

## ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ФРАКТАЛЬНЫХ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ С $\alpha$ -РАДИОАКТИВНЫМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ

к.т.н. А.М. Сотников, к.т.н. Г.Ф. Коныхин, Г.В. Рыбалка, к.ф.-м.н. С.И. Кононенко,  
д.ф.-м.н. В.Ф. Клепиков, к.ф.-м.н. В.Ф. Литвиненко, к.ф.-м.н. В.Е. Новиков

*Рассмотрены особенности влияния неравновесности и фрактальности среды на распространение и поглощение электромагнитных волн во фрактальных композитных материалах с  $\alpha$ -радиоактивными включениями. На основе аппарата дробных производных предложена модель, описывающая радиофизические процессы в устройстве с фрактальными элементами.*

**Введение.** В последнее время все большее применение во многих областях физики и технологии (например, при использовании в качестве защитных покрытий) приобретают композитные материалы. Такие материалы могут рассматриваться как материалы со сложной (фрактальной) структурой. Фрактальные среды характерны тем, что их макроскопические свойства (коэффициенты теплопроводности, электропроводности, диффузии и т.д.) и диэлектрические свойства зависят от их фрактальных характеристик (например, фрактальной размерности материала или его пористости) [1 – 4].

С нашей точки зрения, в качестве перспективных композитных материалов могут быть использованы с большой эффективностью фрактальные композитные материалы – диэлектрические материалы с фрактальными включениями из проводников, полупроводников и  $\alpha$ -радиоактивных элементов. Использование  $\alpha$ -радиоактивных включений позволяет использовать в качестве дополнительного управляющего фактора неравновесность электронной системы материала, т.е. использовать для управления электродинамическими свойствами материала не только неоднородность материала в координатном пространстве, но и неоднородность электронной подсистемы в фазовом пространстве. В настоящей работе изучено влияние неравновесности и фрактальности среды на распространение и поглощение электромагнитных волн.

**1. Неравновесные состояния электронной подсистемы в материале с  $\alpha$ -радиоактивными включениями.** Перейдем к моделям и описанию неравновесных электродинамических свойств материалов.

Электродинамические свойства полупроводников и металлов опреде-

ляются функциями распределения электронов по энергии. Обычно считается, что электронная система рассматриваемого материала находится в термодинамическом равновесии, а функция распределения электронов по энергиям является либо распределением Ферми, либо распределением Максвелла (в зависимости от температуры). Такое рассмотрение справедливо при отсутствии в электронной системе источников и/или стоков частиц. При наличии таких источников и стоков ситуация сильно изменяется. При совместном действии источников и стоков частиц возможна эволюция распределения частиц не к равновесному стационарному состоянию, а к конечному сильно неравновесному стационарному распределению частиц. Если источники и стоки локализованы в фазовом пространстве системы и характерные энергии их локализации сильно различаются, то возможно возникновение степенных функций распределения  $f = A\varepsilon^s$  в инерционном интервале между источником и стоком. Эти функции распределения, также как и равновесные, обращают в ноль интеграл столкновения Больцмана

$$I_{st}\{f, f\} = \int d\vec{v}_1 d\Omega g \sigma(g, \theta) (ff'_1 - ff_1),$$

где использованы стандартные системы обозначений:

$$f = f(\vec{v}, t); \quad f_1 = f(\vec{v}_1, t); \quad f' = f(\vec{v}', t); \quad f'_1 = f(\vec{v}'_1, t)$$

для бинарного взаимодействия и рассеяния частиц с такими скоростями:  $(\vec{v}, \vec{v}'_1) \leftrightarrow (\vec{v}', \vec{v}_1)$ ;  $g = |\vec{v} - \vec{v}_1|$  – относительная скорость, которая при столкновении поворачивается на угол  $\theta$ ;  $\sigma(g, \theta)$  – сечение рассеяния, зависящее от вида межмолекулярного взаимодействия;  $d\Omega$  – элемент телесного угла,  $I_{st}\{f, f\}$  – оператор, описывающий столкновение частиц.

