

УДК 537.874; 537.624

ДИНАМИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ НАНОГРАНУЛИРОВАННЫХ ПЛЕНОК «МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК» В ДИАПАЗОНЕ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

И. В. Антоненц¹, Л. Н. Котов¹, Е. А. Голубев², В. Г. Шавров³, В. И. Щеглов³

¹ Сыктывкарский государственный университет имени Питирима Сорокина,
167001, Сыктывкар, Октябрьский пр-т, 55

² Институт геологии Коми НЦ Уро РАН, 167982, Сыктывкар, ул. Первомайская, 54

³ Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН,
125009, Москва, ул. Моховая, 11-7

Статья поступила в редакцию 17 апреля 2018 г.

Аннотация. Рассмотрена динамическая проводимость наногранулированных пленок «металл-диэлектрик», измеряемая по коэффициенту отражения электромагнитной волны СВЧ диапазона от пленки. Отмечен факт значительного (на несколько порядков) превышения динамической проводимости над статической, измеренной на постоянном токе. В качестве физического механизма, лежащего в основе формирования динамической проводимости, принята модель внутригранулярных токов. Пленка представлена в виде планарного слоя, имеющего симметрию квадратной решетки, в узлах которой находятся кубические хорошо проводящие гранулы, отделенные друг от друга диэлектрическими промежутками. Падающая на пленку первичная электромагнитная волна создает отраженную и проходящую волны, которые являются вторичными. Для представления токов внутри гранул рассмотрены две модели: замкнутой и разомкнутой цепи. В соответствии с обеими моделями определено магнитное поле вторичной волны для случая бесконечно протяженной пленки по обеим координатам в ее плоскости. На основе полученного магнитного поля определен коэффициент отражения первичной волны от пленки. Для каждой модели получены формулы, определяющие удельную проводимость материала гранул через коэффициент отражения.

Показано, что при малом размере промежутков по сравнению с размером гранул обе модели дают близкие результаты. Отмечено, что модель замкнутой цепи применима только в случае, когда размер промежутков значительно меньше размера гранул. Показано, что модель разомкнутой цепи сохраняет применимость при любом соотношении размеров гранул и промежутков. Приведены рекомендации для проведения экспериментов, на основе которых можно сделать достаточно корректный выбор между условиями применимости моделей замкнутой и разомкнутой цепи.

Ключевые слова: тонкие пленки, метаматериалы, нанокompозит металл-диэлектрик, отражение электромагнитных волн, динамическая проводимость.

Abstract. The dynamic conductivity of nanogranulated “metal-dielectric” films is investigated. This conductivity is determined from the electromagnetic microwave coefficient of reflection. It is paid attention to the fact of large (to several orders) excess of dynamic conductivity above static conductivity which is determined on the direct current. As a way of physical mechanism which is the foundation of dynamic conductivity it is established the inside-granulated currents model. The film is presented as a plane slide having configuration in the form of square symmetry lattice. In the junctions of these lattice lines there are cubic granules having good conductivity. These granules are separated by dielectric gaps. The first electromagnetic wave following on the film creates reflecting and passing waves which are the second waves. For the interpretation of currents which are excited inside of granule it is proposed two models: closed and opened electric circuit. In connection with both models it is found the magnetic field of second wave for the case of infinite length film in both its coordinates in plane. On the basis of determined magnetic field it is found the reflection coefficient for primary wave from the film. For each of these models it is found the formulas which determine the specific conductivity of granule material through the reflection coefficient. It is shown that in the case of small size of gaps and large size of granules both models bring the same results. It is established that closed circuit model is applicable only in the case when gaps sizes are more less than granules sizes. It is established that open

circuit model is applicable by arbitrary correlation between gaps and granules dimensions. It is made some recommendations for the experiments which may be the criterion of enough correct election between both models application.

Key words: thin films, metamaterials, nanocomposit metal-dielectric, electromagnetic wave reflection, dynamic conductivity.

Введение

Использование композиционных метаматериалов, в том числе с наноструктурированными элементами, в настоящее время приобретает все возрастающее значение [1,2]. Особую роль такие материалы играют в технике обработки информации, где на их основе создаются малогабаритные устройства, работающие в диапазоне сверхвысоких частот [3-6], в том числе терагерцевого диапазона [7-9]. Перспективы управления параметрами устройств путем изменения подмагничивающего поля, открывают метаматериалы, обладающие магнитными свойствами, в том числе фотонные и магнотонные кристаллы, проявляющие «левые» волноведущие свойства [6,10-13].

Ряд дополнительных возможностей управления обеспечивают материалы, содержащие магнитные наночастицы *Fe* и *Co*, проявляющие уникальные анизотропные и структурные свойства [14-16]. Использование ферромагнитного металла в подобных наноструктурных гранулированных металл-диэлектрических пленках обуславливает проявление гигантского магнитосопротивления [17] и высокий уровень поглощения СВЧ излучения [18].

Разнообразие прикладных возможностей таких материалов стимулирует изучение их физических свойств, в том числе квантовые механизмы электропроводности в сочетании с процессами намагничивания. Для интерпретации электрических свойств гранулированных нанокомпозитов предложены модели прыжковой проводимости, активированного и резонансного туннелирования, описывающие зависимость проводимости от температуры. В СВЧ диапазоне, в том числе при комнатных температурах,

аморфные нанокompозиты также проявляют немало интересных свойств, среди которых можно упомянуть аномальное уширение линии ФМР и особенности электронного транспорта, наблюдаемые методами спин-волновой спектроскопии [19,20].

В работах [21,22], относящихся к аморфным металлическим пленкам Fe , имеющим кластерный характер, было сообщено о различии статической и динамической СВЧ проводимостей таких пленок, могущем достигать полутора-двух раз. Подобное различие проводимостей было отмечено в работах [23,24], относящихся к гранулированным композитам состава $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{1-x}$. Было показано, что динамическая проводимость таких пленок в диапазоне СВЧ превышает статическую до четырех раз. Для объяснения этого явления предложены механизмы емкостного шунтирования, эффективной диэлектрической проницаемости и внутрикластерных токов. Механизм емкостного шунтирования также был привлечен для интерпретации описанного для тех же пленок в работе [25] увеличения коэффициента отражения с частотой, в диапазоне 10-25 ГГц, достигающего полутора раз.

В работе [26], где исследованы пленки состава $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Zr_2O_3)_{1-x}$, показано, что в этом случае различие динамической и статической проводимостей является гигантским и может превышать четыре порядка. В работе [27], посвященной исследованию подобными СВЧ методами наногранулированных металл-диэлектрических пленок состава $Co_x(SiO_2)_{1-x}$, также сообщается о превышении динамической проводимости над статической на 2-4 порядка, а в работе [28] на пленках состава $Co_x(Al_2O_3)_{1-x}$ получено превышение, достигающее 5-7 порядков. Однако по поводу интерпретации наблюдаемого превышения в последних двух работах лишь сказано, что оно «не является неожиданным» и обусловлено «токами смещения», без какого-либо предложения теоретической модели или численной оценки влияния таких токов.

По-видимому, первая теоретическая интерпретация наблюдаемого в эксперименте различия проводимостей, в том числе с анализом роли различных механизмов, была приведена в работах [29-32]. Более подробное исследование, в том числе для наногранулированных пленок различных составов, выполнено в работах [33,34]. В качестве основного механизма, ответственного за значительное превышение динамической проводимости над статической, предложен механизм внутригранулярных (внутрикластерных) токов [35].

Согласно этому механизму, электрическое поле падающей на гранулированную пленку электромагнитной волны, возбуждает внутри металлических гранул локализованные СВЧ токи, которые, в свою очередь, создавая вокруг себя СВЧ магнитное поле, формируют отраженную от пленки электромагнитную волну. Значительный коэффициент отражения волны от таких пленок, наблюдаемый задолго до порога перколяции, интерпретируется как обусловленный эффективной динамической проводимостью пленок. Такая динамическая проводимость, имеющая место в условиях отсутствия перколяции, значительно превышает статическую проводимость, играющую заметную роль только выше порога перколяции.

