

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.7.1>

УДК: 535.42, 535.5

ВЗАИМОСВЯЗЬ РАЗВЯЗЫВАЮЩИХ И ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ СВОЙСТВ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ

А.Ю. Ветлужский

Институт физического материаловедения СО РАН,
670047, Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, д. 6

Статья поступила в редакцию 12 декабря 2024 г.

Аннотация. Рассмотрена задача возбуждения вертикальным электрическим диполем магнитодиэлектрического слоя на проводящем основании. Определены условия максимального ослабления приповерхностного поля над таким слоем, что может быть использовано для целей пространственной развязки бортовых антенн летательных аппаратов. Проанализирована взаимосвязь развязывающих и отражающих свойств рассматриваемых покрытий. Показано, что интерференционная структура поля над поверхностью таких покрытий при одних и тех же условиях определяет как минимальные величины уровня приповерхностного поля, так и минимальные значения коэффициента отражения волн. Изучено влияние электрофизических свойств магнитодиэлектриков на отражательную способность слоев. Продемонстрирована возможность оптимизации параметров покрытий для достижения малых значений коэффициента отражения волн в широкой полосе частот. Указано, что обязательным условием создания неотражающих покрытий, эффективных в диапазоне частот, является использование композитных материалов с комплексной магнитной проницаемостью.

Ключевые слова: магнитодиэлектрический слой, коэффициент отражения, ослабление поля, диэлектрическая и магнитная проницаемости, поверхностный импеданс.

Финансирование: Исследование выполнено за счет гранта Министерства образования и науки Республики Бурятия на реализацию проектов прикладных научных исследований (Соглашение № 503).

Автор для переписки: Ветлужский Александр Юрьевич, vay@ipms.bscnet.ru

Введение

Задачи возбуждения электромагнитным полем, создаваемым локальным источником, плоских границ раздела сред являются одними из классических радиофизических задач. Изначально сформулированные применительно к проблемам распространения радиоволн вдоль земной поверхности [1,2], в настоящее время такие задачи находят широкое применение при решении разнообразных прикладных проблем электродинамики.

Одним из примеров подобных задач является проблема уменьшения взаимного влияния (пространственной развязки) антенных систем, размещаемых на летательных аппаратах. Наиболее целесообразным способом обеспечения развязки антенн в данном случае считается размещение на металлической плоскости между ними поглощающего электромагнитное излучение слоя или поверхностных развязывающих устройств, например, гребенчатых структур [3] или штырьковых слоев [4]. Термин «поверхностные» в данном случае означает, что устройства не выступают над плоскостями, образованными раскрывами антенн (как правило, щелевых излучателей), не нарушая аэродинамические характеристики летательных аппаратов.

В работе [5] на основе решения задачи возбуждения вертикальным диполем магнитодиэлектрического слоя на проводящем основании были получены аналитические выражения, позволяющие определить условия максимального ослабления приповерхностного поля. Там же указывалось, что при соблюдении определенных условий развязывающие магнитодиэлектрические покрытия

способны уменьшить коэффициент отражения волн от таких поверхностей, что представляется актуальным, в частности, для уменьшения радиолокационной заметности летательных аппаратов.

Целью настоящей работы является анализ взаимосвязи развязывающих и отражающих свойств магнитодиэлектрических слоев, размещаемых на проводящем основании, и определение совокупности параметров таких покрытий, позволяющих минимизировать их отражательную способность.

1. Анализ ослабления приповерхностного поля слоем магнитодиэлектрика на проводящем основании

В [5] было показано, что при скользящем распространении волн над поверхностью магнитодиэлектрического слоя, характеризующегося абсолютными проницаемостями ε_{a2} и μ_{a2} , поле, создаваемое вертикальным диполем, расположенным на поверхности слоя во внешней среде с проницаемостями ε_{a1} и μ_{a1} , в дальней зоне может быть описано следующим образом:

$$E_z = 2k_1^2 \frac{\exp(ik_1 r)}{r} A \left[1 \pm 2\sigma \exp \sigma^2 \int_{\mp \sigma}^{\infty} \exp(-t^2) dt \right], \quad (1)$$