Как впервые было показано в [5 – 6], степенные функции распределения являются точными стационарными решениями уравнения для интегралов столкновений между частицами в форме Больцмана и в форме Ландау. Представим кинетическое уравнение для изотропной функции распределения частиц в виде уравнения непрерывности для функции распределения по энергии

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{\partial}{g(\varepsilon) \partial \varepsilon} \Pi\{f, \varepsilon\} + \Psi(\varepsilon) \quad (1)$$

с потоком в фазовом пространстве  $\Pi\{f, \varepsilon\}$  и источниками и стоками  $\Psi(\varepsilon)$ .

Существование и особенности эволюции системы к стационарным степенным распределениям наиболее просто продемонстрировать на кинетическом уравнении с потоком частиц в фазовом пространстве,

представленном в дифференциальной форме. Для фотонов, взаимодействующих с электронами, кинетическое уравнение в дифференциальной форме впервые получено в работе Компанейца [7], а их степенные решения в работе [8]. Для электронов, взаимодействующих с фононами, кинетическое уравнение в дифференциальной форме в общем виде имеет вид [9] уравнения (1) с потоком частиц:

$$\Pi\{f, \varepsilon\} = \varepsilon g(\varepsilon) \nu(\varepsilon) \left[ T_0 \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} + f - f^2 \right],$$

где  $\nu(\varepsilon) = \nu_0 \left( \frac{\varepsilon}{T_e} \right)^q$ , а значения величин  $\nu_0, q$  для различных механизмов взаимодействия электронов с фононами приведены в [9].

Стационарные неравновесные решения соответствуют постоянному ненулевому потоку частиц (или энергии) в фазовом пространстве [5 – 6], поэтому важным является процесс эволюции потока к этому стационарному постоянному значению. Такая эволюция становится наиболее наглядной, если ввести характерное время релаксации потока частиц  $\tau$  и записать кинетическое уравнение (1), представляющее собой уравнение диффузии для функции распределения в пространстве энергий, в виде системы уравнений гиперболической диффузии:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} &= - \frac{\partial}{g(\varepsilon) \partial \varepsilon} j\{f, \varepsilon\} + \Psi(\varepsilon); \\ \tau \frac{\partial j(t, \varepsilon)}{\partial t} + j(t, \varepsilon) &= \Pi\{f, \varepsilon\}. \end{aligned} \quad (2)$$

В качестве источника неравновесности для квазичастиц в полупроводниковых системах можно эффективно использовать дополнительные источники ионизации, возникающие в результате прохождения через твердотельное покрытие быстрых заряженных частиц (ионов) (например,  $\alpha$ -частиц, возникающих при радиоактивном распаде [10]). При этом происходит ионизация атомов вещества на длине их пробега, и образуются источники в энергетическом пространстве, которые (при теоретическом анализе) предполагаются локализованными в пространстве энергий.

Использование подобных источников в полупроводниковых покрытиях существенно увеличивает возможности по качественному изменению дисперсионных свойств покрытия в неравновесных условиях, так как соотношение между плотностями неравновесной  $n_s$  и равновесной  $n$  компонентами в этом случае могут изменяться в широких пределах и достигать достаточно больших значений. Для прояснения влияния интенсивности радио-

изотопных источников на степень неравновесности состояний электронов в твердом теле приведем результаты численного решения системы (2) для кинетического уравнения с локализованными источниками и стоками.

Характер зависимости функции распределения от мощности источника показан на рис. 1. Из графиков на рис. 1 видно, что с ростом интенсивности радиоизотопного источника быстро возрастает двухкомпонентный характер функции распределения. Эволюция зависимости потока частиц от энергии показана на рис. 2, на котором хорошо видно, что стационарные степенные решения соответствуют возникновению областей с постоянным потоком в фазовом пространстве. Двухкомпонентный (в фазовом пространстве) характер функции распределения, как показано, например, в [10], приводит к существенному изменению дисперсии плазменных колебаний в твердотельной плазме. С учетом диссипативных процессов выражение для диэлектрической проницаемости имеет вид:

$$\varepsilon(\omega, k) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} + \frac{k_{ds}^2}{k^2} + i \frac{v_{eff}}{\omega}, \quad (3)$$

где  $k_{ds} = \omega_{ps} / V_i$ ;  $v_{eff}$  – эффективное затухание в среде,  $\omega_{ps}$  – частота акустических плазменных колебаний,  $V_i$  – скорость электронного звука.