В работах [36-38] отмечена дополнительная общность рассматриваемых явлений, в частности сообщается о превышении более чем на порядок динамической проводимости над статической в природном материале – шунгите, представляющем собой конгломерат из хаотически распределенных проводящих областей углерода, перемежающихся с непроводящими областями кварца.

Настоящая работа является логическим продолжением работы [35], призванным внести ряд дополнительных факторов в механизм внутригранулярных токов, не учтенных при первичном рассмотрении.

1. Основные положения модели гранулярных токов

Поскольку настоящая работа базируется на положениях, введенных в работе [35], кратко перечислим полученные там основные результаты. Так, на основе анализа новых экспериментальных результатов для гранулированных

металл-диэлектрических пленок различных составов, еще раз более подробно показано, что их динамическая проводимость, измеренная по отражению СВЧ сигнала, на три-четыре порядка превышает статическую, измеренную на постоянном токе.

Для объяснения наблюдаемого эффекта предложен механизм внутригранулярных (внутрикластерных) токов. Рассмотрена модель планарного распределения гранул внутри пленки, на основе которой показано, что в диапазоне частот, на которых проводились эксперименты, поля вторичных волн, создаваемых волной, падающей на слой гранул, могут приближаться по величине к полю падающей волны.

На основе предложенной модели рассчитан коэффициент отражения волны от одного слоя гранул. В формировании вторичных волн выявлена определяющая роль поверхностных слоев гранул, обусловленная взаимной компенсацией полей соседствующих гранул.

Модель обобщена на случай пленки, содержащей значительное количество слоев. Рассмотрены особенности формирования отраженной и проходящей волн в предельных случаях тонкой и толстой пленки.

Результаты расчета по предложенной модели сопоставлены с экспериментами по отражению волн от пленок. Выявлено хорошее соответствие как по порядку величины коэффициента отражения, так и по связи его с толщиной пленок. Результаты эксперимента интерпретированы с учетом механизма компенсации вторичных волн. Предсказано и выявлено в эксперименте существование критического значения толщины пленки, определяющего порог резкого роста коэффициента отражения, обусловленного механизмом раскомпенсации.

Таким образом, можно считать, что определяющим моментом в формировании вторичных волн является возбуждение электрическим полем падающей волны токов в гранулах, которые в свою очередь создают вокруг себя магнитные поля, в сумме образующие поле отраженной или проходящей волны.

Ключевым вопросом здесь является формирование поля волны одним планарным слоем гранул, так как общая наблюдаемая картина образуется за счет суммирования единичных волн от множества отдельных лежащих на друге слоев с учетом взаимной компенсации их полей в глубинных слоях пленки.

Поэтому основным предметом рассмотрения далее будет именно одиночный планарный слой проводящих гранул, разделенных непроводящими промежутками.

2. Магнитное поле вторичной волны по модели гранулярных токов

Согласно принятой в работе [35] модели, магнитное поле вторичной волны, создаваемое одним слоем гранул, имеет вид (формула (41)):

$$H_S = \frac{I_{ge}}{2\pi(g+p)} \cdot \pi, \quad (1)$$

где I_{ge} – непрерывный «эффективный» ток, текущий вдоль цепочки гранул, g – размер гранул (в случае их кубической формы – ребро куба); p – размер промежутка между гранулами (между плоскостями кубов).

При этом величина тока I_{ge} имеет вид (формула (10) там же):

$$I_{ge} = \frac{\gamma E g}{\varepsilon Z_0 + R_g}, \quad (2)$$

где E – электрическое поле падающей волны, R_g – сопротивление гранулы постоянному току, Z_0 – импеданс свободного пространства в системе СИ.

Параметр γ определен эмпирическим образом, исходя из его стремления к единице при $p \rightarrow 0$ и к нулю при $p \rightarrow \infty$, для чего в качестве приближения использована экспонента (формула (11) в работе [35]):

$$\gamma = \exp(-p/g). \quad (3)$$

Таким образом, магнитное поле вторичной волны, создаваемое одним слоем гранул, имеет вид (формула (42) в работе [35]):

$$H_S = \frac{\gamma g}{2(\varepsilon Z_0 + R_g)(g + p)} \cdot E. \quad (4)$$

Основное рассмотрение в работе [35] касается пленок вблизи порога перколяции, когда размер промежутков p между гранулами становится значительно меньше размера самих гранул g , так что можно положить $\gamma = 1$. В этих же условиях, согласно выполненной там оценке, положено $\varepsilon = 1/2$.

3. Проводимость материала гранул по модели гранулярных токов

Из приведенного выражения для поля вторичной волны (4) можно видеть, что оно определяется сопротивлением отдельной гранулы R_g . Это сопротивление определяется как размером и формой гранул, так и удельной проводимостью составляющего их материала. Такая удельная проводимость является параметром чисто статическим, то есть в реальных экспериментах измеряется на постоянном токе. Поскольку в настоящей работе речь идет о динамической проводимости, то рассмотрим, как информация об отражении электромагнитной волны от слоя гранул позволяет определить статическую удельную проводимость

Поток энергии электромагнитной волны в общем случае равен [39]:

$$W_e = E_e \cdot H_e, \quad (5)$$

где E_e и H_e – электрическое и магнитное поля волны соответственно.

В свободном пространстве эти поля связаны соотношением:

$$E_e = H_e \cdot Z_0. \quad (6)$$

где Z_0 – импеданс свободного пространства.

Эта формула позволяет выразить поток энергии волны через ее магнитное поле:

$$W_e = H_e^2 \cdot Z_0, \quad (7)$$

или через электрическое поле:

$$W_e = \frac{E_e^2}{Z_0}. \quad (8)$$

Возвращаясь к рассматриваемой задаче, получаем поток энергии падающей волны:

$$W_I = \frac{E^2}{Z_0}, \quad (9)$$

а также поток энергии отраженной волны:

$$W_S = H_S^2 \cdot Z_0. \quad (10)$$

Коэффициент отражения по энергии принимает вид:

$$R_S = \frac{W_S}{W_I} = \frac{H_S^2 \cdot Z_0^2}{E^2}. \quad (11)$$

Подставляя H_S согласно формуле (4), получаем:

$$R_S = Z_0^2 \cdot \left[\frac{\gamma g}{2(\varepsilon Z_0 + R_g)(g + p)} \right]^2. \quad (12)$$

В случае кубических гранул, в соответствии с формулами (56) и (58) в работе [35], получаем:

$$R_g = \frac{l}{g \sigma_g}, \quad (13)$$

где σ_g – удельная проводимость материала гранулы.

Если в эксперименте определен коэффициент отражения R_S , то с помощью этой формулы, подставляя ее в (12) и разрешая полученное выражение относительно σ_g , можно найти удельную проводимость материала гранул:

$$\sigma_g = \frac{2}{g Z_0 \cdot \left[\frac{\gamma g}{\sqrt{R_S} (g + p)} - 1 \right]}, \quad (14)$$

где в соответствии с предельным переходом к сплошному металлу, выполненному в работе [35] (формула (50)), для параметра ε принято значение $1/2$.

Подставляя γ в соответствии с формулой (3), получаем:

$$\sigma_g = \frac{2}{g Z_0 \cdot \left[\frac{\exp(-p/g) g}{\sqrt{R_S} (g + p)} - 1 \right]}, \quad (15)$$

Следует заметить, что, согласно физическому смыслу, проводимость должна быть величиной положительной. Однако из структуры полученной формулы можно видеть, что выражение в квадратных скобках в знаменателе может иметь как положительный, так и отрицательный знак. Контрольная проверка показывает, что например при $R_S = 0.5$ (типичное значение коэффициента отражения для рассматриваемых пленок), в случае $p = 0$ (сплошной металл) это выражение равно 0.41, в случае $p = 0.1 \cdot g$ оно еще равно 0.16, но уже при $p = 0.2 \cdot g$ – равняется -0.035 , то есть проводимость становится отрицательной, что реального физического смысла не имеет.