где $\sigma = is_p \sqrt{k_1 r}$,

$$s_p = \frac{\varepsilon_{a1}}{\varepsilon_{a2}} n \operatorname{th}(ik_2 d) \frac{\exp(i\frac{\pi}{4})}{\sqrt{2}}. \quad (2)$$

Здесь A – амплитудный коэффициент, k_1, k_2 – волновые числа во внешней среде и в слое соответственно, $n = k_2 / k_1 = \sqrt{\varepsilon_{a2} \mu_{a2} / \varepsilon_{a1} \mu_{a1}}$ – коэффициент преломления, полагаемый много большим единицы. Параметр $s_p \sqrt{k_1 r}$ в теории распространения волн принято называть численным расстоянием [1], где в свою очередь s_p – значение полюса коэффициента отражения.

Известно [6], что входящий в выражение (1) множитель ослабления:

$$W(\sigma) = 1 \pm 2\sigma \exp(\sigma^2) \int_{\mp\sigma}^{\infty} \exp(-t^2) dt,$$

имеет различное асимптотическое поведение при $\text{Im } s_p > 0$ и $\text{Im } s_p < 0$, а именно, если $\text{Im } s_p < 0$,

$$W(\sigma) \sim 2i\sqrt{\pi s_p^2 k_1 r} \exp(-s_p^2 k_1 r) - \sum_{n=1}^{N-1} \frac{1 \cdot 3 \dots (2n-1)}{(2s_p^2 k_1 r)^n} - 0 \left[\frac{1 \cdot 3 \dots (2n-1)}{(2s_p^2 k_1 r)^N} \right],$$

а при $\text{Im } s_p > 0$

$$W(\sigma) \sim 2i\sqrt{\pi s_p^2 k_1 r}, \quad |s_p^2 k_1 r| \ll 1,$$

$$W(\sigma) \sim -\sum_{n=1}^{N-1} \frac{1 \cdot 3 \dots (2n-1)}{(2s_p^2 k_1 r)^n} - 0 \left[\frac{1 \cdot 3 \dots (2n-1)}{(2s_p^2 k_1 r)^N} \right], \quad |s_p^2 k_1 r| \gg 1. \quad (3)$$

С точки зрения ослабления приповерхностного поля практический интерес представляет случай $\text{Im } s_p > 0$ при достаточно больших численных расстояниях, описываемый выражением (3). Величину дополнительного – по сравнению с распространением волн в свободном пространстве – ослабления поля будем определять в виде:

$$B = 10 \lg W(s_p) W^*(s_p), \quad (4)$$

где $*$ – знак комплексного сопряжения. Из (3) следует, что поведение поля над слоем будет определяться поведением функции (2), выражение для которой, очевидно, с точностью до множителя $\exp(i\pi/4)/\sqrt{2}$ совпадает с выражением для поверхностного импеданса магнитодиэлектрического слоя.

Полагая, что внешняя среда является вакуумом, перепишем (2) в следующем виде:

$$s_p = |s_p| e^{i\varphi_{s_p}} = ZL \exp(i\pi/4) / \sqrt{2}, \quad (5)$$

где:

$$Z = \sqrt{\frac{|\mu|}{|\varepsilon|}} \exp(i(\varphi_\mu - \varphi_\varepsilon)/2),$$

$$L = \operatorname{th}(ik_2d) = \frac{\operatorname{th}\beta + i\operatorname{tg}\alpha}{1 + i\operatorname{tg}\alpha \operatorname{th}\beta},$$

$$\alpha = \operatorname{Re}[k_2d] = kd\sqrt{|\varepsilon_{a2}\mu_{a2}|} \cos \frac{\varphi_\varepsilon + \varphi_\mu}{2},$$

$$\beta = \operatorname{Im}[k_2d] = kd\sqrt{|\varepsilon_{a2}\mu_{a2}|} \sin \frac{\varphi_\varepsilon + \varphi_\mu}{2},$$

