SECTION II. PHYSICS

Юров В.М.¹, Салькеева А.К.², Кусенова А.С.²

Модель образования коллоидов

¹Карагандинский университет им. Е.А. Букетова²Карагандинский технический университет
(Казахстан, Караганда)

doi 10.18411/gq-31-03-2021-10

idsp sciencerussia-31-03-2021-10

Аннотация

Мы изложим нашу модель образования коллоидов с позиции статистической физики. Несмотря на сложный характер промежуточных стадий процесса накопления радиационных дефектов и процесса радиолитиза в твердых диэлектриках, существуют общие закономерности. Это открывает перспективу поиска новых радиационно-стойких и радиационно-чувствительных материалов по их термодинамическим параметрам.

Ключевые слова: коллоид, радиационный дефект, радиолитиз, статистическая физика.

Abstract

We will present our model of colloid formation from the standpoint of statistical physics. Despite the complex nature of the intermediate stages of the accumulation of radiation defects and the process of radiolysis in solid dielectrics, there are general regularities. This opens up the prospect of searching for new radiation-resistant and radiation-sensitive materials based on their thermodynamic parameters.

Keywords: colloid, radiation defect, radiolysis, statistical physics.

Радиационному дефектообразованию посвящено большое число работ, среди которых в 20-м веке можно выделить монографию Лущиков [1], где подробно рассмотрены различные процессы радиационного преобразования дефектов в ионных кристаллах. Большой объем подобной литературы отражен в недавних диссертациях [2, 3]. Математическому моделированию посвящена недавняя работа [4], где получено кинетическое уравнение радиационного распада дефектов.

Мы изложим нашу модель образования коллоидов с позиции статистической физики [5]. Рассмотрим кристалл с числом дефектов m . Пусть расстояние между дефектами одинаково и равно R . Опишем вокруг каждого дефекта 0 сферу радиусом R . Пусть плотность числа частиц в этой сфере равна n_0 , тогда вероятность $W_0(r)$ того, что ближайшая частица находится на расстоянии r от частицы 0 , нетрудно получить из классической статистической физики и она равна:

$$W_0(r) = 4\pi n_0 r^3 \exp[-4\pi n_0 r^3 / 3]. \quad (1)$$

Вероятность нахождения N_0 частиц в зоне дефекта 0 радиусом r равна, очевидно,

$$W_{N_0}(r) = \prod_{k=1}^{N_0} W_k(r) = (4\pi n_0)^{N_0} r^{3N_0} \exp[-4\pi N_0 n_0 r^3 / 3]. \quad (2)$$

Вероятность (2) определим с другой стороны как отношение числа частиц N_0 в зоне дефекта к общему числу частиц в выделенной сфере – $Q_0 = 4/3 \pi n_0 R^3$:

$$p_0 = \frac{N_0}{Q_0} = (4\pi n_0)^{N_0} r^{3N_0} \exp[-4\pi n_0 r^3 / 3]. \quad (3)$$

Для системы из m дефектов имеем:

$$\begin{aligned} p_0 &= (4\pi n_0)^{N_0} r^{3N_0} \exp[-4\pi N_0 n_0 r^3/3] = \frac{N_0}{Q_0}, \\ p_1 &= (4\pi n_1)^{N_1} r^{3N_1} \exp[-4\pi N_1 n_1 r^3/3] = \frac{N_1}{Q_1}, \\ &\dots\dots\dots \\ p_m &= (4\pi n_m)^{N_m} r^{3N_m} \exp[-4\pi N_m n_m r^3/3] = \frac{N_m}{Q_m}. \end{aligned} \quad (4)$$

Для всего кристалла с числом дефектов $0, 1, 2, \dots, m$ имеем:

$$P = \prod_{i=0}^m p_i = \prod_{i=0}^m (4\pi n_i)^{N_i} r^{3N_i} \exp[-4\pi N_i n_i r^3 / 3] = \frac{\prod_{i=0}^m N_i}{\prod_{i=0}^m Q_i}. \quad (5)$$

Система уравнений (4) и (5) представляет собой систему трансцендентных уравнений, решить которую можно только приближенными или численными методами.