Таким образом, область применимости полученной формулы для проводимости ограничивается только малыми значениями промежутков между гранулами, то есть, когда выполняется условие $p \ll g$. То же относится к проведенному рассмотрению в целом, в том числе к формуле (4) для поля H_S . Вообще говоря, такое ограничение не является неожиданным, ибо в работе [35] рассматривался случай пленок, достаточно близких к порогу перколяции, так что принятые там приближения дали как раз ожидаемый результат.

4. О возможности применения модели гранулярных токов к другим материалам

С другой стороны, можно полагать, что предложенный в работе [35] механизм гранулярных токов может проявляться не только для рассмотренных там пленок, близких к порогу перколяции, но и для других структур, от порога перколяции достаточно далеких.

Так авторами настоящей работы была сделана попытка применения формулы (15) для вычисления удельной проводимости природного материала шунгита, структура которого представляет собой набор хорошо проводящих областей углерода, разделенных непроводящими прослойками из кварца.

Так в работах [36-38] показано, что, несмотря на хаотическое распределение углеродных и кварцевых областей, структура шунгита с довольно высокой степенью достоверности может быть представлена в виде двух моделей: «кубики с перколяцией» и «песок с жидкостью», обе из которых предполагают распределение проводящих и непроводящих областей более или менее периодическим. То есть модель гранулированной пленки, рассмотренная в работе [35], вполне может быть здесь применима.

При этом ожидалось, что формула (15) даст удельную проводимость включений углерода, играющего здесь роль проводящих гранул. Однако проверка показала, что более или менее приемлемые результаты получаются только для образцов шунгита с объемным содержанием углерода не менее 92%. Для образцов с меньшим содержанием углерода значения проводимости, получаемые по формуле (15), были отрицательными.

Такое обстоятельство поставило вопрос о разработке модели, не связанной ограничением малости размеров промежутков по сравнению с размерами гранул.

5. Ток внутри одной гранулы

Поскольку главной причиной образования поля вторичной волны являются токи внутри гранул, обратимся сначала к рассмотрению формирования такого тока за счет поля падающей волны.

Так в работе [35] принято положение, что волна по отношению к грануле является источником тока с внутренним сопротивлением, пропорциональным импедансу свободного пространства $\varepsilon \cdot Z_0$, где ε – нормировочный коэффициент, значение которого определяется далее как $1/2$. То есть ток I_g внутри гранулы образуется за счет приложения напряжения $E \cdot g$ к последовательно соединенным двум сопротивлениям εZ_0 и R_g . Этот ток, согласно формуле (9) в работе [35], равен:

$$I_g = \frac{E \cdot g}{\varepsilon Z_0 + R_g}. \quad (16)$$

Именно такая форма выражения для тока I_g , будучи используемой при вычислении магнитного поля волны (4), приводит к появлению слагаемого, равного $-I$, в знаменателе выражения для проводимости (15).

Выражение для тока в форме (16) предполагает наличие замкнутой цепи, как это показано на рис.5в в работе [35]. Однако можно полагать, что такое предположение является не вполне адекватным, так как на самом деле, никаким реально существующим проводником противолежащие по оси Oz поверхности гранулы не замыкаются. То есть, кроме (16), право на существование имеет форма для тока I_g следующего вида:

$$I_g = \frac{E \cdot g}{R_g}, \quad (17)$$

в которую (16) переходит при условии $\varepsilon = 0$.

Такое предположение не является бесспорным, однако, как будет показано далее, оно позволяет устранить расходимость, обусловленную стремлением к нулю знаменателя в формуле (15), а также получить положительные значения проводимости во всем возможном диапазоне изменения величины промежутка по сравнению с размером гранул.

Различие между формулами для тока (16) и (17) порождает как бы две модели – замкнутой и разомкнутой цепи. Более подробно к этому вопросу вернемся далее, а здесь рассмотрим сначала падение волны на пленку и формирование вторичных волн в общем случае, когда ток I_g через гранулу можно считать заданным.

6. Средний ток по структуре из гранул

Поскольку, как отмечено выше, основой формирования вторичной волны является поле, создаваемое одним слоем гранул, обратимся к выводу выражения для такого поля более подробно. Сначала рассмотрим ток, средний по структуре, создаваемый полем падающей волны.

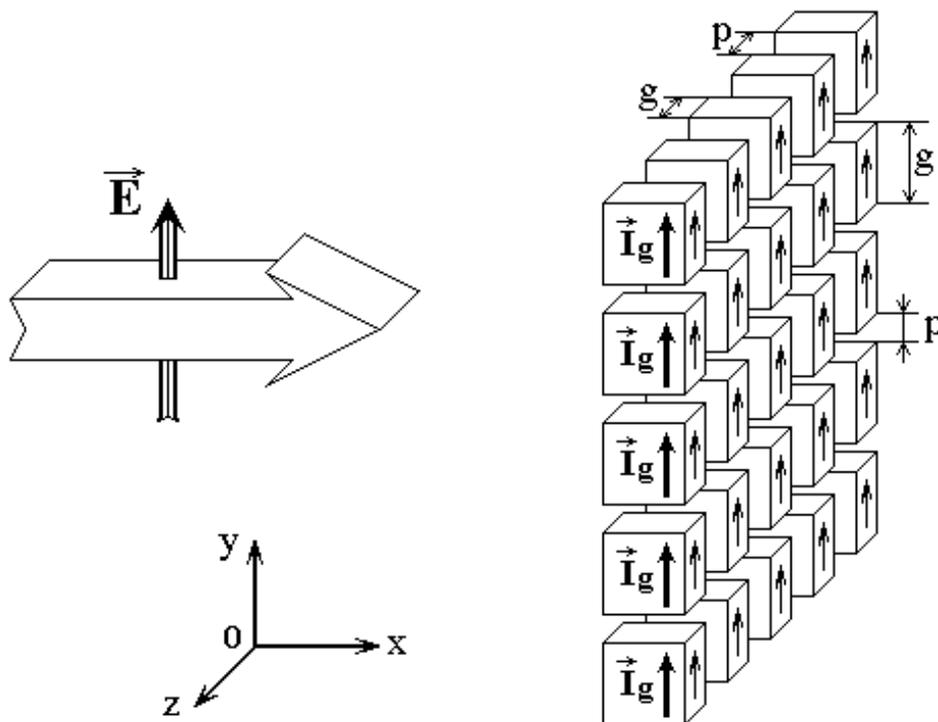


Рис.1. Схема образования тока в гранулах при падении волны на структуру.

На рис.1 показана схема пленки при падении на нее электромагнитной волны. Для простоты полагаем, что пленка представляет собой плоский слой одинаковых гранул кубической формы, расположенных в виде правильной решетки квадратной симметрии. Длина ребра куба гранулы равна g , промежутки между гранулами равны p . На пленку по нормали падает волна, электрическое поле которой равно \vec{E} (рис.1). Плоскость Oyz декартовой

системы координат $Oxyz$ параллельна плоскости пленки. Направление распространения волны совпадает с осью Ox , поле волны \vec{E} параллельно оси Oz .

Согласно принятому выше, будем полагать, что электрическое поле волны напряженностью E вызывает в гранулах токи \vec{I}_g , равные:

$$I_g = \frac{E \cdot g}{R_g}, \quad (18)$$

где R_g – сопротивление гранулы постоянному току.

В плоскости пленки токи, локализованные в отдельных гранулах, образуют плоскую структуру, параллельную плоскости Oyz , показанную на рис.2а.

