

М. Г. Кучеренко



ФЛУКТУАЦИОННАЯ КИНЕТИКА ФОТОРЕАКЦИЙ В СИСТЕМЕ ПЕРКОЛЯЦИОННО-СВЯЗАННЫХ НАНОЯЧЕЕК

Произведен анализ флуктуационных эффектов кинетики реакций, протекающих в дисперсных (пористых) средах с характерным масштабом полостей нанометрового размера. Осуществлено развитие диффузионной модели, предложенной автором в предыдущей работе [1], для динамики числа частиц в микрореакторах, на случай, когда лимитирующей стадией миграции частиц является их транспорт между порами. Рассмотрен случай диффузионного сопряжения областей с евклидовой размерностью, а также евклидовой и фрактальной. Для трехмерной задачи получено аналитическое выражение, определяющее кинетику сглаживания флуктуаций плотности реагента в микрополости. Отмечается сходство с асимптотическим вариантом кинетики диффузионного выравнивания, исследованного в [1]. В случае фрактальной размерности транспортных каналов между порами для анализа проблемы использовались приближенные и численные методы.

В предшествующей работе [1] рассматривалась ситуация, когда динамика флуктуаций числа частиц в микрореакторных ячейках находит отражение в кинетике бимолекулярных процессов, получающих там развитие. В качестве подвижных частиц-реагентов выступали молекулы O_2 , вызывающие дезактивацию иммобилизованных электронно-возбужденных центров, в том числе такую специфическую, как кросс-аннигиляционная дезактивация. Описание изменения населенности молекул кислорода – стабильного (т.е. нерасходуемого) реагента в поре производилось в рамках диффузионной модели для системы «наноячейка – резервуар». Лимитирующей стадией миграции молекул O_2 в такой системе являлось их диффузионное движение в микрообъеме дисперсного включения (мицелла, белковая глобула) с коэффициентом диффузии D_m . Предполагалось, что величина D_m значительно меньше коэффициента диффузии D_s , определяющего транспорт молекул кислорода в резервуаре. Это дало основание считать концентрацию $\langle n \rangle$ частиц на границе глобулы постоянной и достаточно просто получить решение соответствующей краевой задачи для уравнения диффузии в глобуле. Изменение числа тушителей в рассматриваемой наноячейке учитывалось при анализе кинетики фото процессов в дисперсной среде со случайным распределением реагентов по микрообъемам включений.

В настоящей работе мы рассмотрим противоположную ситуацию, когда микрообласть объемом V_R представляет собой пору (полость) диаметром $2R$, коэффициент диффузии D_m молекул O_2 в которой может считаться большим по сравнению с аналогичной величиной D_s в резервуаре. В предельном случае можем считать,

что $D_m \rightarrow \infty$, так что неоднородность радиального распределения частиц в полости не возникает. Тогда концентрация $n(t)$ молекул кислорода в поре в произвольный момент времени t не зависит от координат точек полости $r \in V_R$. Обмен частиц между полостями или между полостью и резервуаром подавлен в силу малости D_s , но не настолько, чтобы игнорировать его полностью. По крайней мере на асимптотической стадии реакции, т.е. при $t \rightarrow \infty$, инъекция молекул O_2 в обедненные кислородом поры (т.е. населенные «непораженными» частицами – мишенями) будет формировать кинетику тушения возбужденных центров.

Часть объема системы, приходящаяся на «резервуар», представляет собой уплотненную по сравнению с подсистемой пору среду. Нетрудно представить вариант организации структуры «резервуара», обеспечивающий медленный транспорт ($D_s \ll D_m$) тушителей, в виде разветвленной системы узких каналов, образующих для мигранта лабиринт, или «систему с ограниченной геометрией». Интересен случай, когда такая система транспортных путей образует перколяционный кластер на пороге протекания. Тогда резервуар представляет собой пространство с характерной фрактальной размерностью d_f и мы приходим к необходимости анализа процесса диффузионного обмена частицами в системе «микрополость – фрактал».

Последовательный анализ данной проблемы будет содержать следующие этапы. Вначале мы рассмотрим задачу о диффузионном сглаживании концентрационного градиента в системе «пора – резервуар», причем последний будет представлен в виде сплошной однородной среды (евклидова размерность $d=3$) с малым коэффициентом диффузии D_s . Результаты, полученные в данном разделе

ле, будут использованы для определения кинетических соотношений, выполняющихся для системы «пора-фрактальный резервуар». Наконец, установленные закономерности флуктуационной динамики послужат основой для развития кинетической модели кислородиндуцированного тушения и кросс-аннигиляции иммобилизованных триплет-возбужденных центров (Т) в пористой среде. Характер данной работы, как и работы [1], созвучен с тематикой исследований [2-8], посвященных флуктуационным эффектам в конденсированных системах различного типа.