$\varphi_\varepsilon, \varphi_\mu$, – углы электрических и магнитных потерь, ε, μ , – относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости материала слоя, определяемые как $\varepsilon = \varepsilon_{a2} / \varepsilon_0$, $\mu = \mu_{a2} / \mu_0$, ε_0, μ_0 – соответствующие проницаемости вакуума, k – волновое число в пустоте. Здесь Z – приведенный импеданс среды, образованной веществом с проницаемостями $\varepsilon_{a2}, \mu_{a2}$, $L(\alpha, \beta)$ – функция, учитывающая переотражение волн от проводящей подложки. Преобразуем ее следующим образом:

$$L = |L|e^{i\varphi_L} = \sqrt{\frac{\operatorname{th}^2\beta(1+\operatorname{tg}^2\alpha)^2 + \operatorname{tg}^2\alpha(1-\operatorname{th}^2\beta)^2}{(1+\operatorname{tg}^2\alpha\operatorname{th}^2\beta)^2}} \exp\left(-i\arctg \frac{\operatorname{tg}\alpha(1-\operatorname{th}^2\beta)}{\operatorname{th}\beta(1+\operatorname{tg}^2\alpha)}\right). \quad (6)$$

Поскольку из (5) следует, что зависимость s_p от параметров магнитодиэлектрика в значительной степени определяется поведением функции $L = f(\alpha, \beta)$, имеет смысл подробно проанализировать выражение (6).

На рисунках 1 а, б представлены зависимости модуля и аргумента функции L от параметра α .

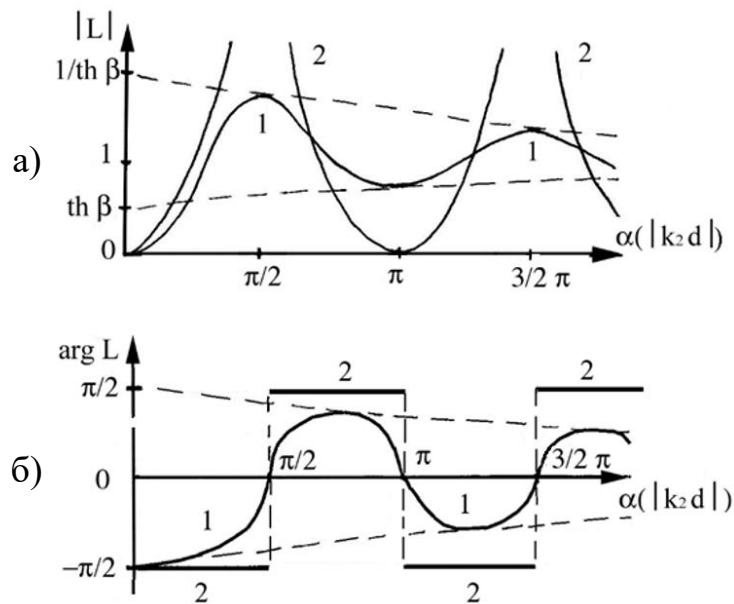


Рис. 1. Поведение модуля и аргумента функции L , описывающей отражение волн проводящей подложкой, в зависимости от величины параметра α .

Кривые 1 соответствуют значению параметра $\beta > 0$, кривые 2 описывают предельный случай $\beta = 0$ (потери в слое отсутствуют).

Из приведенных результатов следует, что значения параметра α равные $\pi/2 + n\pi, n=1,2,\dots$, являются оптимальными с точки зрения ослабления поля, поскольку указанные величины соответствуют экстремальным точкам функции $|L| = f(\alpha)$ и нулевым значениям $\arg L$. Амплитуды рассматриваемых зависимостей определяются величиной параметра β . Так, максимальные значения $|L|$ равны $1/\text{th } \beta$, а минимальные – $\text{th } \beta$. Величина φ_L равна $\pm\pi/2$ в случае идеального диэлектрика и уменьшается с ростом β . Кроме того, амплитуды зависимостей уменьшаются с ростом $|k_2 d|$ при ненулевых φ_ε и φ_μ :

$$\lim_{|k_2 d| \rightarrow \infty} |L| = 1, \quad \lim_{|k_2 d| \rightarrow \infty} |\varphi_L| = 0.$$

Физический смысл последних выражений очевиден: при неограниченном увеличении толщины слоя влияние подложки исчезает.