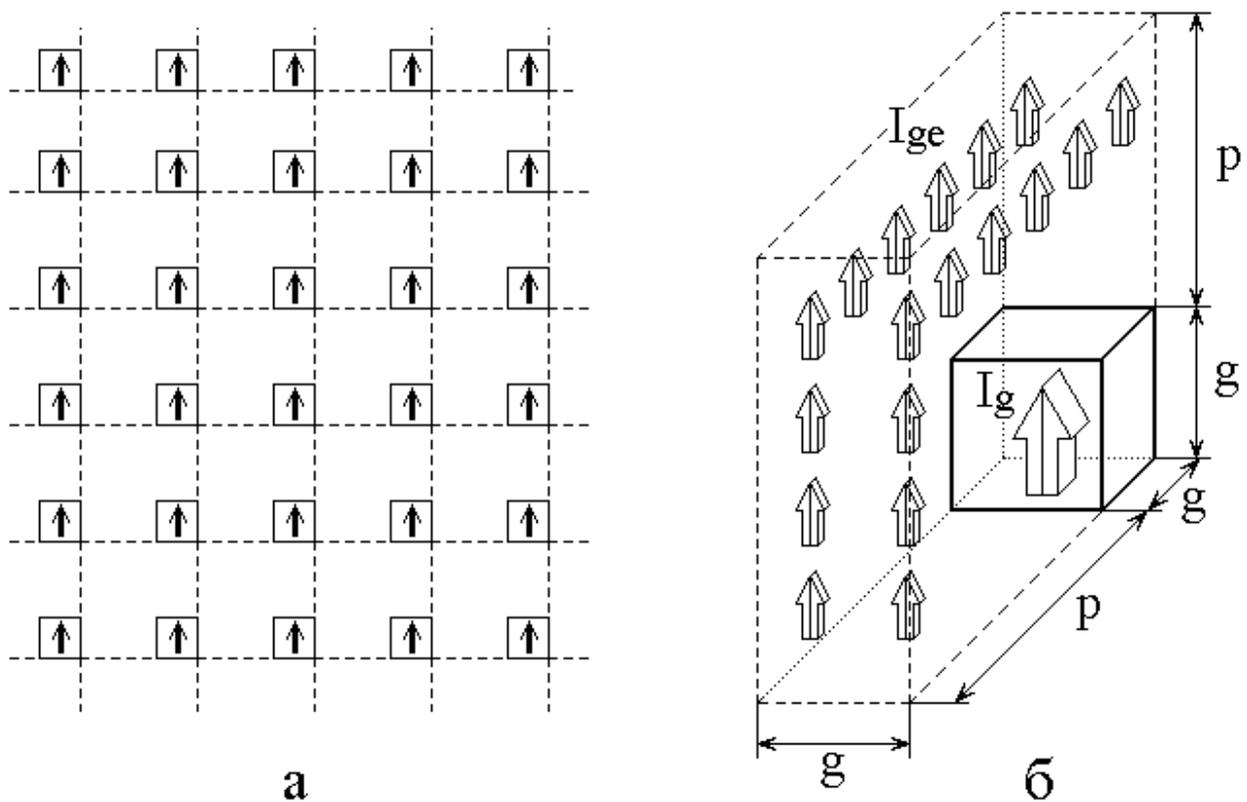


Рис.2. Схема формирования среднего тока по структуре.

а – общая схема совокупности гранул; пунктиром выделены отдельные ячейки;
 б – схема одной ячейки, содержащей одну гранулу с соседствующими промежутками.

Вследствие дискретного расположения гранул по плоскости пленки, распределение тока по той же плоскости также является дискретным. Однако для того, чтобы найти поле, создаваемое всеми токами в целом, далее надо будет проинтегрировать ток по всей плоскости пленки, так что распределение токов должно быть непрерывным. Для реализации такой непрерывности разделим всю плоскость пленки на ячейки, схематически показанные на рис.2а, где пунктирные линии соответствуют границам между ячейками. Так как распределение гранул соответствует квадратной решетке, то и все ячейки будут одинаковыми квадратами со сторонами равными $g + p$, причем толщина каждой ячейки будет равна толщине слоя гранул, то есть g . Для простоты расчета проводящую гранулу поместим в нижний правый угол ячейки.

Поле падающей волны создает в каждой проводящей грануле ток I_g , тогда как в остальной части ячейки, являющейся диэлектриком, ток отсутствует. Распределим этот ток по всей площади ячейки равномерно и будем считать, что относительно создаваемого поля такой усредненный ток I_{ge} является эквивалентом тока I_g в пределах одной гранулы. Это приближение можно считать правомерным на таком расстоянии от поверхности пленки, которое значительно превышает размер ячейки.

Образование эквивалентного тока I_{ge} иллюстрируется рис.2б, где показана одна ячейка с гранулой, а также токи в ячейке и в грануле. Как можно видеть из этого рисунка, объем одной гранулы равен g^3 , а объем ячейки в целом равен $(g + p)^2 g$. Полагая, что количество зарядов в том и другом объеме одинаково, что обеспечивает сохранение протекающего через ячейку полного заряда, получаем, что соотношение токов определяется соотношением объемов, то есть:

$$I_{ge} = I_g \cdot \frac{g^3}{(g + p)^2 g} = I_g \cdot \frac{g^2}{(g + p)^2}. \quad (19)$$

Заметим, что это выражение несколько отличается от полученного в работе [35] (формула (10)). Такое различие обусловлено принятым здесь положением о произвольности соотношения между размерами гранул и промежутков. Так, в работе [35] полагалось, что размеры промежутков были значительно меньше размеров гранул, то есть гранула занимала преобладающую часть объема ячейки. Здесь же такое ограничение исключено, то есть, как это наглядно показано на рис.2б, гранула может занимать любую, как малую, так и значительную часть ячейки.

7. Суммарное поле от одного слоя гранул

Рассмотрим теперь магнитное поле, создаваемое токами I_{ge} , для чего обратимся к рис.3.

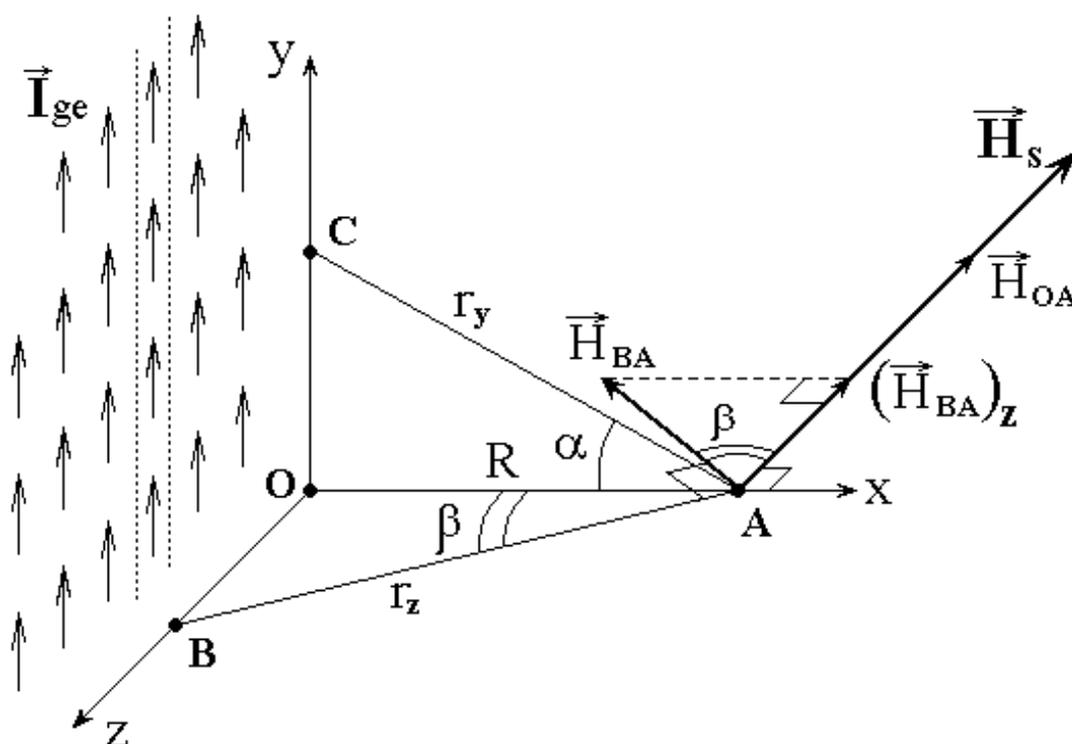


Рис.3. Схема образования суммарного поля от токов в гранулах.