Диффузионное сопряжение областей с евклидовой размерностью

Рассмотрим пору сферической формы, объемом $V_R = (4/3)\pi R^3$ в квазиплоской кислородопроницаемой среде, однородной вне поры. Коэффициент диффузии молекул O_2 в поре обозначим как D_m , а вне поры – D_s , причем $D_s \ll D_m$. По этой причине радиальное распределение $n(r, t)$, ($r < R$) концентрации кислорода в поре может рассматриваться как однородное $n(r, t) = n(t)$ в любой момент времени t (рис. 1). В диффузионной модели релаксации флуктуаций населенности [1] в каждой поре с начальным случайным числом молекул O_2 равным N_{ox} устанавливается режим приближения к равновесному значению концентрации

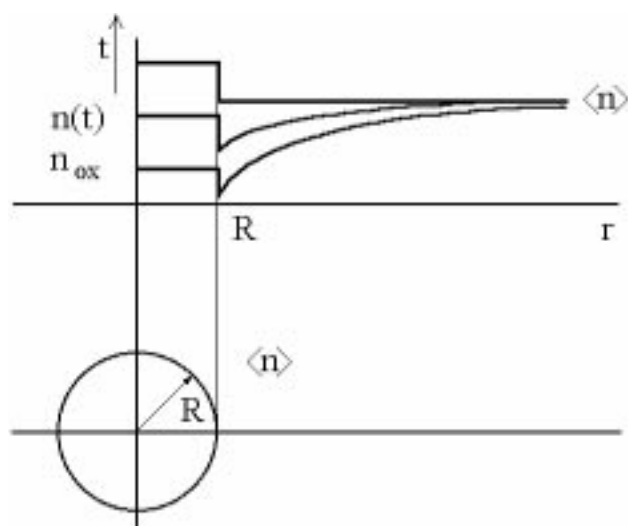


Рис. 1. Кинетика установления равновесной концентрации $\langle n \rangle$ молекул кислорода в сферической поре радиуса R , сопряженной с кислородопроницаемым континуумом.

$\langle n \rangle : n(t | N_{ox}) \Rightarrow \langle n \rangle$. В силу различной растворимости кислорода в среде и поре равновесные концентрации $\langle n \rangle_s$ и $\langle n \rangle$ кислорода в этих областях связаны между собой соотношением $\eta \langle n \rangle = \langle n \rangle_s$ ($\eta < 1$). Краевая задача для уравнения диффузии в области $R < r < \infty$ и $t > 0$ формулируется на основе условия сопряжения решений на границе областей $r = R$. В общем виде, с учетом различий растворимости, это условие включает в себя равенство концентраций $n(R-0, t) = n(R+0, t)$ и равенство диффузионных потоков

$$D_m \nabla n(r, t) |_{R-0} = D_s \nabla n(r, t) |_{R+0} \quad (1)$$

Однако в рассматриваемом случае, из-за большого различия коэффициентов диффузии $D_s \ll D_m$, условие сопряжения потоков (1) трансформируется в условие баланса числа частиц в объеме V_R :

$$n(t | N_{ox}) = n_{ox} + \frac{1}{V_R} \int_0^t J(\tau) d\tau, \quad (2)$$

где диффузионный поток $J(t)$ молекул O_2 , пересекающих поверхность поры S_R , определяемый выражением

$$J(t) = D_s S_R \nabla_r n(r, t | N_{ox}) |_{r \rightarrow R} \quad (3)$$

направлен в пору или из поры – в зависимости от знака градиента $\vec{\nabla} n$.

