

АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КОМПОЗИТНЫХ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ С α -РАДИОАКТИВНЫМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ

проф. А.М. Сотников

Приведены результаты анализа рассеивающих и поглощающих свойств композитного покрытия с α -радиоактивными включениями. Показана эффективность применения таких покрытий для снижения эффективной поверхности рассеивания объектов и существенного уменьшения обратного рассеивания.

Введение. В настоящее время широкое распространение получили радиопоглощающие покрытия на основе композитных материалов. В работах [1 – 2] было показано, что существенные преимущества в радиопоглощающих свойствах имеют композитные материалы с радиоактивными включениями. Построенная в этих работах теория позволяет получить необходимые параметры покрытий, созданных на основе подобных материалов. Особенностью таких покрытий является их широкая диапазонность [1].

Обычно используются радиопоглощающие материалы трех типов:

- Поглощающие материалы с достаточно большим поглощением из-за своих свойств (диэлектрической и магнитной проницаемостей).
- Поглощающие материалы, использующие геометрическую структуру внешнего слоя (поверхность материала обладает структурой с сильно различающимися характерными размерами в поперечном и продольном направлении по отношению к нормали внутренней поверхности).
- Поглощающие материалы, использующие резонансные структуры.

В работе [1] было предложено покрытие с α -радиоактивными включениями. Если основной материал обладает диэлектрическими свойствами, а радиоактивные включения имеют хорошую проводимость, то фактически покрытие по отношению к поглощению и рассеянию электромагнитных волн представляет собой среду одновременно трех типов.

Целью работы является оценка рассеивающих и поглощающих свойств радиоизотопного покрытия.

Электродинамические свойства радиоизотопных покрытий. Наличие α -радиоактивных включений ведет к образованию системы треков α -частиц с существенно неравновесной концентрацией электронов и нерав-

новесным их распределением по энергии, что приводит к существенному увеличению мнимой части диэлектрической проницаемости среды [2 – 4]. Можно показать, что присутствие источников высокоэнергетических электронов в среде приводит к состояниям со степенными асимптотиками распределений заряженных частиц в области энергий больше энергии Ферми [2]. Изменение функции распределения с экспоненциальной на степенную приводит к тому, что в материале (твердотельной плазме) вещественная и мнимая части диэлектрической проницаемости становятся величинами одного порядка. Среда становится предельно поглощающей [1].

Металлические свойства радиоактивных включений приводят к тому, что поверхностный слой становится сильно неоднородным и, в результате, обеспечивается рассеяние волны в направлениях, сильно отличающихся от направления на источник первичного излучения. Характеристиками распределения радиоактивной проводящей компоненты материала по поверхности диэлектрической основы можно обеспечить это свойство в широком диапазоне длин волн падающего излучения.

Разветвленная система трекров с высокой проводимостью в них преобразует материал в композитный материал со сложной структурой проводящих нитей, что позволяет использовать для поглощения резонансные свойства возникшей структуры.

В работах [1 – 4] было изучено влияние потока частиц в системе на показатель степени в асимптотике функции распределения электронов и, следовательно, на диэлектрическую проницаемость среды. В [7 – 8] показано, что в присутствии источников электронов в твердотельной плазме возникают степенеподобные распределения частиц вида

$$f_q(\varepsilon, E_f, T) = \frac{1}{1 + \exp_q\left(\frac{\varepsilon - E_f}{T}\right)} \theta(E_f - \varepsilon) + \frac{\exp_q\left(-\frac{\varepsilon - E_f}{T}\right)}{\exp_q\left(-\frac{\varepsilon - E_f}{T}\right) + 1} \theta(\varepsilon - E_f). \quad (1)$$

В проведенном выше распределении коэффициент неэкстенсивности Тсаллиса q [6] зависит от интенсивности источника частиц в системе. Для радиоизотопного покрытия с интенсивностью α -радиоактивного материала $\dot{\alpha}$ (10^{-6} Ку/см²) при характерной энергии испускающихся изотопом α -частиц E (МэВ) в объеме материала с энергией возбуждения I (эВ) возникает источник электронов с интенсивностью $Q = 3,7 \cdot 10^{10} \dot{\alpha} \frac{E}{I} \frac{1}{R_d}$, где R_d (см) – длина пробега α -частиц в веществе [5].

Введенное нами (см. [7, 8]) определение обобщенного потока в фазовом пространстве позволяет связать значение параметра неэкстенсив-

ности q и активности радиоактивного включения в покрытии \acute{a} . Зависимость активности от параметра неэкстенсивности приведена на рис. 1.