Дисперсия продольных колебаний в области малых волновых чисел при этом оказывается равной

$$\omega^2 = \frac{\omega_p^2}{1 + \omega_{ps}^2 / k^2 V_i^2}$$

и имеет акустический вид  $\omega = c_s k$ ,  $c_s = \sqrt{n/n_s} \cdot v_i$ , при  $k \ll \omega_{ps} / v_i$ .

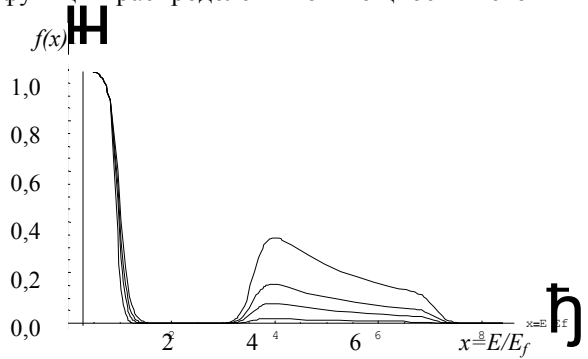


Рис. 1. Графики функций распределения электронов при  $\Pi = -1.81, -0.81, -0.4, -0.1$

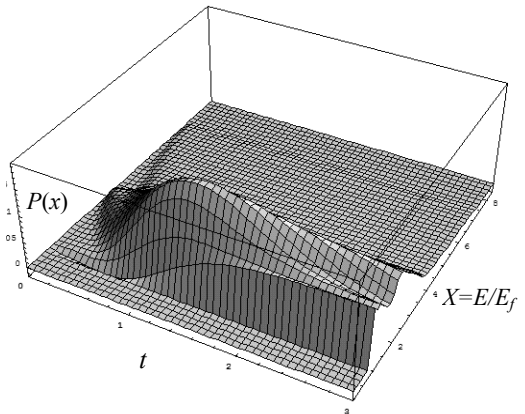


Рис. 2. Поверхность, представляющая зависимость потока частиц в фазовом пространстве от времени и энергии элект-

Последнее условие означает попадание фазовой скорости волны в область между равновесной и неравновесной частью функции распределения. При этом условии бесстолкновительное затухание Ландау дает малый вклад в эффективное затухание  $\nu_{eff}$ .

**2. Экспериментальные исследования функции распределения электронов в неравновесных условиях.** В качестве источника неравновесности для квазичастиц в полупроводниковых системах можно эффективно использовать дополнительные источники ионизации в виде радиоизотопного слоя [6]. При облучении полупроводникового слоя  $\alpha$ -частицами с энергией  $E$  (MeV) происходит интенсивная ионизация атомов полупроводника на длине их пробега

$$R \approx 1.741 \cdot 10^{-4} \frac{A m_e}{\rho M_a} \left( \frac{M_a}{m_e} E \right)^{3/2}$$

где  $A$  – атомный вес полупроводника,  $\rho$  – плотность полупроводника.

За счет ионизации в объеме  $1 \text{ см}^3$  за  $1 \text{ с}$  образуется  $P = 3.7 \cdot 10^{10} \chi \frac{E}{IR}$  электронов. Здесь  $\chi$  – поток частиц в  $\text{Ku}/\text{см}^2$ . Такие источники с успехом исследовались с точки зрения создания эффективных источников тока [6].

Как хорошо известно, потери энергии протонов в веществе в диапазоне энергий от нескольких КэВ до 50 МэВ можно представить в виде

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{au + bu^2}{0.01u^{2.55} + c},$$

где потери измеряются в единицах эВ/Å;  $u$  – скорость в единицах  $10^8 \text{ см/с}$ ;  $a$ ,  $b$ ,  $c$  – константы, характеризующие вещество мишени (например, для Ni  $a = 6.8$ ;  $b = 0.01$ ;  $c = 0.77$ , а для Cu  $a = 6.15$ ;  $b = 0.057$ ;  $c = 0.84$ ). Типичная зависимость потерь энергии быстрых частиц от энергии изображена на рис. 3.