Краевая задача для уравнения диффузии, определяющего эволюцию внесферного радиального распределения концентрации $n(r, t)$, ($r > R$), имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t} n(r, t) = D_s \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \frac{\partial}{\partial r} n(r, t) \quad (4)$$

$$\begin{aligned} n(\infty, t) &= \langle n \rangle_s & R < r < \infty \\ n(r, 0) &= \langle n \rangle_s & 0 < t < \infty \\ n(R, t) &= \eta n(t | N_{ox}) & r = R + 0 \end{aligned} \quad (5)$$

где $n(t | N_{ox})$ – концентрация молекул кислорода на границе поры, а также, в силу принятых модельных допущений, и внутри самой поры. Формальное решение задачи (4)-(5) представляется следующим выражением

$$n(r, t) = \langle n \rangle_S \left[1 - \frac{R}{r} \operatorname{erfc} \left(\frac{r-R}{2\sqrt{D_S t}} \right) \right] + \left(1 - \frac{R}{r} \right) \times \\ \times \frac{R}{2\sqrt{\pi D_S}} \int_0^t \eta \frac{n(\tau | N_{ox})}{(t-\tau)^{3/2}} \exp \left[-\frac{(r-R)^2}{4D_S(t-\tau)} \right] d\tau. \quad (6)$$

Оно не может быть использовано для вычислений непосредственно, поскольку подинтегральная функция $n(t | N_{ox})$ в (6) неизвестна, и более того, именно она представляет наибольший интерес для базовой задачи о кинетике бимолекулярных фотопроцессов в гетеросистеме. Интегральное уравнение для функции $n(t | N_{ox})$ может быть получено на основе балансного условия (2), использующего поток $J(t)$ на сферу S_R . Расчет функции $J(t)$ по формуле (3) с использованием (6) приводит к выражению

$$J(t) = 4\pi R D_S \eta \delta n_{ox}(0) \left(1 + \frac{R}{\sqrt{\pi D_S t}} \right) + \\ + 4\pi R^2 D_S \eta \nabla_r \left\{ \left(1 - \frac{R}{r} \right) \frac{R}{2\sqrt{\pi D_S}} \int_0^t \frac{\delta n(\tau | N_{ox})}{(t-\tau)^{3/2}} \times \right. \\ \left. \times \exp \left[-\frac{(r-R)^2}{4D_S(t-\tau)} \right] d\tau \right\}_{r \rightarrow R}, \quad (7)$$

где

$$\delta n_{ox}(0) = \langle n \rangle - n_{ox} \\ \delta n(t) = n(t | N_{ox}) - n_{ox}, \quad (8)$$

а запись $r \rightarrow R$ следует понимать как предельный переход, который осуществляется в (7) после процедуры вычисления производной по r . К сожалению, вычислять производную ∇_r в точке R под знаком интеграла в (7) нельзя – это приводит к неверному, расходящемуся при $\tau \rightarrow t$, выражению. Другими словами, изменение последовательности операций ∇_r и интегрирования по τ неправомерно. Для дальнейшего анализа проблемы произведем приближенный расчет потока $J(t)$ на основе (7). Для этого примем, что неизвестная функция $\delta n(t | N_{ox})$ под знаком интеграла в (7) меняется медленно по сравнению с другим подинтегральным факто-

ром $\exp\{-(r-R)^2/[4D_S(t-\tau)]\}$. При $r \rightarrow R$ характерный временной масштаб изменения этой функции становится предельно малым, и тогда функция $\delta n(\tau | N_{ox})$ может быть вынесена за знак интеграла и заменена ее точечным – мгновенным значением $\delta n(t | N_{ox})$. В результате этой процедуры интеграл в (7) вычисляется элементарно, и для потока $J(t)$ получаем простое выражение

$$J(t) = K(t) \eta \Delta n(t) = \\ = 4\pi R D_S \eta \Delta n(t) \left(1 + \frac{R}{\sqrt{\pi D_S t}} \right), \quad (9)$$

где

$$\Delta n(t) = \delta n_{ox}(0) - \delta n(t) = \langle n \rangle - n(t | N_{ox}), \\ K(t) = 4\pi R D_S \left(1 + \frac{R}{\sqrt{\pi D_S t}} \right).$$

Подставляя (9) в (2) и дифференцируя полученное выражение по t , приходим к следующему дифференциальному уравнению для разности $\delta n(t | N_{ox})$

$$\frac{d}{dt} \delta n(t) = -\frac{K(t)}{V_R} \left[\delta n(t) - \delta n_{ox}(0) \right]. \quad (10)$$

Решение (10) приводит к следующим выражениям

$$\delta n(t) = \delta n_{ox}(0) \left[1 - \exp \left(-\frac{1}{V_R} \int_0^t K(\tau) d\tau \right) \right], \quad (11)$$

$$n(t | N_{ox}) = \langle n \rangle + (n_{ox} - \langle n \rangle) \times \\ \times \exp \left[-\frac{3D_S}{R^2} \left(t + 2R \sqrt{\frac{t}{\pi D_S}} \right) \right], \quad (12)$$

