frac{Q}{\varepsilon_1}\right)},$$

$$\gamma = \frac{K'}{1+K-K'} \beta, \ \frac{\chi_3}{\chi_1} = \frac{K'}{K^2} \beta^2, \ \chi_1 = \left(\frac{K}{K+1}\right)^2 \varepsilon_1.$$

Отсюда:

$$\varepsilon_{3} = \varepsilon_{1} \cdot \frac{K'}{\left(1+K\right)^{2}} \left(\beta^{2}+2\beta\mu+1\right), \ \varepsilon_{4} = \varepsilon_{1} \cdot \frac{K+1-K'}{\left(1+K\right)^{2}} \left(\gamma^{2}-2\gamma\mu+1\right).$$

Для протонов эти формулы упрощаются: $K=m_t/m_p, K'=1, Q=1$.

Энергия протона в зависимости от нового направления (косинуса угла) и энергия, переданная атому, вычисляются по следующим формулам

$$\varepsilon_{p}^{\prime} = \frac{K^{2} + 2K\mu + 1}{\left(K+1\right)^{2}} \varepsilon_{p}, \ \varepsilon_{t} = \frac{2K - 2K\mu}{\left(1+K\right)^{2}} \cdot \varepsilon_{p}.$$
(12)

На рис. 15 изображены распределения энергий при упругом рассеянии протона.



Рис. 15 – Распределения средних энергий при упругом рассеянии протона

Видно, что средние потери энергии протона при упругом рассеянии незначительны.

Основные закономерности процессов потери энергии при упругом рассеянии тяжелых заряженных частиц [18]:

- упругие потери пропорциональны квадрату заряда частицы;

- упругие потери пропорциональны плотности атомов среды;

- упругие потери слабо зависят от массы налетающей частицы;

- упругие потери обратно пропорциональны квадрату скорости частицы;

- упругие потери обратно пропорциональны массе атомов среды.

Отметим, что потери энергии на упругое взаимодействие с ядрами составляют не более 0,05% от ионизационных потерь (Рис. 15), т.е. дают незначительный вклад в общие потери энергии.

4 Неупругое рассеяние протонов. Ядерные реакции

Протоны могут участвовать в сильных (ядерных) взаимодействиях. Отличием сильных взаимодействий от электромагнитных является, в частности, чрезвычайно малый радиус действия ядерных сил (на пять порядков меньше атомных размеров). Существенные различия радиусов действия сил при электромагнитном взаимодействии протона с атомом и при его ядерном взаимодействии с ядром приводят к тому, что эффективные углы отклонения протона при его рассеянии на ядре за счет ядерных сил намного больше углов отклонения при его кулоновском рассеянии на атоме.

Попавший внутрь ядра протон с большой вероятностью взаимодействует с нуклонами. Энергия первичного протона либо передается небольшому числу нуклонов с вылетом части их из ядра (прямая ядерная реакция), либо распределяется между всеми нуклонами, приводя к образованию возбужденного промежуточного ядра (компаунд-ядра). Энергия возбуждения промежуточного ядра может уменьшиться за счет испускания гамма-кванта, нейтрона или протона.

Полное сечение неупругого ядерного взаимодействия мало по сравнению с полным сечением неупругого кулоновского взаимодействия протона с атомом. Поэтому неупругие ядерные взаимодействия происходят гораздо реже, чем неупругие кулоновские, и эти процессы можно рассматривать независимо. Сечение неупругого рассеяния протонов на некоторых ядрах приведено на рис. 16.



Рис. 16 – Массовые сечения неупругого ядерного взаимодействия протонов с различными материалами

Если средняя длина пробега между двумя последовательными ядерными взаимодействиями больше или порядка полного пробега частицы, то ядерные взаимодействия не оказывают существенного влияния на распределение частиц в пучке. Однако при увеличении первичной энергии частиц их полный пробег растет, в то время как длина пробега между двумя ядерными взаимодействиями меняется слабо. Поскольку потеря энергии при ядерном взаимодействии намного больше, чем при кулоновском, с ростом энергии частицы постепенно растет и влияние ядерных столкновений на распределение частиц в пучке (начиная с низкоэнергетической части спектра). При очень больших энергиях (для протонов при $\varepsilon > 10$ ГэВ) начинается влияние ядерных столкновений и на высокоэнергетическую часть спектра. В этой области следует учитывать ядерные столкновения вместе с кулоновскими.