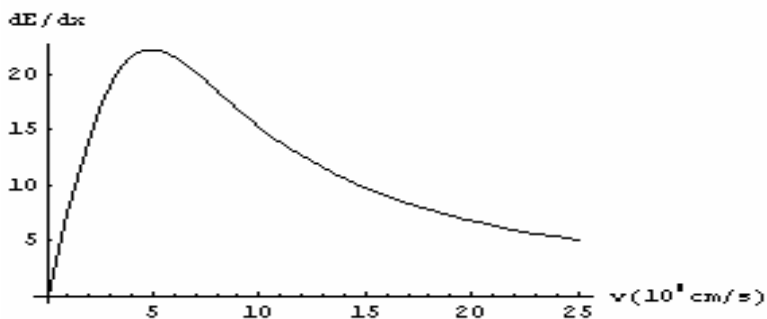


Рис. 3. Потери энергии  $\alpha$ -частицы в меди в зависимости от ее скорости

Электроны, возникающие в этих процессах, образуют два источника в энергетическом пространстве. Во-первых, есть малоэнергетическая компонента электронов, которую мы будем моделировать источником электронов, локализованным вблизи энергии  $\varepsilon_1$  порядка энергии Ферми  $E_f$ . Во-вторых, есть высокоэнергетическая компонента, локализованная вблизи энергии  $\varepsilon_2$  порядка 1 – 2 КэВ, которую мы также будем аппроксимировать локализованным вблизи этой энергии источником. Однако, существует еще один очень важный источник неравновесности, создаваемый в электронной компоненте быстрыми ионами. При распространении быстрых ионов в плотной твердотельной плазме возбуждаются плазменные колебания (плазмоны). Взаимодействие этих плазмонов с электронами оказывает существенное воздействие на их функцию распределения.

Распределение энергии вторичных электронов эмиссии с передней стороны мишени показано на рис. 4 в двойном логарифмическом масштабе для мишени из серебряной фольги.

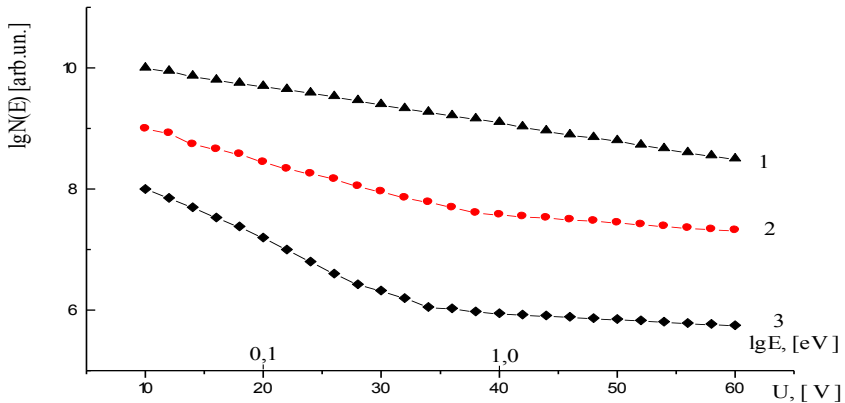


Рис. 4. Распределения энергии вторичного электрона

Как видно из рис. 4, распределение энергии для ионов с энергией 1  $MeV$  (кривая 1) хорошо приближается степенной зависимостью с одним показателем степени для всего интервала энергии. Электронные распределения имеют изгибы для ионов с энергией 2  $MeV$  (кривая 2) и 3  $MeV$  (кривая 3), то есть, функции распределения могут быть приближены степенными функциями с различными показателями степени для различных интервалов энергии.

В области изгиба показатель степени изменяется существенно. Эта область мала и, как показывают оценки, имеет ширину в пределах 2  $eV$ . Показатель степени равен 3.5 – 4.0 для (0–35)  $eV$  и 1.5 – 2.0 для (35 – 50)  $eV$ . Анализ экспериментальных данных показал, что существование и положение изгибов зависят от энергии иона более сильно, чем от плотности потерь энергии, что хорошо видно на кривой 1, где нет изгиба функции распределения в этом диапазоне энергии.