которые полностью решают поставленную в данном разделе задачу. Отметим здесь сходство выражения (12) с асимптотическим вариантом формулы для средней населенности кислородом мицеллярной глобулы в жидком растворе, которая была получена в работе [1] иным методом ($t \gg R^2/(\pi^2 D_m)$)

$$n(t | N_{ox}) = \langle n \rangle + (n_{ox} - \langle n \rangle) \frac{6}{\pi} \exp \left[-\frac{\pi^2 D_m t}{R^2} \right]. \quad (13)$$

Диффузионное сопряжение евклидовой области с фракталом

В случае, когда в наноячейку входит множество транспортных каналов, образующих фрактальный лабиринт (рис. 2), возникает проблема сопряжения областей с евклидовой (3d) и дробной размерностью d_f фрактала – критического перколяционного кластера. Тогда в области $r > R$ вместо выражения (9) для потока $J(t | d_f)$ можем записать

$$J(t | d_f) = K(t | d_f) \eta \Delta n_f(t), \quad (14)$$

где «фрактальная» концентрация $\Delta n_f(t)$ определена через «фрактальный» объем $V_R(d_f)$ выражением

$$\Delta n_f(t) = \left[\langle n \rangle - n(t | N_{ox}) \right] \frac{V_R}{V_R(d_f)}.$$

Удельный поток $K(t | d_f)$ молекул на фрактальную сферу радиуса R и площадью $S_R(d_f)$ определяется градиентом радиальной функции распределения $g(r, t)$ в точке R , для молекул O_2 на фрактале относительно центра сферической поры [9]

$$K(t | d_f) = \kappa_0 R^{-\theta} S_R(d_f) [\nabla g(r, t)]_{r=R},$$

$$S_R(d_f) = \frac{2\pi^{d_f/2} R^{d_f-1}}{\Gamma(d_f/2)}. \quad (15)$$

Константы κ_0 и θ в (15) – коэффициент

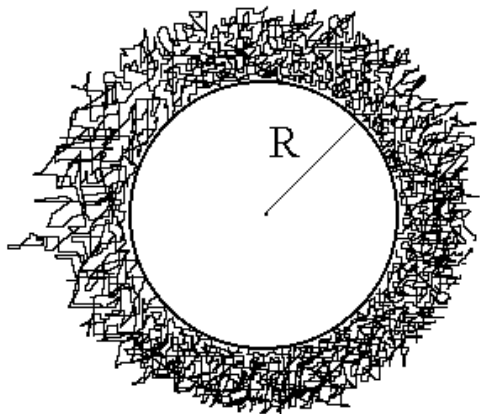


Рис. 2. Сферическая ячейка, сопряженная с фракталом. «Опушка» гладкой сферы $S(3d)$ представляет собой фрактальную поверхность $S(d_f)$. Транспортные каналы, ведущие в нанопору, образуют критический перколяционный кластер (лабиринт на пороге протекания) с размерностью $d_f=2.5$.

диффузии и аномальный показатель диффузии на фрактале; $\Gamma(x)$ – гамма-функция.

Функция радиального распределения $g(r, t)$ удовлетворяет следующему диффузионному уравнению [9-10]

$$\frac{\partial}{\partial t} g(r, t) = \kappa_0 \frac{1}{r^{d_f-1}} \frac{\partial}{\partial r} r^{d_f-1-\theta} \frac{\partial}{\partial r} g(r, t) \quad (16)$$

и условиям на границе в начальный момент

$$\begin{aligned} g(\infty, t) &= 1 & R < r < \infty \\ g(r, 0) &= 1 & 0 < t < \infty \\ g(r, t) &= \eta n(t | N_{ox}) / \langle n \rangle & r = R + 0 \end{aligned} \quad (17)$$

Решение краевой задачи (16)-(17) построить сложно, однако можно провести анализ более простой ситуации, которая возникает в предположении о большой емкости поры для молекул O_2 , диффундирующих в нее. По принятии такого допущения граничное условие на сфере $S_R(d_f)$ в (17) может быть заменено однородным условием $g(R, t) = 0$. В такой постановке решение задачи по определению $g(r, t)$ получается проще, а в [9] указано, что для этого случая при $t \rightarrow \infty$ функция $g(r, t)$ выходит на автомодельную асимптотику

$$g(r, t) \rightarrow \frac{\Gamma(1-d_s/2, r^{2+\theta} / \kappa_0(2+\theta)^2 t)}{\Gamma(1-d_s/2)}, \quad (18)$$

