ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ
БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН

ҚазҰТЗУ ХАБАРШЫСЫ

ВЕСТНИК КазНИТУ

VESTNIK KazNRTU

№2 (114)

АЛМАТЫ 2019 МАРТ

Учредитель:

Казахский национальный исследовательский технический университет
имени К.И. Сатпаева

Регистрация:

Министерство культуры, информации и общественного согласия
Республики Казахстан № 951 – Ж "25" 11. 1999 г.

Основан в августе 1994 г. Выходит 6 раз в год

Адрес редакции:

г. Алматы, ул. Сатпаева, 22,
каб. 904, тел. 292-63-46
n. fedosenko @ ntu. kz

УДК 53.072; 53:681.3

Г.А. Тюлепбердинова, С.А. Адилжанова, Г.Гавиз
старшие преподаватели кафедры информатики КазНУ им.аль-Фараби,
г.Алматы, Казахстан e-mail: asaltanat81@gmail.com

СВЯЗЬ ПРОЦЕССОВ РАДИАЦИОННОГО ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ ПРИ ИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ С ЦЕПЯМИ МАРКОВА

Аннотация. Работа выполнена в рамках каскадно-вероятностного метода, суть которого заключается в получении и дальнейшем применении каскадно-вероятностных функций (КВФ) для различных частиц. КВФ имеет смысл вероятности того, что частица, сгенерированная на некоторой глубине h' достигает определенной глубины h после n-го числа соударений. Нами рассматривается процесс взаимодействия ионов с твердым телом и связь процессов радиационного дефектообразования с Марковскими процессами и цепями Маркова. Показано получение рекуррентных соотношений для простейшей КВФ из уравнений Колмогорова-Чепмена. В данном случае частица после соударения не изменяет направление своего движения, интенсивность потока не зависит от времени, а следовательно, и от глубины проникновения. Также получены рекуррентные соотношения для КВФ с учетом потерь энергии для ионов из уравнений Колмогорова-Чепмена, интенсивность потока зависит от глубины проникновения.

Ключевые слова: Каскадно-вероятностная, ион, дефектообразование, цепь Маркова, Марковские процессы.

Введение. Следует заметить, что ранее [1,2] вопросы связи каскадно-вероятностных функций, энергетических спектров первично-выбитых атомов (ПВА), концентрации дефектов C и потоков вторичных частиц N, интегральных кратностей и др. с Марковскими процессами не рассматривались. Изучение этих связей позволило расширить наши знания о происходящих процессах в веществах при прохождении через них высокоэнергетических частиц и по новому посмотреть на эти явления, в частности, с общих позиций. Фактически все до сих пор полученные аналитические выражения для КВФ, энергетических спектров проходящих и вторичных частиц N и концентрации дефектов C и др. можно вывести из уравнения Колмогорова-Чепмена, задавшись соответствующими физическими и математическими моделями.

Процессы прохождения частиц через вещество и образования в нем радиационных дефектов можно рассматривать как Марковские процессы, непрерывные по времени и дискретные по числу соударений. Конечные выражения для ψ, N и C представляются в виде сумм, интегралов и произведений соответствующих условных вероятностей и нормировочных коэффициентов, зависящих от типов и энергии частиц, каналов реакций, дифференциальных и интегральных сечений взаимодействия, потерь энергии, параметров элементарного акта, плотности среды и т.д.

Рассмотрим процесс взаимодействия заряженных частиц с веществом при генерации радиационных дефектов в твердых телах, облученных электронами, протонами, альфа-частицами и ионами.

Предполагается, что первичная частица (электрон, протон, альфа-частица или ион), образованный на глубине h', взаимодействует с веществом следующим образом:

1. Заряженная частица теряет энергию на ионизацию и возбуждение (основной тип потерь энергии). Эти потери считаются непрерывными по глубине проникновения частиц.

2. Первичная частица образует ПВА, причем на сотни взаимодействий с электронами среды (ионизационные потери) происходит приблизительно несколько взаимодействий на образование ПВА.

3. ПВА образует пары Френкеля (вакансия, междоузельный атом) в случае электронного облучения и каскадные области в случае протонного, альфа и ионного облучения.

4. Для электронов рассматривается релятивистский случай, поскольку кинетическая энергия электронов соизмерима или больше энергии покоя электронов, сечение взаимодействия берется в виде сечения Мак-Кинли-Фешбаха или Мотта, ионизационные потери вычисляются по формуле Бете-Блоха.