Аргумент функции s_p , следуя (5), может быть представлен в виде:

$$\varphi_{s_p} = \frac{(\varphi_\mu - \varphi_\varepsilon)}{2} + \varphi_L + \frac{\pi}{4}.$$

Так как нами рассматривается случай $\text{Im } s_p > 0$, должно выполняться условие:

$$\frac{(\varphi_\mu - \varphi_\varepsilon)}{2} + \varphi_L > -\frac{\pi}{4}. \quad (7)$$

Поскольку величина в левой части (7) равна аргументу поверхностного импеданса слоя, то (7) является условием емкостного или слабоиндуктивного импеданса по терминологии [6].

Перейдем к анализу выражения (3). Учитывая в нем только первый член ряда и используя (4), запишем:

$$B = -20 \lg \left\{ |Z|^2 |L|^2 kr \right\}. \quad (8)$$

Видно, что зависимость ослабления поля от параметров слоя будет в большой степени определяться поведением параметра $|L|$, рассмотренном выше. Из рис. 1 следует, что максимальное значение $|L|$, а следовательно, и B в (8) принимают в случае выполнения условия:

$$\alpha = kd \sqrt{\varepsilon \mu} \cos \frac{(\varphi_\varepsilon + \varphi_\mu)}{2} = \frac{\pi}{2}. \quad (9)$$

При этом абсолютное значение дополнительного ослабления оценивается выражением:

$$B_1 = -20 \lg \left\{ \frac{|Z|^2 kr}{\text{th}^2 \left[\frac{\pi}{2} \text{tg} \left(\frac{\varphi_\varepsilon + \varphi_\mu}{2} \right) \right]} \right\}. \quad (10)$$

Если оказывается выполненным условие минимума $|L|$: $\alpha = \pi$, то дополнительное ослабление уменьшается до величины:

$$B_2 = -20 \lg \left\{ |Z|^2 kr \operatorname{th}^2 \left[\pi \operatorname{tg} \left((\varphi_\varepsilon + \varphi_\mu) / 2 \right) \right] \right\}. \quad (11)$$

Если потери в слое равны нулю, то (10) и (11) записываются в виде $B_1 \rightarrow \infty$ и $B_2 = 0$. Таким образом, наиболее эффективного ослабления приповерхностного поля можно достигнуть, используя в качестве ослабляющего покрытия идеальный магнетодиэлектрик. Однако при этом условие (7) станет выполняться при фиксированной толщине слоя только в узких диапазонах частот, что особенно ярко будет проявляться в отсутствие мнимой части магнитной проницаемости. Иными словами, такие слои при изменении частоты будут чередовать ослабляющие и волноведущие свойства. Последние будут связаны с формированием распространяющихся над слоем поверхностных волн при нарушении условия (7). Кроме того, практическое применение данного способа ограничено технологическими трудностями создания непроводящих материалов с большим коэффициентом преломления.

Если толщина слоя с ненулевыми потерями $d \rightarrow \infty$, то:

$$B_3 = -20 \lg \left\{ |Z|^2 kr \right\}, \quad (12)$$

т.е. в случае магнетодиэлектрического полупространства дополнительное ослабление зависит от расстояния, длины волн и характеристического импеданса данной среды, что известно также из общей теории распространения волн.

На рис. 2 представлена зависимость дополнительного ослабления поля от относительной толщины магнетодиэлектрического слоя, представляющего собой композитный метадиелектрик и имеющего параметры $\varepsilon_2 = 14.8 + i 0.22$; $\mu_2 = 1.36 + i 0.816$. В рассматриваемом диапазоне значений d / λ наблюдаются глубокий минимум, соответствующий (10), максимум характеристики, описываемый (11), а при значительных величинах относительной толщины

слоя имеет место постоянный уровень подавления приповерхностного поля, определяемый (12).