**3. Связь неравновесности, корреляций и неэкстенсивная термодинамика неравновесных фрактальных материалов.** Как уже говорилось выше, степенные неравновесные распределения, как и равновесные, обращают в ноль интеграл столкновений и являются конечной стадией эволюции системы, поэтому интересно проанализировать их с точки зрения термодинамических соотношений.

Известно, что равновесная максвелловская функция распределения с температурой  $T$  может быть получена из условия максимума энтропии Больцмана с учетом условий нормировки (заданного числа частиц и энергии):

$$S_B = -k_b \int d\varepsilon f(\varepsilon, T) \ln(f(\varepsilon, T)), \quad (4)$$

где  $k_b$  – постоянная Больцмана.

Сказанное выше является основой термодинамики Больцмана-Гиббса. Эта термодинамическая теория является мощным инструментом для анализа многих физических ситуаций, в которых взаимодействие частиц и эффекты памяти имеют достаточно малые характерные масштабы. Для систем с большой плотностью взаимодействующих частиц и наличием памяти в ней термодинамический формализм Больцмана отказывает и должен быть заменен на формализм, учитывающий крупномасштабные корреляции в системе. Наиболее подходящим формализмом для рассматриваемых нами систем является формализм неэкстенсивной термостатики и термодинамики Тсаллиса [11]. Основой этого формализма является использование обобщения энтропии (4):

$$S_q = k \frac{1 - \int d\varepsilon f^q(\varepsilon)}{q - 1},$$

с параметром  $q$ , характеризующим корреляционные свойства. При  $q \rightarrow 1$  приходим к обычной энтропии Больцмана. Из условия максимума этой энтропии вместе с условием нормировки следует степенная функция распределения

$$f_q(\varepsilon) = \frac{[1 - \beta(1 - q)\varepsilon]^{1/q}}{Z_q},$$

где  $Z_q$  – статистическая сумма (функция параметров систем, обеспечивающая нормировку), а параметр  $\beta$  является величиной, обратной температуре. В неравновесных условиях эта компонента функции распределения и оказывается неравновесной компонентой. Ее вклад и определяет параметры дисперсии колебаний в неравновесной среде.

**4. Применение дробных производных для описания необратимости среды.** Существенной особенностью фрактальных сред является их необратимость и существование памяти. Наличие памяти в среде означает, что если в момент времени  $t'$  на систему действует сила  $u(t')$ , то возникает поток  $j(t)$ , величина которого в последующий момент времени  $t$  задается равенством

$$j(t) = \int_0^t Y(t - t') u(t') dt'.$$

Для системы, не обладающей памятью, зависимость функции памяти  $Y(t)$  имеет дельтафункционный вид:  $Y(t) \propto \delta(t - \tau)$ . В этом случае



уравнение для потока приобретает форму:  $j(t) = \sigma u(t)$ . При включении памяти  $\delta$ -функция размывается в колоколообразную зависимость, ширина которой определяет ширину временной области  $\tau$  вблизи текущего времени  $t$ , в течение которого сила  $u(t)$  влияет на поток. Если функция  $Y(t)$  имеет степенной вид  $\propto t^{-\nu}$ , то соотношение (5) между силой и потоком можно записать в виде

$$j(t) = (I^{1-\nu} u)(t). \quad (5)$$

Здесь  $I^{1-\nu}$  – оператор дробного интегрирования [12 – 13]. Простые соображения, приводящие к введению дробных интегралов производных, приводятся в классических работах Лиувилля, Летникова, Сонины и др. [11 – 13]. Интегральный оператор порядка  $\alpha$  определяется выражением

$$I^\alpha g(x) \equiv D^{-\alpha} g(x) = \frac{1}{\Gamma(\alpha)} \int_{x_0}^x \frac{g(\xi)}{(x-\xi)^{1-\alpha}} d\xi \quad (6)$$

и называется дробным интегралом порядка  $\alpha$ . Дробное обобщение производной можно представлять разными способами. Наиболее просто производную дробного порядка можно определить, как обобщение производной  $n$ -го порядка. Например, таким способом вводится определение дробной производной Римана-Лиувилля [12]:

$$D^\alpha f(t) = \frac{1}{\Gamma(1-\alpha)} \frac{d}{dt} \left[ \int_\alpha^t \frac{f(\xi)}{(t-\xi)^\alpha} d\xi \right].$$