5. Для протонов, альфа-частиц и ионов рассматривается нерелятивистский случай, сечение взаимодействия выбрано в виде сечения Резерфорда, ионизационные потери для протонов и альфа-

частиц вычисляются по формуле Бете-Блоха, для ионов берутся из таблиц параметров пространственного распределения ионно-имплантированных примесей (Кумахова-Комарова).

Рассмотрим систему S, представляющую собой процесс взаимодействия частиц с веществом и испытания одного, двух, трех,.. соударений. Такой процесс является стохастическим процессом с дискретным числом соударений и непрерывным по времени, а следовательно, и по глубине проникновения частиц. Переходы системы S из состояния в состояние происходят под влиянием некоторых потоков событий. Поскольку мы рассматриваем потоки событий ординарные и без последействия, то они являются пуассоновскими. Если события образуют Пуассоновский поток, то число событий, попадающих на любой участок времени $(t_0, t_0+\tau)$ имеет закон распределения вероятностей [3-5]:

$$\rho_n = \frac{a^n}{n!}e^{-a}, \tag{1}$$

где a – математическое ожидание числа точек, попадающих на участок:

$$a = \int_{t_0}^{t_0+\tau} \lambda(t)dt, \tag{2}$$

$\lambda(t)$ - плотность потока или интенсивность.

Если $\lambda(t) = const$, пуассоновский поток называется стационарным пуассоновским, или простейшим, потоком.

При постоянной интенсивности потока

$$a = \lambda\tau. \tag{3}$$

Распределение в виде (1) получено выдающимся французским математиком прошлого столетия С.Д. Пуассоном.

В нашем случае состояния системы связаны прямой связью с одним соседним элементом. Такая схема случайного процесса относится к схеме чистого размножения, сам же процесс является процессом чистого размножения. Множество состояний системы неэргодично, нетранзитивно, незамкнутое, конечное, состояния невозвратные и непериодические, конечное состояние системы является поглощающим. Процесс взаимодействия частиц с веществом является также Марковским процессом, поскольку все вероятностные характеристики в будущем зависят лишь от того, в каком состоянии этот процесс находится в настоящее время и не зависят от того, каким образом этот процесс протекал в прошлом. Марковская цепь представляет собой разновидность Марковского процесса, в котором будущее зависит от прошлого через настоящее [3–5].

Процесс взаимодействия ионов с веществом, в том числе с твердым телом, описывается также цепью Маркова, поскольку условные вероятности наступления каждого события при данном испытании однозначно определяются результатом предыдущего состояния. Цепь Маркова полностью описывается заданием всех возможных вероятностей перехода, которые записываются в виде квадратной матрицы k-го порядка [3-6].

Цепь Маркова есть процесс с дискретными состояниями и дискретным временем, поэтому для перехода от Марковского процесса с дискретными состояниями и непрерывным временем к Марковской цепи зададимся достаточно малым интервалом глубины Δh, настолько малым, чтобы ни в одном из пуассоновских потоков, действующих на систему, практически не могло в интервале глубины Δh появиться более одного события [3,4]. Определим для каждой пары состояний (S_i, S_j), между которыми возможен переход $S_i \rightarrow S_j$, переходную вероятность $\psi_{ij}(h, \Delta h) = \psi_{ij}(h)$, которая соответствует некоторой глубине проникновения [3-6]. Пусть на некоторой глубине h' под углом γ к выбранному направлению (относительно перпендикуляра к поверхности образца) генерирована частица (нуклон, электрон, позитрон, первично-выбитый атом). Будем считать, что после соударения она не изменяет направление своего движения, интенсивность потока не зависит от времени, а следовательно, и от глубины проникновения, т.е.

$$\lambda(h) = \lambda = const \tag{4}$$

В дальнейшем везде вместо времени будем рассматривать глубину проникновения. Используя известное уравнение Колмогорова-Чэпмена для Марковского процесса, а именно [5]:

$$p_{im}(t, \tau) = \sum_r p_{ir}(t, s)p_{rm}(s, \tau), \tag{5}$$

где $t < s < t$, получим рекуррентное соотношение для переходных вероятностей:

$$\psi_{kn}(h',h,\alpha_0)=\sum_{r}\psi_{1r}(h',h'',\alpha_0)\psi_{1n}(h'',h,\alpha_0) \qquad (6)$$