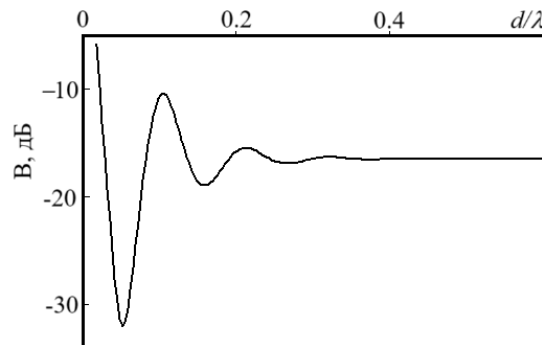


Рис. 2. Зависимость уровня ослабления приповерхностного поля от относительной толщины магнитодиэлектрического слоя.

2. Отражательные свойства магнитодиэлектрического слоя

Поскольку магнитодиэлектрические покрытия металлических поверхностей, в частности, фюзеляжей летательных аппаратов, можно использовать для уменьшения коэффициента отражения, исходя из вышесказанного, рассмотрим отражательные свойства таких слоев. Отражательную способность слоя на проводящем основании при нормальном падении на него плоской волны будем описывать квадратом модуля коэффициента отражения. Используя обозначения (5), эту характеристику в данном случае можно записать в виде:

$$R = \left| \frac{|Z||L|\exp(i\varphi) - 1}{|Z||L|\exp(i\varphi) + 1} \right|^2, \quad (13)$$

где:

$$\varphi = \frac{(\varphi_\mu - \varphi_\varepsilon)}{2} - \arctg \frac{\operatorname{tg} \alpha (1 - \operatorname{th}^2 \beta)}{\operatorname{th} \beta (1 + \operatorname{tg}^2 \alpha)}.$$

Здесь, как и ранее, внешняя среда полагается вакуумом.

Поскольку для большинства реальных магнитодиэлектриков модуль импеданса $|Z|$, нормированного значением импеданса внешней среды, имеет

величину меньше единицы, из (13) следует, что отражение от слоя может быть существенно уменьшено, если:

$$|L| > 1 \text{ и } \varphi \rightarrow 0. \quad (14)$$

Как видим, первое из условий (14) совпадает с требованием к $|L|$ для слоя, максимально ослабляющего волны, скользящие вдоль его поверхности. Если потери в слое таковы, что $(\varphi_\mu - \varphi_\varepsilon)/2 \ll 1$, то, как следует из рис. 1 б, второе из условий (14) приближенно выполняется либо при $\operatorname{tg} \alpha \rightarrow 0$, либо при $\operatorname{tg} \alpha \rightarrow \infty$. Но $|L| > 1$ имеет место в том случае, когда $\operatorname{tg} \alpha \rightarrow \infty$, т.е. при выполнении условия (9). Таким образом, если параметры слоя удовлетворяют требованиям $\operatorname{Im} s_p < 0$, $|n| \gg 1$, $(\varphi_\mu - \varphi_\varepsilon)/2 \ll 1$, то при толщине магнитодиэлектрика, определяемой (9), слой будет максимально ослаблять поле, распространяющееся вдоль его поверхности, до уровня B_1 . Одновременно такой слой будет иметь минимальную (для данных ε и μ) отражательную способность, равную:

$$R \approx \left| \frac{|Z| - \operatorname{th} \beta}{|Z| + \operatorname{th} \beta} \right|^2 \ll 1. \quad (15)$$

Совпадение неотражающих и развязывающих свойств магнитодиэлектрических слоев является следствием одного физического механизма, лежащего в основе этих свойств и заключающегося в противофазном сложении волн, прошедших через слой, и волн на его поверхности (скользящих или отраженных). На рис. 3 представлен пример расчета в соответствии с (13) отражательной способности слоя магнитодиэлектрика с $\varepsilon = 14.8 + i 0.22$; $\mu = 1.36 + i 0.816$ в зависимости от его относительной толщины. Видно, что при выполнении условия (9) отражательная способность имеет минимум.