Здесь слева показана структура, образованная токами I_{ge} в ячейках пленки. Найдем магнитное поле, создаваемое этими токами в точке А, лежащей на оси Ox и отстоящей от плоскости пленки на расстояние R . Из симметрии

задачи можно видеть, что токи, направленные вдоль оси Oy , вызывают поля, лежащие в плоскости Oxz , то есть y -компонента поля отсутствует.

Главный интерес представляет поле, направленное вдоль оси Oz , так как x -компоненты поля, будучи возбужденными парой токов, расположенных на равных расстояниях от начала координат в положительной и отрицательной частях оси Oz , взаимно компенсируются.

Поле, создаваемое элементом тока в точке C , находящейся на оси Oy на расстоянии r_y от точки A , вносит свой вклад в суммарное поле в точке A тем больший, чем далее точка C удалена от начала координат. Поэтому, чтобы найти поле, создаваемое током, проходящим по вертикальной полосе структуры (границы одной из таких полос показаны точечными линиями), следует выполнить интегрирование по оси Oy от $-\infty$ до $+\infty$.

В результате такого интегрирования получается поле \vec{H}_{OA} , направленное вдоль оси Oz . Это поле образовано током, протекающим через всю полосу из расположенных по вертикали ячеек, следующих друг за другом вдоль оси Oy , то есть:

$$H_{OA} = \int_{-\infty}^{+\infty} (H_{OA}(y)) dy. \quad (20)$$

Поле в точке A , создаваемое элементом этого тока протяженностью dy , подобно [35, формула (12)], определим по закону Био-Савара [40,41]:

$$dH_{ry} = \frac{I_{ge}}{4\pi} \cdot \frac{\cos \alpha}{r_y^2} dy, \quad (21)$$

где r_y – расстояние от точки A до ячейки столбца, имеющей координату y , α – угол между направлением на эту ячейку и осью Ox . Эти параметры также определены в [35, формулы ((13), (14)] и имеют вид:

$$r_y = \sqrt{R^2 + y^2}; \quad (22)$$

$$\cos \alpha = \frac{R}{r_y}. \quad (23)$$

Подставляя (22), (23) в (21), получаем:

$$dH_{ry} = \frac{I_{ge}}{4\pi} \cdot \frac{R}{(R^2 + y^2)^{3/2}} dy, \quad (24)$$

Для получения поля H_{OA} надо это выражение проинтегрировать по y от $-\infty$ до $+\infty$, то есть:

$$H_{OA} = \frac{I_{ge}}{4\pi} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{R}{(R^2 + y^2)^{3/2}} dy. \quad (25)$$

Это поле соответствует току через вертикальную полосу гранул, центр которой расположен при координате z равной нулю.

Замечание. Из рис.3 видно, что поле, образованное токами I_{ge} , текущими в положительном направлении оси Oy , направлено в отрицательном направлении оси Oz , как это следует из «правила винта» [40,41]. При использовании закона Био-Савара в векторном виде [40,41], следует учитывать, что вектор, определяющий относительное расположение элемента тока и точки наблюдения направлен от этого элемента к точке наблюдения. То есть, например, для линии AC этот вектор направлен от точки C к точке A, а для линии AB – от точки B к точке A. Пренебрежение этим обстоятельством может привести к обратному направлению вектора поля в точке A, «правилу винта» противоречащему.

Поскольку в рассматриваемой геометрии расстояние R может меняться в любых пределах, то с помощью такой же формулы можно найти поле, создаваемое подобной полосой, расположенной при любой заданной координате z . При этом входящее в нее значение R следует заменить на r_z , определяемое из прямоугольного треугольника OBA (рис.3).

В результате получаем:

$$H_{OA}(z) = \frac{I_{ge}}{4\pi} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{r_z}{(r_z^2 + y^2)^{3/2}} dy. \quad (26)$$

Из рис.3 можно видеть, что при заданном расстоянии R величина r_z может быть определена по формуле:

$$r_z = \sqrt{R^2 + z^2}. \quad (27)$$

Подставляя это выражение в (26), получаем:

$$H_{OA}(z) = \frac{I_{ge}}{4\pi} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sqrt{R^2 + z^2}}{[(R^2 + z^2) + y^2]^{3/2}} dy. \quad (28)$$

Ток, проходящий через полосу, содержащую точку В, расположенную на оси Oz , но отстоящую от точки А на расстояние r_z , создает поле \vec{H}_{BA} , направленное перпендикулярно линии АВ. Чтобы найти z -компоненту этого поля, его надо умножить на косинус угла β (между нормальными к линиям ОА и ВА), в результате чего получается проекция этого поля на ось Oz , определяемая вектором $(\vec{H}_{BA})_z$.

В результате получаем:

$$(\vec{H}_{BA})_z = H_{OA}(z) \cdot \cos\beta, \quad (29)$$

где:

$$\cos\beta = \frac{R}{\sqrt{R^2 + z^2}}. \quad (30)$$

Полное поле вдоль оси Oz получается в виде интеграла:

$$H_S = \frac{I}{(g+p)} \int_{-\infty}^{+\infty} (\vec{H}_{BA})_z dz, \quad (31)$$

где учтено, что поле $(\vec{H}_{BA})_z$ создается вертикальной полосой из гранул, имеющей полную ширину $(g+p)$.

С учетом полученных интегралов, запишем поле в точке А, выраженное через токи в гранулах I_{ge} :

$$H_S = \frac{I_{ge}R}{4\pi(g+p)} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \cdot \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dy}{[(R^2 + z^2) + y^2]^{3/2}} \right\} dz. \quad (32)$$

Таким образом, определение поля в точке А токами, протекающими по всей плоскости Ouz , сводится к двойному интегрированию по этой плоскости, где при каждой паре переменных y и z учитывается расстояние от точки, определяемой этой парой, до точки А, причем везде берется проекция поля на ось Oz .

8. Интегралы при бесконечных пределах интегрирования

Этот интеграл, с точностью до промежуточных обозначений, подобен полученному в работе [35] (формулы (15) и (34)), поэтому процедура интегрирования в бесконечных пределах по координатам y и z также подобна. Запишем здесь без подробного вывода основные вехи такого интегрирования.

Рассмотрим сначала внутренний интеграл:

$$J_y = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dy}{[(R^2 + z^2) + y^2]^{3/2}}. \quad (33)$$

Вспомогательный неопределенный интеграл имеет вид:

$$J_{y0} = \int \frac{dy}{[(R^2 + z^2) + y^2]^{3/2}}. \quad (34)$$

Введем вспомогательное обозначение:

$$u^2 = R^2 + z^2. \quad (35)$$

С этим обозначением (34) принимает вид:

$$J_{y0} = \int \frac{dy}{(u^2 + y^2)^{3/2}}. \quad (36)$$

Произведем две последовательных замены переменных: сначала $x = y/u$, а затем $x = tg\alpha$.