Теперь, после введения дробных производных, можно рассмотреть дробное обобщение дифференциальных уравнений и, в частности, дробного обобщения уравнения линейного осциллятора

$$\frac{d^{2-D} q}{dt^{2-D}} + \omega^2 q(t) = R(t). \quad (7)$$

При решении таких задач Коши, естественно, возникают функции Миттаг-Леффлера  $E_{\alpha,\beta}(x)$ , которые для уравнений с дробными производными играют такую же важную роль, как гармонические функции для уравнений с обычными производными:

$$E_{\alpha,\beta}(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{x^k}{\Gamma(\alpha k + \beta)}; \quad E_{\nu,1}(x) \equiv E_\nu(x).$$

Гармонические функции являются частными случаями этой функции:

$$E_{2,2}(-\omega_0^2 t^2) = \frac{\sin(\omega_0 t)}{(\omega_0 t)}; \quad E_2(-\omega_0^2 t^2) = \cos(\omega_0 t).$$

Решение уравнения (7) с начальными условиями имеет вид

$$\tilde{q}(t) = i_0 t E_{2-\nu,2}(-\omega_0^2 t^{2-\nu}) + q_0 E_{2-\nu,1-\nu}(-\omega_0^2 t^{2-\nu}) + D^{-\nu} F(t),$$

где  $F(t) = \int_0^t (t-\xi)^{1-\nu} E_{2-\nu,2-\nu}(-\omega_0^2 (t-\xi)^{2-\nu}) R(\xi) d\xi.$

Легко убедиться в том, что использование в уравнении дробной производной, эквивалентно введению в него затухания. На рис. 5 показано решение этого интегро-дифференциального уравнения. Характер поведения решения подтверждает эквивалентность степени затухания колебаний и отклонения производной в уравнении от целого значения.

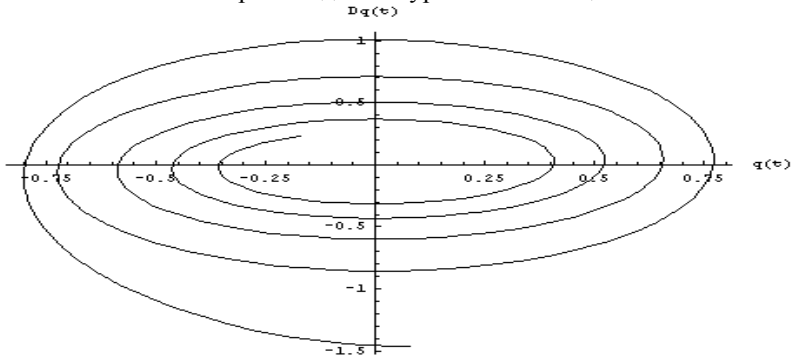


Рис. 5. Фазовый портрет колебания в системе с памятью

Сравним решения дробного обобщения осциллятора (7) и уравнения линейного осциллятора с затуханием

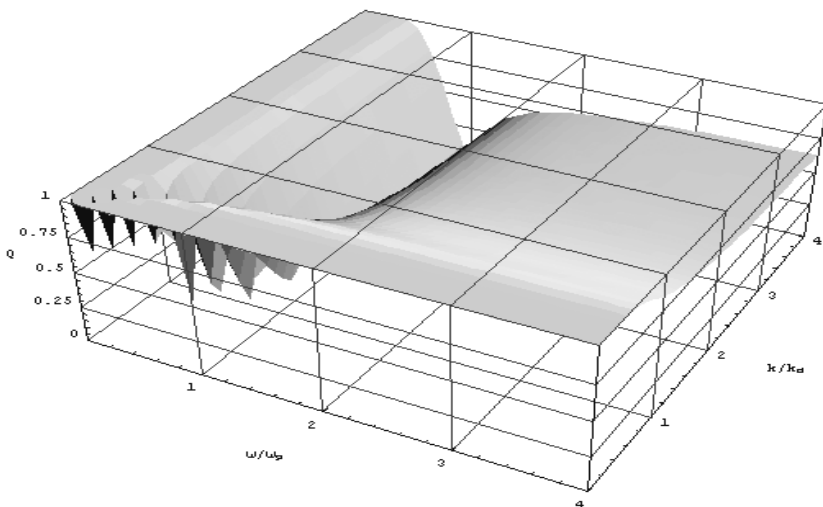


Рис. 6. Коэффициент поглощения электромагнитной волны в неравновесном покрытии без учета его фрактальности (коэффициент  $D = 0$ ) в зависимости от частоты и волнового числа падающей волны