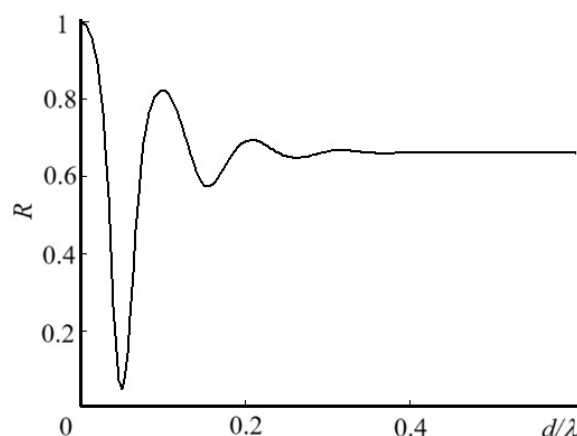


Рис. 3. Отражательная способность магнитодиэлектрического покрытия металлической поверхности с параметрами, соответствующими описанию к рис.2, в зависимости от его относительной толщины.

Отметим, что из перечисленных требований на минимизацию отражения с помощью рассматриваемого слоя следует, что он должен иметь потери, т.е. величина L в (13) должна быть ограниченной (ситуация $\mu = \varepsilon$ при отсутствии потерь нами не рассматривается как практически нереализуемая). Причем, если $\varphi_\mu = \varphi_\varepsilon$, то условие $\varphi = 0$ может быть удовлетворено точно, а величина (15) приближена к нулю, что, однако, тоже трудновыполнимо на практике. Поэтому проанализируем в отдельности влияние действительных и мнимых частей комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей слоя на величину коэффициента отражения. При этом в качестве важных критериев эффективности неотражающего покрытия будем учитывать минимально возможную его толщину на заданной частоте, обеспечивающую минимальные значения коэффициента отражения, и максимальную широкополосность.

На рис. 4 представлены результаты численного анализа влияния диэлектрической проницаемости на коэффициент отражения слоя R . Из рис. 4 а следует, что увеличение действительной части ε приводит к существенному увеличению неравномерности зависимостей R от относительной толщины слоя за счет интерференции волн, отраженных от поверхности слоя и от проводящей подложки. При этом минимумы получаемых зависимостей смещаются в длинноволновую область за счет увеличения показателя преломления материала слоя, и достигаются большие значения коэффициентов

отражения. Так, при выполнении условий $d/\lambda = 0.065$ и $\text{Re}(\varepsilon) = 9.1$ коэффициент отражения снижается до величины $R = 1.003 \times 10^{-4}$. Однако, очевидно, что для достижения широкополосности покрытия необходимо ограничиваться небольшими значениями $\text{Re}(\varepsilon)$. При этом следует учитывать, что существенное уменьшение диэлектрической проницаемости может привести к нарушению условия $|n| \gg 1$, а значит, сделает получаемые результаты некорректными для больших углов падения.

Увеличение проводимости слоя $\text{Im}(\varepsilon)$ (рис. 4 б) делает значительно менее выраженными интерференционные изменения R , однако при этом в области первого минимума характеристик коэффициент отражения несколько возрастает.

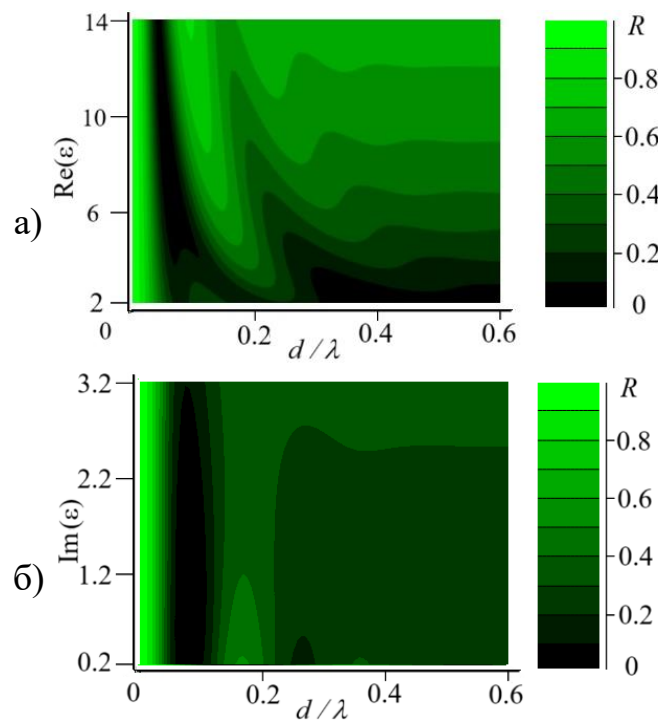


Рис. 4. Коэффициенты отражения магнитодиэлектрического покрытия:

а) при изменении $\text{Re}(\varepsilon)$ и значении $\text{Im}(\varepsilon) = 0.22$;

б) при изменении $\text{Im}(\varepsilon)$ и значении $\text{Re}(\varepsilon) = 4.8$.