В результате получаем:

$$J_{y0} = \frac{1}{u^2} \int \frac{dx}{(1+x^2)^{3/2}} = \frac{1}{u^2} \int \cos\alpha d\alpha = \frac{\sin\alpha}{u^2}. \quad (37)$$

Подставляя пределы интегрирования по α от $-\pi/2$ до $+\pi/2$, а также учитывая (35), получаем:

$$J_y = \frac{2}{R^2 + z^2}. \quad (38)$$

При этом поле вторичной волны (32) принимает вид:

$$H_S = \frac{I_{ge}}{2\pi(g+p)} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{R}{R^2 + z^2} dz. \quad (39)$$

Рассмотрим интеграл:

$$J_z = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{R}{R^2 + z^2} dz. \quad (40)$$

Вспомогательный неопределенный интеграл имеет вид:

$$J_{z0} = \int \frac{R}{R^2 + z^2} dz. \quad (41)$$

С помощью замены $x = z/R$, приведем его к виду:

$$J_{z0} = \int \frac{dx}{1+x^2}. \quad (42)$$

Этот интеграл является табличным [42] и имеет вид:

$$J_{z0} = \int \frac{dx}{1+x^2} = \operatorname{arctg} x. \quad (43)$$

Подставляя пределы интегрирования по x от $-\infty$ до $+\infty$, получаем:

$$J_z = \operatorname{arctg} x \Big|_{-\infty}^{+\infty} = \pi. \quad (44)$$

Подставляя это значение в (39) получаем поле волны в окончательном виде:

$$H_S = \frac{I_{ge}}{2(g+p)}. \quad (45)$$

Можно видеть, что с точностью до величины параметра I_{ge} эта формула совпадает подобной формулой (41) в работе [35].

9. Поле вторичной волны с учетом тока в гранулах. Модели замкнутой и разомкнутой цепи

Вернемся теперь к рассмотрению различия, вносимого двумя видами выражения для тока внутри гранулы I_g . Выше отмечено, что отличие полученной формулы (45) от формулы (41), приведенной в работе [35], состоит в различном виде выражения для I_{ge} , к подробному рассмотрению которого и перейдем далее.

Будем условно считать, что различие между этими выражениями соответствует как бы двум различным моделям определения тока через электрическое поле падающей волны.

Поскольку в работе [35] ток внутри гранулы формируется в замкнутой цепи, схематически изображенной на приведенном там рис.5в, будем называть этот случай «моделью замкнутой цепи». Выражение для тока в этой модели соответствует формуле (16).

В приведенной здесь формуле (17) ток в грануле формируется за счет различия потенциалов, создаваемых электрическим полем падающей волны на противоположных гранях кубической гранулы. Здесь нет никакой замкнутой цепи, поэтому назовем этот случай «моделью разомкнутой цепи».

Подставляя в (45) ток I_{ge} (19) с учетом (17), то есть в рамках модели разомкнутой цепи получаем:

$$H_S = \frac{E}{R_g} \cdot \frac{g^3}{2(g+p)^3}. \quad (46)$$

Выполняя аналогичную процедуру с формулой (42) в работе [35], то есть в рамках модели замкнутой цепи, а также полагая, как отмечено выше при обсуждении формул (16) и (17), $\varepsilon = 0$, получаем:

$$H_S = \frac{E}{R_g} \cdot \frac{\gamma g}{2(g+p)}. \quad (47)$$

При условии $p \ll g$ разлагая γ в виде (3) в ряд Тейлора [42] по малому параметру p/g и ограничиваясь первым членом разложения, получаем:

$$H_S = \frac{E}{R_g} \cdot \frac{g}{2(g+p)}. \quad (48)$$

Различие между формулами (46) и (48) состоит в неодинаковых показателях степени отношения $g/(g+p)$, что, как отмечено выше, обусловлено различным выбором ячеек решетки из гранул (точнее – степенью заполнения внутренности ячейки телом гранулы). Легко видеть, что в пределе $p \ll g$ обе формулы сводятся к одному и тому же выражению:

$$H_S = \frac{E}{2R_g}, \quad (49)$$

что в значительной степени свидетельствует в пользу единства обоих подходов.

Преимущество полученной здесь формулы (46) состоит в том, что она полностью свободна от ограничения, налагаемого условием $p \ll g$, то есть применима при любом соотношении между размерами гранул и промежутков.

10. Сравнение полей, полученных по обеим моделям

Из сравнения формул (46) и (48) можно видеть, что зависимости поля вторичной волны от соотношения размеров гранул и промежутков сильно различаются. Чтобы выяснить пределы того и другого приближения, обратимся к рис.4, где показаны зависимости от величины промежутка между гранулами

p для двух вспомогательных функций:

$$V_1 = \frac{g^3}{(g+p)^3}, \quad (50)$$

$$V_2 = \frac{g}{(g+p)}, \quad (51)$$

которые определяют различие между формулами (46) и (48).

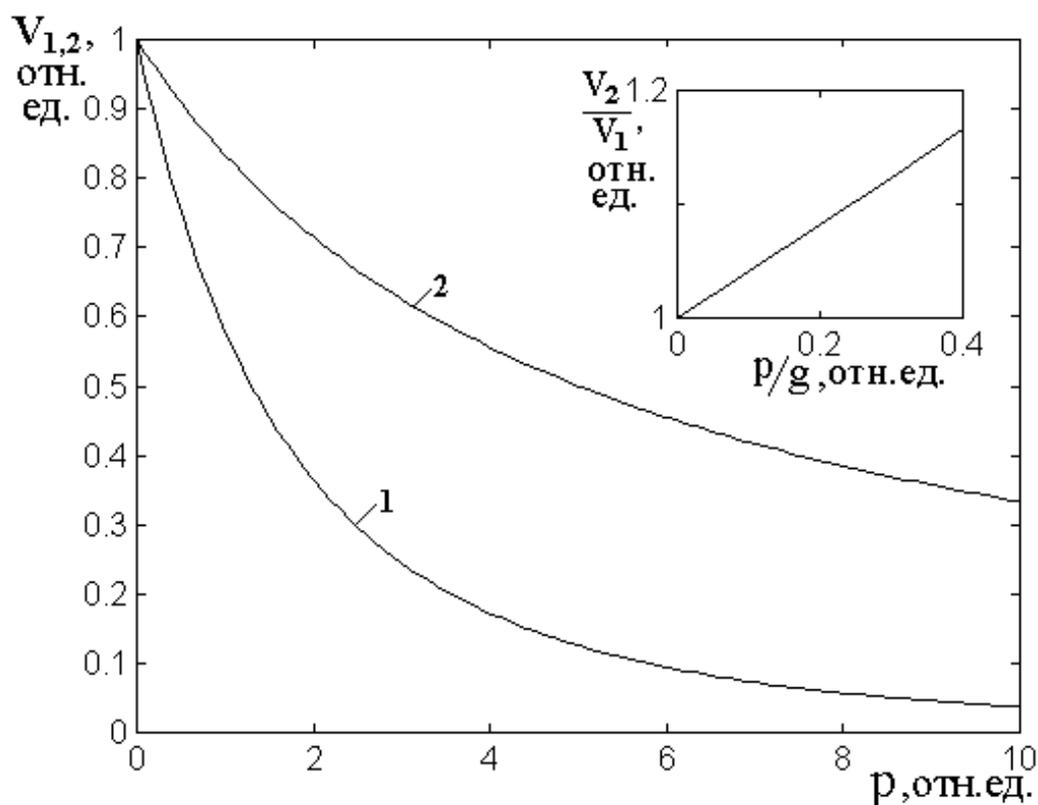


Рис. 4. Зависимости V_1 и V_2 от величины промежутка между гранулами

Из рисунка можно видеть, что в обоих случаях поле вторичной волны по мере увеличения промежутка падает, как это и следует из качественной картины явления. Однако падение кривой 1, соответствующе формуле (50) (то есть (46)), происходит значительно быстрее, чем падение кривой 2, соответствующей формуле (51) (то есть (48)). Очевидно, причиной такого различия является более высокая степень отношения $g/(g+p)$ для кривой 1, чем для кривой 2.