Основным источником этих данных является база данных Национального центра ядерных данных (http://www.nndc.bnl.gov/sigma/), где используется концепция «одночастичного излучения». Она подразумевает, что каждая частица излучается из составного ядра: $a + A \rightarrow C \rightarrow b + B$.

Данные для неупругих ядерных реакций даются в следующем виде.

$$\sigma_i(\mu, \varepsilon, \varepsilon') = \sigma(\varepsilon) \cdot y_i(\varepsilon) \cdot f_i(\mu, \varepsilon, \varepsilon') / 2\pi, \tag{13}$$

где *i* определяет продукт реакции (канал реакции), ε – энергия налетающей частицы, ε' – энергия продукта реакции, который вылетает с косинусом μ , $\sigma(\varepsilon)$ – полное сечение ядерного рассеяния, y_i – функция выхода продукта реакции, f_i – нормированное дифференциальное энергетически–угловое распределение, такое что $\int d\varepsilon' \int d\mu f_i(\mu, \varepsilon, \varepsilon') = 1$.

Тогда сечение канала будет определяться следующей формулой

$$\sigma_i(\varepsilon) = \sigma(\varepsilon) y_i(\varepsilon) \int d\varepsilon' \int_{\Omega} d\Omega f_i(\mu, \varepsilon, \varepsilon') / 2\pi = \sigma(\varepsilon) y_i(\varepsilon)$$

Вероятность прохождения реакции по каналу *i*:

$$p_i(\varepsilon) = y_i(\varepsilon) / \sum_i y_i(\varepsilon).$$
 (14)

Для обозначения продуктов реакции будем использовать обозначения (N_n, N_p) , где N_n – количество нуклонов, N_p – количество протонов (0:0 – фотоны, 1:0 – нейтрон, 1:1 – протон, 4:2 – альфа-частица, 14:7 – азот, ...).

На рис. 17 в качестве примера представлены данные библиотеки ENDF для выхода ядерных реакций для кремния.



Рис. 17 – Функция выхода продуктов ядерных реакция *y_i* для кремния

Среди продуктов неупругих ядерных реакций следует выделить частицы и осколки. Под частицами понимаются протоны, нейтроны, гаммакванты, дейтерий, тритий и альфа-частицы.

Пробеги дейтерия, трития и альфа-частиц малы (таблица 4), поэтому можно считать, что только протоны, нейтроны и гамма-кванты могут «выносить» энергию с места ядерной реакции.

Таблица 4 – Пробег альфа-частиц в различных веществах в зависимости от энергии

<i>Еа</i> , МэВ	4.0	5.0	6.0	7.0	8.0	9.0	10.0
Al, мкм	16	23	30	38	48	58	69

В разных библиотеках данные для ядерных неупругих реакций даются в разных форматах и разных системах координат (система центр масс, лабораторная система).

Заключение

Построена модель взаимодействия протонов с веществом, включающая описание процессов ионизационного торможения электронной подсистемой атома, упругое и неупругое рассеяние протонов, а также ядерные реации. Выявлены основные закономерности процессов ионизационных энергетических потерь тяжелых заряженных частиц при взаимодействии с электронными оболочками атома вещества, а также закономерности процессов потерь энергии протоном при упругом рассеянии. Проведен сравнительный анализ выхода различных продуктов ядерных реакций при столкновении протона с ядром атома. В частности, для кремния показано, что наиболее вероятной будет реакция с образованием положительного иона P^+ и вылетом гамма-кванта.

Модель предназначена для расчета радиационных, тепловых и электромагнитных полей при прохождении пучка протонов через вещество.