где $d_s = 2d_f / (2+\theta)$ – спектральная размерность фрактала, а $\Gamma(x, y) = \int_0^y \exp(-t) t^x dt$ – неполная гамма-функция. Сравнение численного решения уравнения (16) (рис. 3) с автомодельным вариантом (18) указывает на правомерность использования (18) при

$$t > r^{2+\theta} / \kappa_0(2+\theta)^2.$$

Расчет удельного потока $K(t | d_f)$, определяемого формулой (15) с использованием асимптотического выражения (18), приводит к следующему результату

$$K(t | d_f) = \frac{2\pi^{d_f/2} (2+\theta)^{d_s-1}}{\Gamma(d_f/2)} \kappa_0^{d_s/2} t^{d_s/2-1}. \quad (19)$$

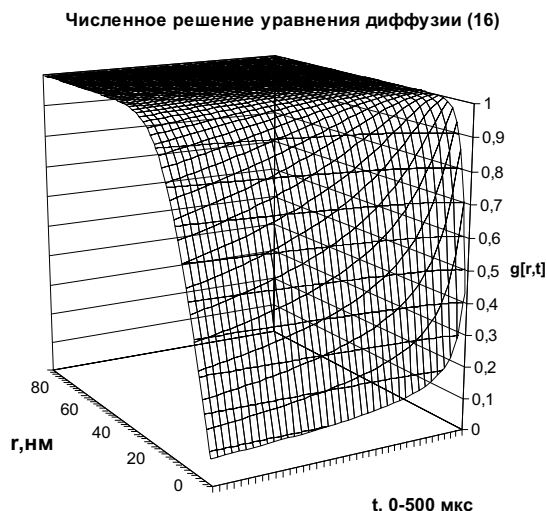


Рис. 3. Эволюция радиального распределения $g(r,t)$ для диффузии частиц на фрактале. График построен на основе численного решения диффузионного уравнения (16). Фрактальная размерность кластера $d_f=1.6$; показатель аномальной диффузии $\theta=0.6$. Аналогичный вид имеет график распределения $g(r,t)$, построенный на основе асимптотического выражения (18).

Из (19) следует, что поток $K(t | d_f)$ не зависит от радиуса наноячейки R . Аналогом формулы (2) в случае фрактала служит выражение

$$n(t | N_{ox}) = n_{ox} + \frac{1}{V_R(d_f)} \int_0^t [\langle n \rangle - n(\tau | N_{ox})] \times \times \kappa_0 R^{-\theta} S_R(d_f) [\nabla g(r, \tau)]_{r=R} d\tau \quad (20)$$

Проводя те же преобразования, что и в предыдущем разделе для случая $d=3$, получаем

$$\delta n(t) = \delta n_{ox}(0) \left[1 - \exp \left(- \frac{1}{V_R(d_f)} \int_0^t K(\tau | d_f) d\tau \right) \right] \quad (21)$$

$$n(t | N_{ox}) = \langle n \rangle + (n_{ox} - \langle n \rangle) \times \times \exp \left[- \frac{2\alpha(d_f)}{d_s V_R(d_f)} \kappa_0^{d_s/2} t^{d_s/2} \right] \quad (22)$$

$$\alpha(d_f) = \frac{2\pi^{d_f/2} (2+\theta)^{d_s-1}}{\Gamma(d_f/2)}$$

Описание локальных кинетических режимов в микропорах с учетом динамики флуктуаций численности реагента

В случае замкнутых наноячеек реализация некоторого случайного распределения (например пуассоновского) молекул O_2 в ячейках фиксирована и со временем не изменяется. Тогда в каждой отдельной микрополости получает развитие собственный локальный кинетический режим реакции, определяемый плотностями реагентов в данной области [11-12]. Наблюдаемые временные зависимости концентраций исходных компонентов или продуктов реакции находятся как средние по ячейкам. В зависимости от вида наблюдаемой весовые коэффициенты парциальных сигналов от отдельных микропор формируются по-разному [13-14]. Наблюдаемые, как средневзвешенные величины, выражаются через суммы по ячейкам, содержащим различное число N_{ox} молекул O_2 (от 0 до $\max\{N_{ox}\}$), а каждое слагаемое суммы содержит вероятность $P(N_{ox})$ (статистический вес) обнаружения в микрополости N_{ox} молекул. Вид фактора $P(N_{ox})$ зависит от способа заполнения ячеек среды активными частицами, то есть от характера приготовления системы. В [12-14] $P(N_{ox})$ задавались пуассоновским распределением. В [11] обсуждалась целесообразность использования распределений других типов.