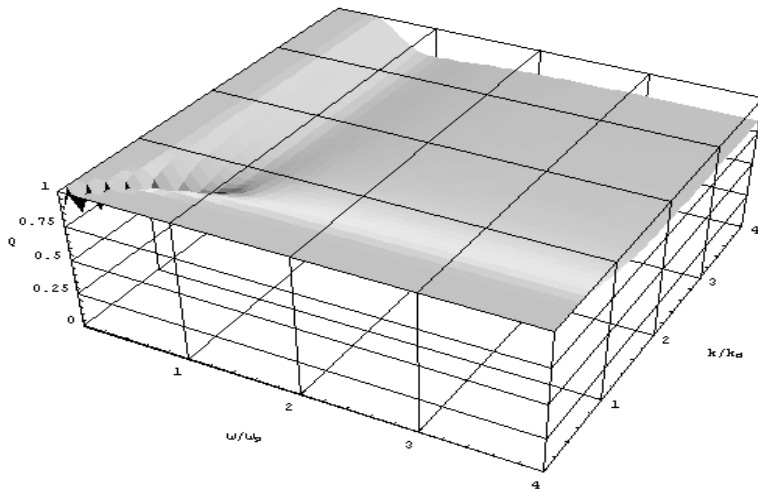


Рис. 7. Коэффициент поглощения электромагнитной волны в неравновесном композитном покрытии при одновременном (синергетическом) влиянии неравновесности и фрактальности (коэффициент  $D = 0.8$ ) в зависимости от частоты и волнового числа падающей волны

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + 2\delta_{eff} \frac{dq}{dt} + \omega^2 q(t) = 0, \quad (8)$$

решение которого приведено на рис. 8, где показана зависимость коэффициента трения линейного осциллятора от порядка дробного оператора системы с памятью при условии максимальной близости этих систем по затуханию амплитуды при эволюции. Пользуясь этой зависимостью (рис. 8) можно оценить эквивалентное затухание в среде с памятью, описываемой дробными уравнениями.

Таким образом, поскольку порядок производных в дробных обобщениях уравнений колебаний связан с размерностью фрактальной среды, затухание колебаний в таких средах прямо оказываются связанными с геометрическими параметрами структуры.

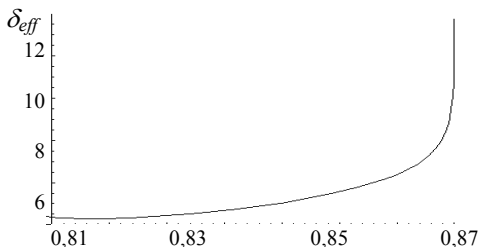


Рис. 8. Зависимость эффективной величины затухания в системе, обеспечивающей поглощение, эквивалентное поглощению в среде с параметрами системы (8), вычислим коэффициент поглощения в материале:

Воспользовавшись полученными выше зависимостями от фрактальности (рис. 6) и выражениями диэлектрической проницаемости от параметров структуры.

Воспользовавшись полученными выше зависимостями от фрактальности (рис. 6) и выражениями диэлектрической проницаемости от параметров структуры.

$$Q = 1 - r^2, \quad r = \left| \exp \left( \int i \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon(\omega, k)} dl \right) \right|^2,$$

где  $l$  – координата вдоль луча падающей волны.

Результат вычисления показан на рис. 6, 7.

Видно, что с учетом геометрических параметров (фрактальности) среды, в большом частотном диапазоне коэффициент поглощения падающей волны равен 1, т.е. практически вся энергия волны поглощается.