Магнитная проницаемость в обоих случаях $\mu = 1.36 + i 0.816$.

Рис. 5 демонстрирует зависимости коэффициента отражения от значений магнитной проницаемости покрытия. Из а) следует, что увеличение $\text{Re}(\mu)$,

следствием чего является рост импеданса материала слоя, приводит к значительному уменьшению коэффициента отражения в коротковолновой области рассматриваемого диапазона. При этом, однако, существенно возрастает неравномерность получаемых зависимостей, и увеличиваются минимальные значения R в области малых значений параметра d/λ . Напротив, увеличение $\text{Im}(\mu)$, как и в случае увеличения мнимой части диэлектрической проницаемости, делает получаемые зависимости более плавными. Уже при незначительном возрастании $\text{Im}(\mu)$ в рассматриваемом диапазоне значений d/λ сохраняется лишь один минимум R , при этом он располагается тем в более длинноволновой области, чем большие значения принимает $\text{Im}(\mu)$.

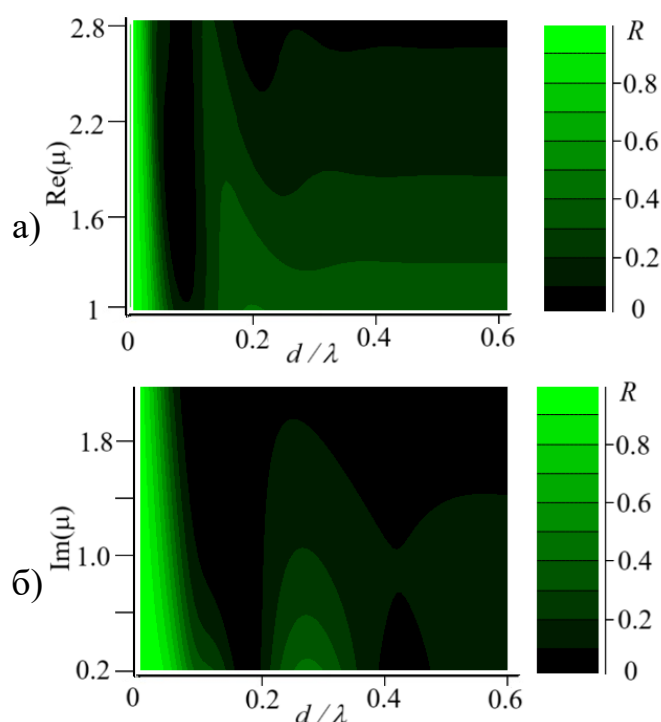


Рис. 5. Коэффициенты отражения магнитодиэлектрического покрытия:

а) при изменении $\text{Re}(\mu)$ и значении $\text{Im}(\mu) = 0.816$;

б) при изменении $\text{Im}(\mu)$ и значении $\text{Re}(\mu) = 2.36$.

Диэлектрическая проницаемость в обоих случаях $\varepsilon = 4.8 + i 2.22$.

Резюмируя сказанное, следует считать доказанным, что и эффективное уменьшение уровня приповерхностного поля, и минимизация отражения волн от проводящей поверхности могут быть достигнуты за счет нанесения

на такую поверхность магнитодиэлектрических покрытий. При этом для уменьшения отражательной способности в диапазоне частот электрофизические параметры таких покрытий должны характеризоваться значительной величиной магнитной проницаемости и в особенности мнимой ее части. На рис. 6 представлена зависимость коэффициента отражения от относительной толщины покрытия с оптимизированными значениями проницаемостей: $\varepsilon = 4.8 + i 2.22$ и $\mu = 2.36 + i 0.8$. Видно, что такое покрытие характеризуется хорошими диапазонными свойствами, обеспечивая при этом весьма малые величины коэффициента отражения в рассматриваемом диапазоне значений d / λ .