В рассматриваемом же в данной работе случае, как и в [1], характер распределения молекул O_2 по ячейкам изменяется со временем. То есть в ситуации, когда между микропорами возможен обмен частицами, реализованное в начальный момент времени $t=0$ случайное распределение эволюционирует, и в данной ячейке число $N(t | N_{ox})$ молекул O_2 в момент t уже не равно N_{ox} , как в начале процесса. Характер такой эволюции определяется механизмом транспорта частиц между ячейками, который был рассмотрен в предыдущих разделах. Как и в случае замкнутых ячеек (замороженная межполостная миграция), в динамическом варианте задачи наблюдаемые могут быть записаны как средневзвешенные по начальному распределению $P(N_{ox})$ парциальные величины.

Так, интенсивности сигналов замедленной флуоресценции $I_{DF}(t)$ и фосфоресценции $I_{Ph}(t)$ люминофора в пористой среде определяются указанными средними – как в случае

фиксированных распределений частиц по ячейкам, так и в случае межполостного обмена реагентами

$$I_{DF}(t) \propto K_{\Delta} \sum_{N_0, N_{ox}} P(N_0)P(N_{ox})n_T(t | N_0, N_{ox}) \times n_{\Delta}(t | N_0, N_{ox}) \quad (23)$$

$$I_{Ph}(t) \propto \sum_{N_0, N_{ox}} P(N_0)P(N_{ox})n_T(t | N_0, N_{ox}). \quad (24)$$

Вклад парциальных составляющих в суммарную интенсивность свечения определяется локальными концентрациями $n_T(t | N_0, N_{ox})$ триплетных (Т) центров люминофора и возбужденных (синглетных) молекул O_2 в $^1\Delta_g$ -состоянии: $n_{\Delta}(t | N_0, N_{ox})$. Указанные значения плотностей $n_T(t)$, $n_{\Delta}(t)$ формируются к моменту времени t в порах, в которых при $t=0$ находилось соответственно N_0 Т-центров и N_{ox} невозбужденных молекул кислорода. Фактор K_{Δ} в (23) представляет собой константу скорости кросс-аннигиляционного канала дезактивации Т-центров (реакция $T + ^1\Delta_g(O_2) \rightarrow 0$). Различия между случаями фиксированных и нестационарных распределений находят отражение лишь во временных зависимостях $n_T(t)$ и $n_{\Delta}(t)$.

В ситуации открытых для обмена частицами наноячеек число $N(t | N_{ox})$ молекул O_2 в микрореакторе нестабильно, и кинетические уравнения для концентраций $n_T(t)$ и $n_{\Delta}(t)$ принимают вид [1]:

$$\dot{n}_T = -\frac{1}{\tau_T} n_T(t) - K_{\Sigma} n_T(t) N(t | N_{ox}) / V_R, \quad (25)$$

$$\dot{n}_{\Delta} = -\frac{1}{\tau_{\Delta}} n_{\Delta}(t) - (K_{\Sigma} + K_{\Delta}) n_T(t) n_{\Delta}(t) + K_{\Sigma} n_T(t) N(t | N_{ox}) / V_R. \quad (26)$$

В зависимости от способа фотоинициации системы начальные условия $n_T(0)$, $n_{\Delta}(0)$ для (25)-(26) ставятся по-разному. При δ – импульсном приготовлении подсистемы Т-центров (селективное лазерное возбуждение) можем записать $n_T(0) = N_0 / V_R$, и для сенсibilизированной генерации $^1\Delta_g(O_2)$ – возбуждений $n_{\Delta}(0) = 0$. В этом случае квадратурное решение системы (25)-(26) имеет вид [1, 11]:

$$\begin{aligned} n_T(t | N_0, N_{ox}) &= \\ &= \frac{N_0}{V_R} \exp\left[-\frac{t}{\tau_T} - K_{\Sigma} \int_0^t n(\tau | N_{ox}) d\tau\right] \quad (27) \\ n_{\Delta}(t | N_0, N_{ox}) &= \\ &= K_{\Sigma} \int_0^t n_T(\tau | N_0, N_{ox}) n(\tau | N_{ox}) \exp\left[\frac{\tau-t}{\tau_{\Delta}} - \right. \\ &\quad \left. - (K_{\Sigma} + K_{\Delta}) \int_0^t n_T(\tau' | N_0, N_{ox}) d\tau'\right] d\tau. \quad (28) \end{aligned}$$