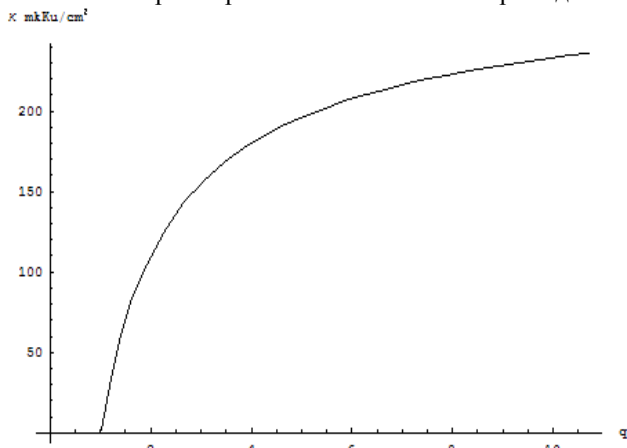


Рис. 1. Зависимость активности радиоактивного включения (в микрокури/см²) от параметра неэкстенсивности q в области температур $T < 0,3 E_f$

Одним из основных параметров покрытия являются его поглощающие свойства (соотношение мнимой и вещественной частей диэлектрической проницаемости). В работах [1 – 3] показано, что мнимая и вещественная части диэлектрической проницаемости в состояниях со степенной асимптотикой функции распределения могут оказаться одного порядка.

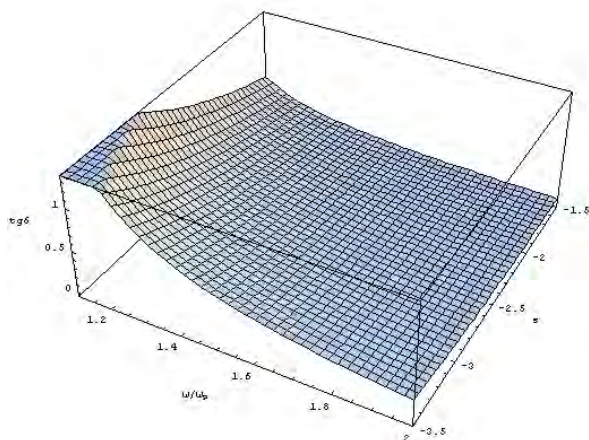


Рис. 2. Зависимость $\text{tg } \delta$ от частоты и степени неравновесности функции распределения

На рис. 2 изображена зависимость величины $\text{tg } \delta$ от частоты падающего излучения и степени неравновесности.

Для анализа влияния покрытия на рассеяние электромагнитных волн рассмотрим простейшую задачу о рассеянии монохроматической волны на цилиндрическом теле радиуса a .

Будем рассматривать падение плоской волны с частотой ω и волновым числом k перпендикулярно оси цилиндра, а рассеянное поле будем наблюдать в волновой зоне. Диаграмма рассеяния $\sigma(\theta)$ идеально проводящего металлического цилиндра, как известно [9], выражается простым соотношением

$$\sigma(\theta) = \frac{4}{k} \left| \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{J_n(\alpha)}{H_n^{(1)}(\alpha)} \cos(n\theta) \right|^2, \quad \alpha = ka. \quad (2)$$

Диаграмма рассеяния волны на идеально проводящем теле приведена на рис. 3.

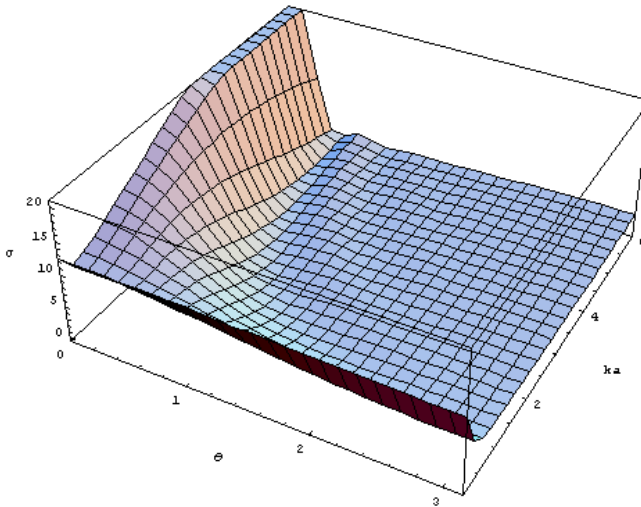


Рис. 3. Диаграмма рассеяния плоской волны на идеально проводящем цилиндре

На рис. 3 изображена поверхность, представляющая диаграмму рассеяния $\sigma(\theta)$ в зависимости от волнового числа волны k (относительно радиуса цилиндра) и угла рассеяния θ в радианах.