Таким образом, предложенная в работе модель на основе аппарата дробных производных для описания радиофизических процессов в устройствах с фрактальными элементами, может быть математической основой для разработки новых устройств, использующих специфические свойства нелинейности и необратимости фрактальных сред.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Olemskoi A.I., Klepikov V.F. *Theory of spatiotemporal pattern in non-equilibrium systems* // *Phys. Rep.* – 2001. – Vol. 338, № 6. – P. 571 – 677.
2. Федер Е. *Фракталы*. – М.: Мир, 1991. – 240 с.
3. Олемской А.И., Флат А.Я. *Использование концепции фрактала в физике*

- конденсированной среды // УФН. – 1993. – Т. 163, № 12. – С. 1 – 50.
4. Фракталы в физике. – М.: Мир, 1988. – 302 с.
  5. Карась В.И., Моисеев С.С., Новиков В.Е. Неравновесные стационарные распределения частиц в твердотельной плазме // ЖЭТФ. – 1976. – Т. 71, № 4. – С. 1421 – 1433.
  6. Батракин Е.Н., Залобовский И.И., Карась В.И., Кононенко С. И. и др. Экспериментальное исследование вторичной электронной эмиссии из пленок, индуцированной  $\alpha$ -частицами // Поверхность. – 1986. – №. 12. – С. 82.
  7. Компанеев А // ЖЭТФ. – 1956. – Т. 31. – С. 876.
  8. Моисеев С.С., Новиков В.Е., Тур А.В., Яновский В.В. К теории слабой турбулентности колмогоровских спектров // ЖЭТФ. – 1984. – Вып. 3. – С. 920.
  9. Басс Ф.Г., Гуревич Ю.Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. – М.: Физматгиз, 1975. – 399 с.
  10. Моисеев С.С., Новиков В.Е., Семиноженко В.П. О возможности индуцирования акустических плазменных колебаний в неравновесных полупроводниках // Физика и техника полупроводников. – 1980. – № 14. – Вып. 2. – С. 402 – 403.
  11. Tsallis, Physica A. Non-extensive thermostatics: brief review and comments // 1995. – V.221. – P. 277 – 290.
  12. Джрбашян М.М. Интегральные преобразования и представления функций в комплексной области. – М.: Наука, 1966, 672 с.
  13. Летников А.В. Теория дифференцирования с произвольным указателем // Математический сборник, 1868. – Вып. 3. – С. 1 – 68.

Поступила 11.10.2002

**СОТНИКОВ Александр Михайлович**, канд. техн. наук, доцент, начальник кафедры ХВУ. В 1980 году окончил ХВВКИУ РВ. Область научных интересов – противодействие системам обнаружения летательных аппаратов, взаимодействие электромагнитных волн с плазмой.

**КОНЯХИН Григорий Фатеевич**, канд. техн. наук, доцент, профессор кафедры ХВУ. В 1961 году окончил ХВАИВУ. Область научных интересов – противодействие системам обнаружения летательных аппаратов, взаимодействие электромагнитных волн с плазмой.

**РЫБАЛКА Григорий Валерьевич**. В 2001 году окончил ХВУ. Область научных интересов – взаимодействие электромагнитных волн с плазмой.

**КОНОНЕНКО Сергей Игнатьевич**, канд. физ.-мат. наук, доцент, доцент кафедры Харьковского национального университета. В 1972 году окончил физтех ХГУ. Область научных интересов – физика плазмы.

**КЛЕПИКОВ Вячеслав Федорович**, доктор физ.-мат. наук, профессор, научный сотрудник НТЦ “ЭФО” НАНУ. В 1971 году окончил физтех ХГУ. Область научных интересов – физика и электрофизика.

**ЛИТВИНЕНКО Владимир Владимирович**, канд. физ.-мат. наук, доцент, научный сотрудник НТЦ “ЭФО” НАНУ. В 1991 году окончил ХПИ. Область научных интересов – электрофизика.

**НОВИКОВ Валерий Евгеньевич**, канд. физ.-мат. наук, доцент, научный сотрудник НТЦ “ЭФО” НАНУ. В 1972 году окончил ХГУ. Область научных интересов – кинетическая теория газовой и твердотельной плазмы, взаимодействие электромагнитных

*волн с плазмой.*