Таким образом, хотя в ходе процесса величина $n(t | N_{ox})$ в поре изменяется, в (23) и (24) по-прежнему осуществляется суммирование по начальным значениям N_{ox} . Такой подход, простой и наглядный, позволяет произвести адекватный учет флуктуаций распределения реагентов по порам, не оставляя без внимания и динамику этого распределения.

В следующей нашей работе мы обсудим результаты численного моделирования процессов, проведенного на основе полученных здесь выражений. Кроме того, планируется осуществить сравнение расчетных временных зависимостей с экспериментальными кривыми дезактивации Т-возбуждений молекул органики в пористом силихроме.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 99-03-32264 а) и Минобразования России (программа «Университеты России. Фундаментальные исследования», проект № 992474).

Список использованной литературы:

1. Кучеренко М.Г. Динамика флуктуаций числа молекул в наночастицах и кинетика реакций в дисперсных средах // Вестник Оренбургск. гос. ун-та. 2000. – №2. – С. 57-64.
2. Mikhelashvili M.S., Mikhaeli A.M. Nonlinear Luminescence Quenching in Restricted Geometries // J. Chem. Phys. 1992. – V. 96. – №12. – P. 4766-4768.
3. Хайрутдинов Р.Ф., Рубцова Н.А. Границы применимости классических уравнений химической кинетики для описания процессов на поверхности наночастиц // Хим. физика. 1998. – Т. 17. – №6. – С. 108-117.
4. Кучеренко М.Г. Кинетика статического нелинейного самогашения люминесценции в коллоидных системах // Коллоид. журнал. 1998. – Т. 60. – №3. – С. 380-388.
5. Бережковский А.М., Махновский Ю.А., Сулис Р.А. О кинетике диффузионно-контролируемых процессов на больших временах // Журн. эксперим. и теоретич. физики. 1986. – Т. 91. – №6. – С. 2190-2197.
6. Бурлацкий С.Ф., Иванов О.Ф. Кинетика гибели на ловушках в допороговых перколяционных системах // Журн. эксперим. и теоретич. физики. 1988. – Т. 94. – №8. – С. 331-350.
7. Надточенко В.А., Рубцов И.В. Стохастическое описание кинетики тушения триплетного феофитина в липосомах // Хим. физика. 1988. – Т. 7. – №9. – С. 1208-1214.
8. Barzykin A.V., Tachiya M. Luminescence Quenching in Micellar Clusters as a Random Walk Problem // Phys. Rev. Lett. 1994. – V. 73. – N25. P. 3479-3482.
9. Витухновский А.Г., Питель Б.Л., Соколов И.М. Триплет-триплетная аннигиляция во фрактальных системах // Динамика триплетных возбуждений в молекулярных кристаллах. – Киев: Наукова думка. – 1989. С. 8-13.
10. Соколов И.М. Размерности и другие геометрические показатели в теории протекания // Успехи физ. наук. 1986. – Т. 150. – №2. – С. 221-255.
11. Кучеренко М.Г. Кинетика нелинейных фото процессов в конденсированных молекулярных системах. – Оренбург: ОГУ. 1998. 386 с.
12. Кучеренко М.Г., Мельник М.П., Якупов Р.М. Кинетика люминесценции аннигилирующих центров в полимерах // Изв. АН СССР. Сер. физическая. 1990. – Т. 54. – №3. – С. 489-495.
13. Кучеренко М.Г., Мельник М.П., Кецле Г.А., Летута С.Н. Селективное лазерное усиление флуктуаций скорости реакции $A + B \rightarrow 0$ // Известия РАН. Сер. физическая. 1993. – Т.57. – №12, – С. 175-180.
14. Кецле Г.А., Кучеренко М.Г. Управление кинетикой фото процессов лазерным излучением // Краткие сообщения по физике ФИАН. 1996, №5-6, С. 93-106.