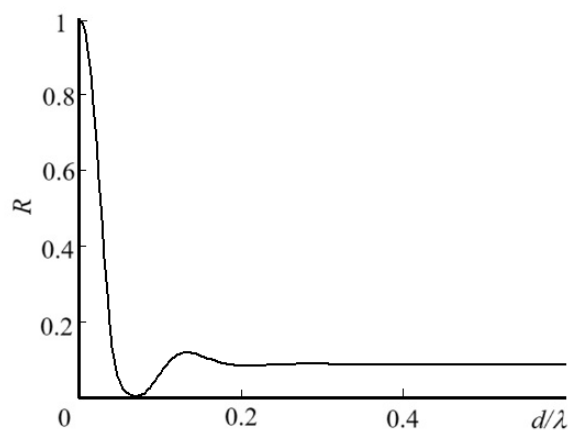


Рис. 6. Отражательная способность магнитодиэлектрического покрытия металлической поверхности с оптимизированными электрофизическими параметрами в зависимости от его относительной толщины.

Заключение

Таким образом, в работе рассмотрена возможность ослабления приповерхностных полей с помощью магнитодиэлектрических слоев, размещаемых на проводящем основании. Определены условия максимального подавления поля за счет комбинации двух механизмов: связанного с поглощением электромагнитной энергии в материале слоя и интерференционного, обусловленного наложением волн, скользящих вдоль поверхности слоя, и волн, отраженных от проводящей подложки. Установлена связь между отражательными и развязывающими свойствами магнитодиэлектрических покрытий. Показано, что для диапазонного подавления отраженных от

поверхности покрытий волн необходимым условием является использование композитов, характеризующихся комплексным характером как диэлектрической, так и магнитной проницаемостей материала слоя. Продemonстрировано, что оптимизация электрофизических параметров таких композитных материалов позволяет достичь существенных значений подавления отраженных волн в широком диапазоне частот при весьма малых значениях толщины покрытия. Следует отметить, что на практике при создании неотражающих покрытий на основе магнитодиэлектрических материалов, предназначенных для работы в весьма широкой полосе частот, следует учитывать возможное влияние частотной дисперсии, которая может ухудшать неотражающие свойства таких покрытий.

Полученные результаты могут найти применение при разработке импедансных СВЧ устройств с заданными свойствами, импедансных антенн с заданными характеристиками излучения, а также при решении задач снижения эффективного поперечника рассеяния летательных аппаратов.

Финансирование: Исследование выполнено за счет гранта Министерства образования и науки Республики Бурятия на реализацию проектов прикладных научных исследований (Соглашение № 503).

Литература

1. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. – М.: Изд-во АН СССР, 1957. – 502 с.
2. Фейнберг Е.Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. – М.: Наука, 1999. – 496 с.
3. Седельников Ю. Е., Веденькин Ю.Е. Электромагнитная совместимость радиоэлектронных средств. – М.: Юрайт, 2023. – 318 с.
4. Simovski C.R., Belov P.A., Atrashchenko A.V., Kivshar Y.S. Wire metamaterials: Physics and applications // Advanced materials. – 2012. – V. 24. – P. 4229–4248. <https://doi.org/10.1002/adma.201200931>

5. Ветлужский А.Ю. Ослабление приповерхностных электромагнитных полей магнитодиэлектрическими покрытиями // Изв. вузов. Физика. – 2024. – Т. 67. – № 8. – С. 30–40. <https://doi.org/10.17223/00213411/67/8/3>
6. King R.J., Schlak G.A. Groundwave attenuation function for propagation over a highly inductive earth // Radio Science. – 1967. – V. 2. – No. 3. – P. 687–693. <https://doi.org/10.1002/rds196727687>

Для цитирования:

Ветлужский А.Ю. Взаимосвязь развязывающих и отражательных свойств магнитодиэлектрических покрытий. // Журнал радиоэлектроники. – 2025. – № 7. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.7.1>