На врезке показана зависимость отношения функций V_2/V_1 от отношения величины промежутка к размеру гранулы. Можно видеть, что когда промежуток составляет менее 0.1 от величины гранулы, обе формулы дают результаты, отличающиеся менее чем на 5%. Однако когда промежуток составляет 0.4 от величины гранулы, различие достигает 15%. То есть при малой величине промежутка обе модели дают практически одинаковые результаты, однако при увеличении промежутка до размеров, сравнимых с величиной гранулы, различие становится уже заметным.

11. Сравнение проводимостей, получаемых по обеим моделям

Сравним теперь выражения для проводимостей, получаемых в соответствии с двумя моделями.

Сначала обратимся к принятой здесь модели разомкнутой цепи, не ограниченной условием $r \ll g$. Выполняя ту же процедуру, что и при выводе выражения (15), из формулы (46) получаем:

$$\sigma_g = \frac{2\sqrt{R_S} (g + p)^3}{Z_0 g^4}. \quad (52)$$

Для анализа проводимости, определяемой формулой (15), то есть в соответствии с моделью замкнутой цепи, положим в ней $\varepsilon = 0$ и $\gamma = 1$. При этом получаем:

$$\sigma_g = \frac{2\sqrt{R_S} (g + p)}{Z_0 g^2}. \quad (53)$$

То есть, подобно полям вторичных волн, проводимости, получаемые в обоих случаях, различаются в отношении, определяемом степенью величины $g/(g + p)$.

Отметим, что в обоих случаях проводимость, при любом соотношении входящих в формулы (52) и (53) параметров, всегда получается положительной. Для формулы (52) это получается естественным образом, однако относительно формулы (53) следует заметить, что это, в отличие от формулы (15), получается

только при принятых здесь условиях $\varepsilon = 0$ и $\gamma = 1$. Заметим, что второе из них получено в предположении $r \ll g$ (что обеспечивает возможность разложения γ в ряд Тейлора), так что формулой (53) допустимо пользоваться только с известной осторожностью.

12. Некоторые заключительные замечания

Таким образом, можно прежде всего сделать вывод о том, что условие положительности расчетного значения проводимости требует выбора выражения для тока в грануле I_g в пользу формулы (17), а не формулы (16), или в последней следует положить $\varepsilon = 0$. Однако зависимости поля вторичной волны, а также проводимости материала гранулы, определяемой из отражения волны от пленки, получаемые по двум рассмотренным моделям, согласуются в достаточной степени только при условии, когда размеры промежутков между гранулами значительно меньше размера самих гранул. Для достаточно корректного выбора между этими двумя моделями, по-видимому, следует обратиться к эксперименту на образцах, где соотношение между размерами промежутков и гранул будет меняться в значительных пределах. В данный момент авторы настоящей работы не располагают достаточным экспериментальным материалом, чтобы сделать обоснованный вывод. Однако можно надеяться, что проводимые авторами работы по исследованию отражения сигнала СВЧ от образцов из шунгита [36-38], в скором времени позволят сделать такой выбор.

Заключение

Рассмотрена динамическая проводимость наногранулированных пленок «металл-диэлектрик», измеряемая по коэффициенту отражения электромагнитной волны СВЧ диапазона от пленки. Отмечен факт значительного (на несколько порядков) превышения динамической проводимости над статической, измеренной на постоянном токе.

В качестве физического механизма, лежащего в основе формирования динамической проводимости, принята модель внутригранулярных токов.

Пленка представлена в виде планарного слоя, имеющего симметрию квадратной решетки, в узлах которой находятся кубические хорошо проводящие гранулы, отделенные друг от друга диэлектрическими промежутками. Падающая на пленку первичная электромагнитная волна создает отраженную и проходящую волны, которые являются вторичными. Образование магнитного поля каждой из вторичных волн происходит за счет токов, возбуждаемых внутри гранул электрическим полем первичной волны.

Для представления токов внутри гранул рассмотрены две модели: замкнутой и разомкнутой цепи.

Согласно модели замкнутой цепи, гранула включена в замкнутую цепь, содержащую источник ЭДС, образованный полем первичной волны. Внутреннее сопротивление такого источника предполагается равным импедансу свободного пространства. Модель построена в предположении, что размеры гранул значительно превышают размеры промежутков.

Согласно модели разомкнутой цепи, ток внутри гранулы создается за счет разности потенциалов, создаваемых электрическим полем падающей волны на противоположных гранях кубической ячейки. Модель построена без какого-либо предположения о соотношении размеров гранул и промежутков.

В соответствии с обеими моделями определено магнитное поле вторичной волны для случая бесконечно протяженной пленки по обеим координатам в ее плоскости. На основе полученного магнитного поля определен коэффициент отражения первичной волны от пленки.

С учетом кубической формы гранул, для каждой модели получены формулы, определяющие удельную проводимость материала гранул через коэффициент отражения. Показано, что при малом размере промежутков по сравнению с размером гранул обе модели дают близкие результаты.

Отмечено, что модель замкнутой цепи применима только в случае, когда размер промежутков значительно меньше размера гранул. Такое соотношение размеров гранул и промежутков соответствует близости структуры пленки к порогу перколяции. В случае удаления от порога перколяции модель замкнутой

цепи приводит к отрицательным значениям проводимости, что эксперименту не соответствует.

Показано, что модель разомкнутой цепи сохраняет применимость при любом соотношении размеров гранул и промежутков. Предложена поправка, позволяющая использовать модель замкнутой цепи в более широком диапазоне соотношений между размерами гранул и промежутков.

Приведены рекомендации для проведения экспериментов, на основе которых можно сделать достаточно корректный выбор между условиями применимости моделей замкнутой и разомкнутой цепи.

Работа выполнена при финансовой поддержке за счет гранта Российского Научного Фонда (проект № 14-22-00279).

Численный расчет поля вторичной волны и оценка проводимости шунгита выполнены за счет грантов РФФИ: №17-02-01138, №17-57-150001.

Литература

1. Суздаев И.П. Нанотехнология. Физико-химия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов. М.: КомКнига. 2006.
2. Рит М. Наноконструирование в науке и технике. Введение в мир нанорасчета. Москва-Ижевск: НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика". 2005.
3. Вендик И.Б., Вендик О.Г. Метаматериалы и их применение в технике сверхвысоких частот. // ЖТФ. 2013. Т.83. №1. С.3.
4. Виноградов А.П. Электродинамика композитных материалов. М.: УРСС. 2001.
5. Виноградов А.П., Дорофеев А.В., Зухди С. К вопросу об эффективных параметрах метаматериалов. // УФН. 2008. Т.178. №5. С.511.
6. Веселаго В.Г. Волны в метаматериалах: их роль в современной физике. // УФН. 2011. Т.181. №11. С.1201.

7. Макеева Г.С., Голованов О.С., Ринкевич А.Б. Вероятностная модель и электродинамический анализ резонансного взаимодействия электромагнитных волн с 3D-магнитными нанокompозитами. // РЭ. 2014. Т.59. №2. С.152.

8. Голованов О.С., Макеева Г.С., Ринкевич А.Б. Взаимодействие электромагнитных волн с периодическими решетками микро- и нанолент графена в терагерцовом диапазоне. // ЖТФ. 2016. Т.86. №2. С.119.

9. Макеева Г.С., Голованов О.А. Математическое моделирование электронноуправляемых устройств терагерцового диапазона на основе графена и углеродных нанотрубок. Пенза: Изд. ПГУ. 2018.