Но поскольку процесс непрерывен по глубине проникновения и частица всегда находится на какой-то глубине, то вместо суммы имеем интеграл, который берется по всей глубине от h' до h. Таким образом, получаем следующие соотношения:

$$\psi_n(h',h,\alpha_0)=\int_{h'}^{h}\psi_k(h',h'',\alpha_0)\frac{dh''}{\alpha_0}\psi_{n-k-1}(h'',h,\alpha_0), \qquad (7)$$

$$\Psi_n(h',h,\alpha_0)=\int_{h'}^{h}\Psi_{n-k-1}(h',h'',\alpha_0)\frac{dh''}{\alpha_0}\Psi_k(h'',h,\alpha_0),\ k=1\div(n-1). \qquad (8)$$

Или в более простой форме:

$$\Psi_n(h',h,\alpha_0)=\int_{h'}^{h}\Psi_0(h',h'',\alpha_0)\Psi_{n-1}(h'',h,\alpha_0)\frac{dh''}{\alpha_0}, \qquad (9)$$

$$\psi_n(h',h,\alpha_0)=\int_{h'}^{h}\psi_{n-1}(h',h'',\alpha_0)\psi_0(h'',h,\alpha_0)\frac{dh''}{\alpha_0}, \qquad (10)$$

где $\psi_n(h',h,\alpha_0)$ - вероятность испытать частице n соударений, достигнув глубины h - вероятность перехода за n шагов; $\alpha_0=\lambda\cos\gamma$; $\psi_{n-1}(h',h'',\alpha_0)$ - вероятность испытать частице (n-1) соударение - вероятность перехода за (n-1) шаг; $\psi_0(h'',h,\alpha_0)$ - вероятность того, что частица достигнет глубины h, не испытав при этом ни одного соударения - вероятность перехода за 1 шаг; $\frac{dh''}{\alpha_0}$ - вероятность того, что частица испытает соударение на глубине h''.

Из (1) получим при n=0 вероятность того, что частица достигнет глубины h, не испытав при этом ни одного соударения:

$$\psi_0(h',h,\alpha_0)=e^{-\alpha}=e^{-\frac{h-h'}{\alpha_0}}, \qquad (11)$$

где $\alpha=\frac{h-h'}{\alpha_0}$.

Используя рекуррентное соотношение (10), получим вероятность того, что частица достигнет глубины h, испытав при этом одно, два, ... n соударений для случая, когда λ и θ не изменяются после столкновения [1,2,7]:

$$\psi_n(h',h,\alpha_0)=\left(\frac{h-h'}{\alpha_0}\right)^n\frac{1}{n!}\exp\left(-\frac{h-h'}{\alpha_0}\right). \qquad (12)$$

В нашем случае цепь Маркова неоднородна, поскольку переходные вероятности ψ_k, $k=0,1,\dots n$ меняются на каждом шаге k, интенсивность потока не зависит от глубины проникновения, т.е. все потоки, переводящие систему S из одного состояния в другое, являются простейшими стационарными пуассоновскими. Данная цепь Маркова не имеет стационарного режима, поскольку не обладает эргодическим свойством. Простейшая КВФ в предельном случае, а именно, при $\frac{h-h'}{\alpha_0}=\alpha$ переходит в распределение Пуассона.

Рассмотрим случай, когда после соударения частица не изменяет направление своего движения, интенсивность потока зависит от времени, а следовательно, и от глубины проникновения, т.е. [8]:

$$\lambda(h)=\frac{1}{\lambda_0}\left(\frac{1}{a(E_0'-kh')}-1\right). \qquad (13)$$

Но поскольку процесс непрерывен по глубине проникновения и частица всегда находится на какой-то глубине, то вместо суммы имеем интеграл, который берется по всей глубине от h' до h. Таким образом, получаем следующие соотношения:

$$\psi_n(h',h,E_0)=\int_{h'}^{h}\psi_k(h',h'',E_0)\psi_{n-k-1}(h'',h,E_0)\frac{1}{\lambda_0}\left(\frac{1}{a(E_0'-kh'')}-1\right)\,dh'' \quad , \qquad (14)$$

3. $\exp\left(-\frac{h-h'}{\lambda_1}\right)/\lambda_1 = \psi_{mj}$ – условная вероятность того, что ПВА, образованный на глубине h' в n-кратном взаимодействии иона с веществом достигнет глубины h.