В связи с этим, можно сделать численную оценку, основываясь на реальной ситуации и уравнении 1 системы (5):

$$\ln N_0 - \ln Q_0 = N_0 \ln(4\pi n_0) + 2N_0 \ln r - \frac{4\pi}{3} N_0 n_0 r^3.$$

Соответствующая оценка дает, что первый член левой части уравнения и первые два члена правой части – пренебрежимо малы. В результате получим:

$$N_0 = \frac{3 \ln Q_0}{4 \pi n_0 \Gamma^3}. \quad (6)$$

Учитывая, что $4\pi r_0^3/3=V$ и $\ln n_0 > \ln R$, из (6) имеем:

$$V_0 = \frac{\ln n_0}{n_0 N_0}. \quad (7)$$

Беря в качестве функции отклика объем коллоида получим:

$$V_0 = c \frac{kT}{G^0} \cdot N_0. \quad (8)$$

Сравнивая (7) и (8), получим:

$$N_0 = \left(\frac{1}{c} \cdot \frac{\ln n_0}{n_0} \cdot \frac{G^0}{kT} \right)^{1/2}. \quad (9)$$

Формула (9) отвечает равновесному значению числа частиц в коллоиде. Сделаем оценку числа частиц в коллоиде для кристалла KCl: $G^0 \approx 410$ кДж/моль; $c \approx 0,001$; $\ln n_0/n_0 \approx 0,02$; $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$, $T = 300\text{K}$.

Тогда $N_0 \approx 60$ атомов щелочного металла. Полученное нами значение коррелирует с числом атомов N в зародыше при гомогенном образовании коллоидов в расплавах различных металлов.

Наиболее достоверным в области больших доз и ее мощностей в настоящее время является молекулярный механизм роста коллоидных центров [1]. Экспериментальные данные по образованию конечных продуктов разложения ионных кристаллов указывают на их взаимосвязь с первичными радиационными дефектами при наличии сложных промежуточных диффузионных процессов.

Существенной характеристикой кинетики роста коллоидных центров является распределение их по размерам. Как показали исследования [1-4] для любых поглощенных доз и температур облучения, кристалл имеет характерную для него форму кривой распределения коллоидных центров по размерам. Для температур облучения, близких к комнатной, асимметричность кривых распределений с дозой меняется очень четко в виде изменения параметра формы.

Распределение частиц по размерам, определенное экспериментальным путем, описывается логнормальной функцией:

$$c_n(d, t) = F(t) \exp \left\{ - \ln^2 [d/d_{\max}(t)] / 2\xi^2(t) \right\}, \quad (10)$$

где t - время воздействия на кристалл, в итоге которого получаем агрегат диаметром d .

Распределения такого вида характеризуются следующими параметрами: диаметром коллоидного центра в максимуме распределения $d_{\max}(t)$, предэкспоненциальным множителем $F(t)$ и параметром формы распределения $\xi(t)$. При этом $\xi^2(t) < 1$, и от него в основном зависит концентрация c_n . Существенно, что параметром функции (10) является не средний радиус коллоидных центров, который, по экспериментальным данным, малочувствителен к времени (дозе), а параметр формы $\xi(t)$. Это подтверждает и сделанный нами вывод об одном порядке радиуса коллоида, размер которого определяется формулой (9), полученной нами при весьма общих предположениях.

Несмотря на сложный характер промежуточных стадий процесса накопления радиационных дефектов и процесса радиолитизации в твердых диэлектриках, существуют общие закономерности, о которых мы говорили выше. Это открывает перспективу поиска новых радиационно-стойких и радиационно-чувствительных материалов по их термодинамическим параметрам.

1. Лущик Ч.Б., Лущик А.Ч. Распад электронных возбуждений со образованием дефектов в твердых телах. - М.: Наука, 1989. - 264 с.
2. Карипбаев Ж.Т. Спектрально-кинетические характеристики легированных кислородом кристаллов вольфрамата цинка и фторида лития. - Диссер. кандидата физ.-мат. наук, Астана, 2015. - 116 с.
3. Киселева М.С. Кинетика пострadiационных процессов в оптических материалах с подвижными дефектами. - Диссер. кандидата физ.-мат. наук, Екатеринбург, 2017. - 149 с.
4. Арапов Б.А., Арапов Т.Б., Орозбаева А.А. Моделирование кинетики распада радиационно-наведенных дефектов в ионных кристаллах // Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований, № 2, 2020. - С. 115-121.
5. Юров В.М. Термодинамика люминесцирующих систем // Вестник КарГУ, сер. Физика, 2005, № 3(39). - С.13-15.

Pylaev A.P.

Light polarization and the Brewster law

*Snezhinsk Physic-Technical Institute
(Russia, Snezhinsk)*

*doi 10.18411/gq-31-03-2021-11
idsp sciencerussia-31-03-2021-11*

Abstract

It was obtained an analytical dependance of the relative intensity of the light beam reflected from the boundary of two transparent bodies expressing the law been established experimentally by Brewster. It was found on basis of comparison of the values of parallel and perpendicular components of the electrical vectors of the incident beam wave trains to the direction of the reflected beam.

Keywords: light beam, reflection and refraction of light, area of polarization.