Перейдем теперь к анализу влияния покрытия на рассеяние волн. Приведем результат расчета влияния увеличения поглощающих свойств покрытия на рассеяние волны за счет неравновесности в результате дополнительной ионизации радиоактивным изотопом. Рассмотрим предельную ситуацию, когда за счет активности радиоактивных включений достигается теоретическое значение показателя неравновесности [2].

Рассеяние электромагнитного излучения легко оценить, воспользовавшись методом Зоммерфельда [9]. Рассеяние существенно уменьшается, что видно из рис. 4, на котором изображена диаграмма рассеяния для того же цилиндра, но с радиоизотопным покрытием.

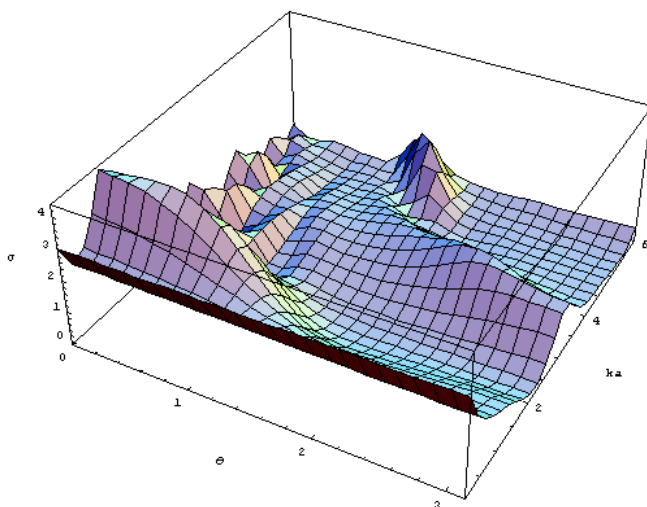


Рис. 4. Диаграмма рассеяния плоской волны на идеально проводящем цилиндре с радиоизотопным покрытием

Для того, чтобы сравнение было более наглядным, приведем диаграммы рассеяния для волны $ka = 6$, рассеивающейся на цилиндре с покрытием и без него на одном рис. 5.

Видно, что покрытие существенно уменьшает амплитуду рассеянного поля на всех углах рассеяния. Это приводит к значительному уменьшению эффективной площади рассеяния объекта.

Напомним, что пока в нашей оценке не учитывалось влияния фрактальности поверхности покрытия. Влияние фрактальной структуры поверхности требует особого исследования и оценка, приведенная ниже, показывает, что при оптимальной сложности распределения областей высокой проводимости по поверхности покрытия может существенно уменьшиться рассеяние на малые углы.

Если использовать вместо реальной структуры поверхности покрытия простую одномерную модель, в которой распределение проводимости вдоль одной координаты описывается фрактальной функцией (например, Вейерштрасса-Мандельброта [10]) со сложной структурой (фрактальная размерность $1 < D_F < 2$), то оценку рассеянного поля легко произвести (например, [11]):

$$E \approx \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^{n(D_F-2)} \cos \left(ka \varepsilon^n \cos \theta + (2 + \varepsilon) \frac{ka}{\beta} \varepsilon^{n-1} \right). \quad (3)$$

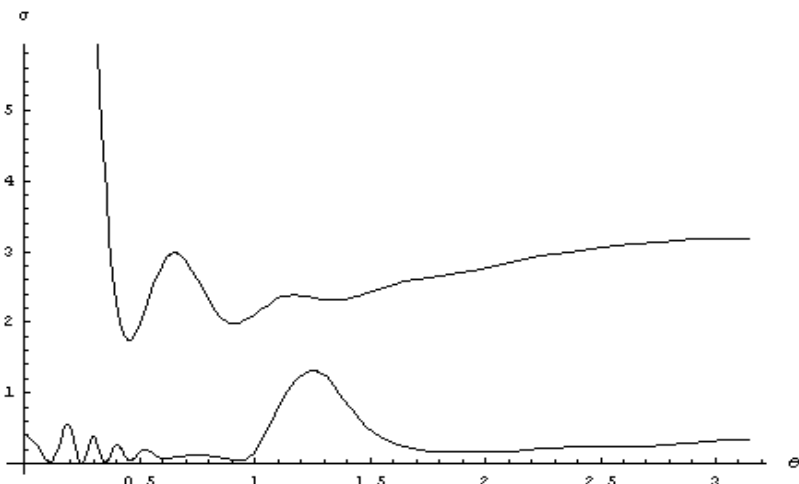


Рис. 5. Диаграммы рассеяния плоской волны с длиной волны, соответствующей $ka = 6$ на идеально проводящем цилиндре и цилиндре с радиоизотопным покрытием

Здесь $\varepsilon < 1$, $\beta < 1$ – параметры функции Вейерштрасса-Мандельброта.