10. Parimi P.V., Lu W.T., Vodo P., Sokoloff J., Derov J.S., Sridhar S. Negative refraction and left-handed electromagnetism in microwave photonic crystals. // Phys. Rev. Lett. 2004. V.92. №12. P.127401(4).

11. Гуляев Ю.В., Никитов С.А., Животовский Л.В., Климов А.А., Тайад Ф., Пресманес Л., Бонин К., Цай Ч.С, Высоцкий С.Л., Филимонов Ю.А. Ферромагнитные пленки с периодическими структурами с магнотной запрещенной зоной - магнотные кристаллы. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т.77. №10. С.670.

12. Веселаго В.Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ . // УФН. 1967. Т.92. №3. С.517.

13. Агранович В.М., Гартштейн Ю.Н. Пространственная дисперсия и отрицательное преломление света. // УФН. 2006. Т.176. №10. С.1052.

14. Калинин Ю.Е., Ремизов А.Н., Ситников А.В. Электрические свойства аморфных нанокompозитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{1-x}$. // ФТТ. 2004. Т.46. №11. С.2076

15. Иванов А.В., Калинин Ю.Е., Нечаев А.В., Ситников А.В. Электрические и магнитные свойства мультислойных структур $[(CoFeZr)_x(Al_2O_3)_{1-x}/(\alpha-SiH)]_n$. // ФТТ. 2009. Т.51. №12. С.2331.

16. Ситников А.В. Электрические и магнитные свойства наногетерогенных систем металл-диэлектрик. // Диссертация на соискание ученой степени докт. физ.-мат. наук. Воронеж: ВГТУ. 2010.

17. Gerber A., Milner A., Groisman B. et al. Magnetoresistance of granular ferromagnets. // Phys.Rev.B. 1997. V.55. №10. P.6446.

18. Казанцева Н.Е., Пономаренко А.Т., Шевченко В.Г., Чмутин И.А., Калинин Ю.Е., Ситников А.В. Свойства и перспективы применения гранулированных ферромагнетиков в области СВЧ. // Физика и химия обработки материалов. 2002. №1. С.5.

19. Луцев Л.В., Звонарева Т.К., Лебедев В.М. Электронный транспорт в гранулированных пленках аморфного углерода с наночастицами кобальта. // Письма в ЖТФ. 2001. Т.27. №15. С.84.

20. Луцев Л.В. Спиновые возбуждения в гранулированных структурах с ферромагнитными наночастицами. // ФТТ. 2002. Т.44. №1. С.97.

21. Антонец И.В., Котов Л.Н., Некипелов С.В., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Электродинамические свойства тонких металлических пленок с различной толщиной и морфологией поверхности. // РЭ. 2004. Т.49. №10. 1243.

22. Антонец И.В., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Проводящие и отражающие свойства пленок нанометровых толщин из различных металлов. // РЭ. 2006. Т.51. №12. С.1481.

23. Власов В.С., Гущин Н.Н., Котов Л.Н., Калинин Ю.Е., Ситников А.В., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Отражение электромагнитных волн от композиционной структуры, одержащей наногранулы металла в диэлектрической матрице. // Сб. тр. XIX Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы». 2011. М.: НИУ МЭИ. С.194.

24. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Особенности формирования статической и динамической проводимости композиционной пленки, содержащей наногранулы металла в диэлектрической матрице. // РЭ. 2014. Т.59. №9. С.882.

25. Калинин Ю.Е., Котов Л.Н., Петрунёв С.Н., Ситников А.В. Особенности отражения СВЧ-волн от гранулированных пленок $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}$. // Изв.РАН. Сер.физич. 2005. Т.69. №8. С.1195.

26. Антонец И.В., Котов Л.Н., Калинин Ю.Е., Ситников А.В., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Динамическая проводимость аморфных наногранулированных пленок в диапазоне сверхвысоких частот. // ПЖТФ. 2014. Т.40. №14. С.1.

27. Rinkevich A.B., Perov D.V., Vaskovsky V.O., Gorkovenko A.N., Kuznetsov E.A. Microwave resistance of metal-dielectric film nanocomposites $Co_x(SiO_2)_{1-x}$. // Proceedings of the 40th European Microwave Conference. 2010. Paris. France. P.894-897.

28. Rinkevich A.B., Perov D.V., Vaskovsky V.O., Gorkovenko A.N., Kuznetsov E.A. Millimeter wave resistance of metal-dielectric $Co_x(SiO_2)_{1-x}$ and $Co_x(Al_2O_3)_{1-x}$ films. // IEEE Transactions on Nanotechnology. 2017. V.16. №6. P.1067-1072.

29. Антонец И.В., Котов Л.Н., Кирпичёва О.А., Голубев Е.А., Калинин Ю.Е., Ситников А.В., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Статическая и динамическая проводимость аморфных наногранулированных композитов «металл-диэлектрик». // РЭ. 2015. Т.60. №8. С.839.

30. Антонец И.В., Власов В.С., Котов Л.Н., Кирпичёва О.А., Голубев А.Е., Калинин Ю.Е., Ситников А.В., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Статическая и динамическая проводимость наногранулированных пленок «металл-диэлектрик». // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2016. №5. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/may16/10/text.pdf>.

31. Антонец И.В., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Статическая и динамическая проводимость наногранулированных пленок «металл-диэлектрик». // Материалы XXIII Всероссийской конференции «Электромагнитное поле и материалы». Москва: ИНФРА-М. 2015. С.159.

32. Антонец И.В., Котов Л.Н., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Структура, проводимость и СВЧ отражающие свойства аморфных гранулированных композитных пленок $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Me_yO_z)_{1-x}$. // Сборник трудов конференции «Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах». Институт физики Дагестанского научного центра РАН. Махачкала. 2017. С.444.

33. Антонец И.В., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Механизм формирования отраженной и проходящей волн при падении электромагнитной волны на наногранулированную пленку «металл-диэлектрик». // Сборник трудов XXII Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы». Москва: МЭИ. Издательство «НИУ МЭИ». 2014. С.111.

34. Антонец И.В., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Механизм внутригранулярных токов как условие формирования динамической СВЧ проводимости аморфных наногранулированных пленок «металл-диэлектрик». // Материалы школы-конференции «XVI Международная зимняя школа-семинар по радиофизике и электронике сверхвысоких частот». Саратов: ООО «Издательский центр «Наука». 2015. С.31.

35. Антонец И.В., Котов Л.Н., Кирпичёва О.А., Голубев А.Е., Калинин Ю.Е., Ситников А.В., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Механизм динамической проводимости аморфных наногранулированных пленок «металл-диэлектрик» в диапазоне сверхвысоких частот. // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2014. №4. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/apr14/12/text.pdf>.

36. Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Исследование проводимости графеносодержащего шунгита волноводным методом. // Сборник трудов Международного симпозиума «Перспективные материалы и технологии». Витебск: Беларусь. 2017. С.6.

37. Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Динамическая проводимость графеносодержащего шунгита в диапазоне сверхвысоких частот. // Сборник трудов конференции «Фазовые переходы, критические и

нелинейные явления в конденсированных средах». Институт физики Дагестанского научного центра РАН. Махачкала. 2017. С.432.

38. Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Динамическая проводимость графеносодержащего шунгита в диапазоне сверхвысоких частот. // Сборник трудов XXV Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы». М.: НИУ МЭИ. 2017. С.135.

39. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Сов. радио. 1957.

40. Калашников С.Г. Электричество. М.: Наука. 1964.

41. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.3. Электричество. М.: Наука. 1977.

42. Двайт Г.Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы. М.: Наука. 1973.

Для цитирования:

И. В. Антонец, Л. Н. Котов, Е. А. Голубев, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов. Динамическая проводимость наногранулированных пленок «металл-диэлектрик» в диапазоне сверхвысоких частот. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2018. № 5. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/may18/2/text.pdf>
DOI 10.30898/1684-1719.2018.5.2