Библиографический список

1 Проектирование автоматических космических аппаратов для фундаментальных научных исследований / Сост. В.В. Ефанов; Под ред. В.В. Хартова, В.В. Ефанова: В 3-х т. Т. 2. 2-е изд., перераб. – М.: Изд-во МАИ-ПРИНТ, 2014. – 544 с.

2 L.I. Galanina, L.S. Novikov. Simulation of radiation effects on materials and microelectronic. XVI International Seminar mathematical models & modeling in laser plasma processes & advanced science technologies, p.97, 5-10 June, 2017, Petrovac, Montenegro.

3 Радиационная стойкость изделий ЭКБ. Научное издание / Под ред. А.И. Чумакова. М.: НИЯУ МИФИ, 2015, 512 с.

4 А.Ю. Никифоров, П.К. Скоробогатов, М.Н. Стриханов и др. Развитие базовой технологии прогнозирования, оценки и контроля радиационной стойкости изделий микроэлектроники / Известия вузов. Электроника. 5(97), 2012, С. 18-23.

5 A. Chumakov, P. Skorobogatov, A. Artamonov, S. Barbashov. The Influence of Electrical Impulse on IC Transient Radiation-Induced Effects/ Proceedings of the 7th European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems. RADECS 2003. 15 – 19 September 2003. Noordwijk, The Netherlands. ESA SP-536 IEEE 03TH8776. October 2004, p.403-406.

6 Радиационная стойкость изделий ЭКБ. Научное издание / Под ред. А.И. Чумакова. М.: НИЯУ МИФИ, 2015, 512 с.

7 Ionizing Radiation Effects in MOS Devices & Circuits / Ed. By T.P. Ma and P.V. Dressendorfer. John Wiley and Sons. 1989.

8 А.А. Новиков, А.А. Печенкин, Н.В. Рясной, А.И. Чумаков. Влияние предварительного облучения на одиночные радиационные эффекты / Проблемы разработки перспективных микро- и наноэлектронных систем – 2014. Сборник научных трудов / под общ. ред. А.Л. Стемпковского. – М.: ИППМ РАН, 2014. Часть III. с.159-162.

9 А.И. Чумаков. Действие космической радиации на ИС. М.: Радио и связь. 2004. - 320 с.

10 Compendium of SEE comparative results under ion and laser irradiation / Chumakov A.I. et.al. // Proceedings of the European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems, RADECS-2013.

11 К. Кейз, П. Цвайфель. Линейная теория переноса: Пер. с англ. М.: Мир. 1972.

12 М. Бергер, Л. Спенсер, У. Фано. Перенос гамма-излучения: Пер. с англ. М.: Госатомиздат. 1963.

13 М.Е. Жуковский, С.В. Подоляко, Р.В. Усков. Модель индивидуальных соударений для описания переноса электронов в веществе // Математическое моделирование. 2011, Том 23, № 6, С. 147-160.

14 Н.П. Калашников, В.С. Ремизович, М.И. Рязанов. Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах. М.: Атомиздат. 1980.

15 Б. Росси. Частицы больших энергий: Пер. с англ. М.: Гостехиздат. 1955.

16 J.I. Janni. // Atom Data and Nucl. Data Tabl. 1982. Vol. 27. P. 147-339.

17 В.С. Ремизович, Д.Б. Рогозкин, М.И. Рязанов. Флуктуации пробегов заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат. 1988.

18 А.П. Черняев. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004.

19 G. Molière (1947). «Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen I: Einzelstreuung am abgeschirmten Coulomb-Feld,» Z. f. Naturforsch. A2, 133.

20 M. Herman and A. Trkov, editors, ENDF-6 Formats Manual, Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File ENDF/B-VI and ENDF/B-VII, volume BNL-90365-2009 Rev. 1. Brookhaven National Laboratory, July 2010.

21 В.С. Барашенков. Сечения взаимодействия частиц и ядер с ядрами. Дубна, ОИЯИ, 1993, 346 с.