На рис. 6 показан результат такого расчета.

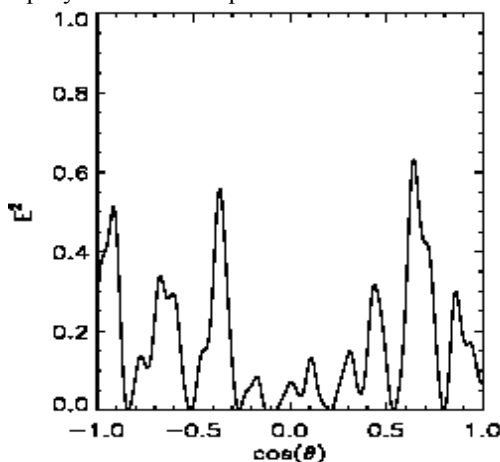


Рис. 6. Зависимость интенсивности рассеянного поля от угла рассеяния плоской волны на идеальных рассеивателях со структурой функции Вейерштрасса

Видно, что диаграмма рассеяния электромагнитных волн приобретает дополнительную угловую структуру, приводящую к резкому уменьшению обратного рассеяния, характерному для рассеяния на фрактальных объектах.

Выводы. Проведенное автором исследование радиоизотопных покрытий, предложенных авторами в [1], с помощью простых моделей показало, что радиоизотопное покрытие в результате совместного действия эффектов неравновесности электронной подсистемы композитного материала и фрактальности поверхностной проводимости (возникающей из-за действия той же неравновесности) эффективно снижает ЭПР объекта и, кроме того, существенно уменьшает обратное рассеяние.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сотников А.М., Коняхин Г.Ф., Рыбалка Г.В., Кононенко С.И., Клепиков В.Ф., Литвиненко В.В., Новиков В.Е. Особенности электродинамических свойств фрактальных композитных материалов с α -радиоактивными включениями // Системы обработки информации. – Х.: НАНУ, ПАНМ, ХВУ. – 2002. – Вып. 6(22). – С. 142 – 152.
2. Кац А.В., Конторович В.М., Моисеев С.С., Новиков В.Е. Степенные решения кинетического уравнения Больцмана, описывающие распределение частиц с потоками по спектру // Письма в ЖЭТФ. – 1975. – 21. – С. 13.
3. Карась В.И., Моисеев С.С., Новиков В.Е. Механизм образования “быстрых электронов” эмиссии из металла, индуцированного лазером // Письма в ЖЭТФ. – 1975. – 21. – С. 525.
4. Батракин Е.Н., Залюбовский И.И., Карась В.И., Кононенко С.И. Исследование вторичной электронной эмиссии из тонких пленок Al, Si, Be, индуцированной пучком протонов 1 MeV // ЖЭТФ. – 1985. – Т. 89. – С. 1098.
5. Батракин Е.Н., Залюбовский И.И., Моисеев С.С., Карась В.И., Кононенко С.И. // Поверхность. – 1986. – № 12. – Р. 82.
6. Tsallis C., Nonextensive statistics: theoretical, Experimental and computational evidences and connections // Brazilian J.Phys. – 1999. – 29, 1.
7. Карась В.И., Новиков В.Е. Неравновесные распределения электронов в твердотельной плазме и неэкстенсивная электродинамика // ВАНТ. – 2003. – № 4. – С. 157 – 161.
8. Сотников А.М., Коняхин Г.Ф., Карась В.И., Новиков В.Е. Кинетика электронов в полупроводниковой плазме и потоки в фазовом пространстве. // Системы обработки информации. – Х.: ХВУ. – 2004. – Вып. 1. – С. 42 – 51.
9. Захарьев Л.Н., Леманский А.А. Рассеяние волн «черными» телами. – М: Мир, 1972. – 318 с.
10. Федер Е. Фракталы. – М: Мир, 1991. – 240 с.
11. Jaggard D.L. On fractal electrodynamics, In Recent Advanced Electromagnetic Theory, edited by H.N. Kritikos and D.L. Jaggard, p. 183, Springer-Verlag, NewYork, 1990.

Поступила 14.04.2004

СОТНИКОВ Александр Михайлович, кандидат технических наук, профессор, докторант ХВУ. Область научных интересов – противодействие системам наведения летательных аппаратов, взаимодействие электромагнитных волн с плазмой.