Спектр ПВА $W(E_0, E_2, h)$ есть вероятность того, что от 1-го иона с энергией E_0 образуется определенное количество вторичных частиц с энергией E_2 на глубине h.

В общем случае все функции $\psi_{ik}, \psi_{km}, \psi_{mj}$ представляют собой вероятности перехода для цепи Маркова, соответственно из i-го состояния в k-е; из k-го в m-е; из m-го в j-е.

Тогда уравнение Колмогорова-Чепмена запишется в следующем виде:

$$\psi_{ij} = \sum_k \sum_m \Psi_{ik} \cdot \Psi_{km} \cdot \Psi_{mj}\,, \tag{22}$$

$\psi_{ij} = W$ – вероятность перехода из i-го состояния в j-е.

Поскольку состояния системы непрерывны по глубине, то выражение (22) преобразуется в следующее:

$$W(E_0, E_2, h) = \psi_{ij} = \sum_{n=0}^{n_1} \int_0^h \psi_{ik} \cdot \psi_{km} \cdot \psi_{mj} \tag{23}$$

Цепи Маркова используются в различных направлениях научных исследований. В химии ферментативную активность, кинетику Михаэлиса-Ментена, можно рассматривать как цепь Маркова, где на каждом временном шаге реакция протекает в некотором направлении. В то время как кинетика Михаэлиса-Ментен довольно проста, гораздо сложные реакционные сети также могут быть смоделированы с помощью цепей Маркова [9]. В физике рост (и состав) сополимеров могут быть смоделированы с использованием цепей Маркова. На основе соотношений реактивности мономеров, которые составляют растущую полимерную цепь, состав цепи может быть рассчитан [10]. Цепи Маркова используются в области финансов и экономики, чтобы смоделировать различные явления, в том числе цены на активы и обвалы рынка [11,12]. В нашей работе показана связь процессов взаимодействия частиц с веществом и радиационного дефектообразования в твердых телах, облученных ионами, с цепями Маркова и Марковскими процессами, т.е. получены рекуррентные соотношения для каскадно-вероятностных функций, выражения для спектров первично- выбитых атомов и концентрации радиационных дефектов из цепей Маркова. Аналогично можно показать связь процессов радиационного дефектообразования в твердых телах, облученных электронами, протонами, альфа-частицами с Марковскими процессами и цепями Маркова.

Таким образом, процесс взаимодействия частиц с твердым телом и образования радиационных дефектов в твердых телах, облученных заряженными частицами можно описать цепями Маркова и Марковскими процессами. В отличие от других, наши исследования используются в радиационной физике твердого тела. Также можно использовать цепи Маркова и Марковские процессы в космических исследованиях.

Заключение. Таким образом, показано, что процесс взаимодействия частиц с веществом и образования радиационных дефектов в твердых телах, облученных ионами, является цепью Маркова. В нашем случае цепь Маркова неоднородна, поскольку переходные вероятности ψ_k, $k = 0,1,...n$ меняются на каждом шаге k, интенсивность потока зависит от глубины проникновения, т.е. все потоки, переводящие систему S из одного состояния в другое, являются нестационарными пуассоновскими. Условные вероятности $\psi_0, \psi_1, \psi_2, \psi_3 ... \psi_n$ являются переходными вероятностями для неоднородной цепи Маркова, не имеющей стационарного режима. Простейшая каскадно-вероятностная функция не учитывает потери энергии на ионизацию и возбуждение непосредственно в процессе генерации первично-выбитых атомов. Данная цепь Маркова не имеет стационарного режима, поскольку не обладает эргодическим свойством.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Боос Э.Г., Купчишин А.И. Решение физических задач каскадно-вероятностным методом. - Алма-Ата: Наука, 1988, т.1. - 112 с.

[2] Боос Э.Г., Купчишин А.И. Решение физических задач каскадно-вероятностным методом. - Алма-Ата: Наука, 1988, т.2. - 144 с.

[3] Гутер Р.С., Овчинский Б.В. Основы теории вероятностей, 1967. М.: Просвещение, 159 с.
[4] Колмогоров А.Н. Основные понятия теории вероятностей, 1974. М.: Наука, 119 с.
[5] Феллер В. Введение в теорию вероятностей и ее приложения, 1984. М.: Мир, Т.1. 527 с.
[6] *Вентцель А.Д.*, Курс теории случайных процессов. — М.: Наука, 1996. — 400 с.
[7] Купчишин А.И. Взаимодействие излучений с веществом. Каскадно-вероятностный метод (методическая разработка для студентов физико-математического факультета).- Алма-Ата, 1986 - 68 с.

REFERENCES

[1] Boss Э.G., Kupchyshyn A.I. Reshenye fyzycheskyh zadach kaskadno-veroyatnym metodom. - Alma-Ata: Nauka, 1988, t.1. - 112 s.
[2] Boss Э.G., Kupchyshyn A.I. Reshenye fyzycheskyh zadach kaskadno-veroyatnym metodom. - Alma-Ata: Nauka, 1988, t.2. - 144 s.
[3] Guter R.S., Obchynsky B.V., Osnovy teory veroyatnosty, 1967. M.: Prosveschenye, 159 s.
[4] Kolmogorov A.N. Osnovnye ponyatye teoryy veroyatnostey, 1974. M.: Nauka, 119 s.
[5] 5.Feller V. Vvedenie v teoryu veroyatnostey i ee prylojenya, 1984. M.: Myr, T.I. 527 s.
[6] Ventsel *A. D.*, Kurs teoryi sluchaynyh protsessov. — M.: Nauka, 1996. — 400 s.
[7] Kupchyshyn A.I. Vzaymodeystvie izluchenyi s veschestvom. Kaskadno–veroyatnyy metod (metodycheskaya razrabotka dlya studentov fyzyko-matematycheskogo fakulteta). –Alma-Ata, 1986 - 68 s.

Шынгалиева Т.А., Черикбаева Л.Ш., Маркова Л.Ф., Ахатаева Д.М.,
Тулепбердинова Г.А., Адилжанова С.А., Темирбекова Ж.Е.

Ақау түзуші радиациялық процестерінің Марков тізбегімен иондық сәулелендіру кезінде байланысы

Түйіндеме. Жұмыста Марков тізбектерімен және иондық сәулелендіру кезіндегі радиациялық ақаулар түзу және заттармен бөлшектердің өзара әрекеттесу процесін сипаттайтын модельдерін алуға арналған Марков процестерінің байланысы қарастырылған. Ары қарай Марков тізбектерін тұрақсыз бөлшектер, мю-мезон, пи-мезон, нейтрон, позитрондар үшін арналған каскадты-ықтимал функцияларды алу үшін қолдану жоспарлануда.

Кілттік сөздер: Каскадты-ықтимал, ион, ақау түзуші, Марков тізбегі, Марков процестері.

Shyngalieva T.A., Cherykbaeva L.Sh., Markova L.F., Akataeva D.M.,
Tulepberdynova G.A., Adylzhanova S.A., Temyrbekova Zh.E.

Communication processes of radiation defect formation by ion irradiation with Markov chains

Summary. The paper considers the communication with Markov chains and Markov processes to produce models describing the process of interaction particles with matter and Education radiation defects in the ion bombardment. In the future we plan to use a Markov chain for the cascade-probability functions for unstable particles, muons, pions, neutrons, positrons.

UDC 004

Zh.E. Temirbekova, L.Sh. Cherykbaeva, G.A. Tulepberdynova, S.A. Adylzhanova
(Faculty of Mechanics and Mathematics, al-Farabi Kazakh National University,
Almaty, Kazakhstan, e-mail: zhanerke_3089@mail.ru)

COLOR MANIPULATION OF IMAGES OPENCV IN PYTHON

Abstract. This paper investigates, demonstrate in use and evaluate the need for image processing and manipulation. This work presents a technique of the gray image coloring, negative image and sepia image. Here is introduced a general technique for "colorizing" grayscale images by transferring color between a source, color image and a destination or target, grayscale image. The approach presented here attempts to provide a method to help minimize the amount of human labor required for this task. Here we transfer the entire color "mood" of the source to the target image by matching luminance and texture information between the images. This work presents a technique of the gray image coloring, achieved using a very simple algorithm, and its core strategy is to choose a suitable color space and then to apply simple operations there. Color manipulation of images did in program. language python using library opencv.

Keywords: Image manipulation, grayscale, sepia, negative, RGB color.