К. т. н. Б. А. ДЕМЬЯНЧУК

Украина, Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова
E-mail: boris998877@rambler.ru

Дата поступления в редакцию
13.08 2004 г.

Оппонент *к. т. н. Э. Н. ГЛУШЕЧЕНКО*
(НПП "Сатурн", г. Киев)

ОСНОВЫ ТЕХНОЛОГИИ СОГЛАСОВАНИЯ ВОЛНОВЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ВОЗДУХА И ФЕРРОМАГНИТНОЙ СРЕДЫ

Соотношения между диэлектрической и магнитной проницаемостями и проводимостями отражают условия для согласования волновых сопротивлений сред на границе их раздела.

Проблема ослабления отраженной волны в технологии защиты информации, в оборонных технологиях, в безэховой исследовательской камере и при решении задач экранирования электронной аппаратуры существует, по-видимому, с момента появления радиоэлектронной промышленности [1—3].

Требования к параметрам согласуемых сред без потерь получены в [1], а требования к параметрам кусочно-однородных сред с потерями, а также методический аппарат расчета ослаблений, изложены в работах [2—4].

Целью данной статьи является получение точных зависимостей между действительными и мнимыми составляющими диэлектрической и магнитной проницаемости среды с потерями для плоской электромагнитной волны с произвольным углом падения на границу раздела «воздух—среда», имеющей перпендикулярную или параллельную поляризацию.

Рассмотрим вначале требования к параметрам среды с электромагнитными потерями, при которых обеспечивается равенство ее волнового сопротивления волновому сопротивлению свободного пространства в случае нормального падения волны.

При падении плоской однородной электромагнитной волны по нормали на границу раздела «воздух—среда» (наиболее неблагоприятный случай при решении задачи значительного ослабления отражений) комплексные амплитуды векторов напряженностей падающей, отраженной и прошедшей волн имеют вид

$$\dot{\vec{E}}_m^0=\vec{x}_0\dot{A}e^{-jKz};\ \dot{\vec{H}}_m^0=\vec{y}_0\frac{\dot{A}}{\dot{W}}e^{-jKz},\ (z<0);$$

$$\dot{\vec{E}}_m^-=\vec{x}_0\dot{B}e^{jK_0z};\ \dot{\vec{H}}_m^-=-\vec{y}_0\frac{\dot{B}}{W_0}e^{jK_0z},\ (z<0);$$

$$\dot{\vec{E}}_m^+=\vec{x}_0\dot{C}e^{-jK_0z};\ \dot{\vec{H}}_m^+=\vec{y}_0\frac{\dot{C}}{\dot{W}}e^{-jK_0z},\ (z>0), \qquad (1)$$

где K — волновые числа согласуемых сред.

Отражение от границы раздела сред отсутствует, а прохождение волны является полным, если выполняется условие равенства волновых сопротивлений ферромагнитной среды $\dot{W}$ и свободного пространства W_0.

Для границы раздела «воздух—среда (произвольная) с потерями» это условие имеет вид

$$\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\sqrt{\frac{|\mu-j\sigma_м/\omega\mu_0|}{|\varepsilon-j\sigma_э/\omega\varepsilon_0|}}=\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\sqrt{\frac{\mu'}{\varepsilon'}}, \qquad (2)$$

где $\varepsilon_0(\mu_0)$ — диэлектрическая (магнитная) проницаемость вакуума;
$\varepsilon(\mu)$ — относительная проницаемость среды;
$\sigma_э(\sigma_м)$ — электрическая (магнитная) проводимость среды;
ω — круговая частота колебаний поля;
$\varepsilon'(\mu')$ — относительная проницаемость воздуха.

Поскольку для воздуха μ'=1, а ε'=1,000536, условие (2) представим в виде

$$\sqrt{\frac{|\mu-j\sigma_м/\omega\mu_0|}{|\varepsilon-j\sigma_э/\omega\varepsilon_0|}}\cdot\exp\frac{j}{2}\left(\mathrm{arctg}\frac{\sigma_м}{\omega\mu_0\mu}-\mathrm{arctg}\frac{\sigma_э}{\omega\varepsilon_0\varepsilon}\right)\cong 1. \qquad (3)$$

Из условия (3) следует система уравнений

$$\begin{cases}\mathrm{arctg}\dfrac{\sigma_м}{\omega\mu_0\mu}=\mathrm{arctg}\dfrac{\sigma_э}{\omega\varepsilon_0\varepsilon};\\ \mu^2+\dfrac{\sigma_м^2}{\omega^2\mu_0^2}=\varepsilon^2+\dfrac{\sigma_э^2}{\omega^2\varepsilon_0^2}.\end{cases} \qquad (4)$$

Решение системы относительно $\sigma_м/\mu_0$ и ε дает искомые требования к соотношению между параметрами ферромагнитной среды, при которых практически обеспечивается отсутствие отражений. Эти соотношения согласования волновых сопротивлений сред имеют вид

$$\frac{\sigma_м}{\mu_0}=\frac{\sigma_э}{\varepsilon_0},\ \varepsilon=\mu. \qquad (5)$$

Определим далее требования к этим параметрам, при которых обеспечивается глубокое ослабление поля в согласованной среде с потерями.

Согласно (1) волна в среде с электромагнитными потерями имеет вид

$$\vec{E}^+=\vec{x}_0Ae^{-K''z}\cdot\cos(\omega t-K'z+\varphi);$$

$$\vec{H}^+=\vec{y}_0\frac{A}{|\dot{W}|}e^{-K''z}\cdot\cos(\omega t-K'z+\varphi-\varphi_W), \qquad (6)$$

где K'' — коэффициент затухания поля в среде с потерями.

Вектор плотности потока энергии в среде с потерями (вектор Пойнтинга) равняется

$$\vec{\Pi}^{+} = \vec{z}_0 \frac{A^2}{2|\dot{W}|} e^{-2K''z} \cdot \{\cos[2(\omega t - K'z + \varphi) - \varphi_W] + \cos\varphi_W\}. \quad (7)$$

После усреднения (7) по времени получается:

$$\langle \vec{\Pi}^{+} \rangle = \vec{z}_0 \frac{A^2}{2|\dot{W}|} e^{-2K''z} \cdot \cos\varphi_W . \quad (8)$$

Поскольку, согласно (2), для условий (5) аргумент и модуль волнового сопротивления среды с потерями равняются

$$\varphi_W = \arg\{\dot{W}\} \frac{1}{2}\left(\operatorname{arctg} \frac{\sigma_\text{м}}{\omega\mu_0\mu} - \operatorname{arctg} \frac{\sigma_\text{э}}{\omega\varepsilon_0\varepsilon} \right) = 0;$$

$$|\dot{W}| = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120\pi,$$

то в согласованной среде вектор Пойнтинга (8) равняется

$$\langle \vec{\Pi}^{+} \rangle = \vec{z}_0 \frac{A^2}{2|\dot{W}|} e^{-2K''z} \cdot \cos\varphi_W = \vec{z}_0 \frac{A^2}{2\cdot 120\pi} e^{-2K''z}. \quad (9)$$

Введем с учетом (9) показатель диссипирующего качества среды с потерями (коэффициент прохождения поля в среде) в виде

$$K_{\text{пр (дБ)}} = 10\lg \frac{\langle \Pi^{+}(z) \rangle}{\langle \Pi^{+}(0) \rangle} = -2K'' z 10\lg e = -20\lg e \cdot K'' z, \quad (10)$$

где коэффициент затухания равняется

$$K'' = -\operatorname{Im}\{\omega\sqrt{\dot{\varepsilon}\dot{\mu}}\} = -\operatorname{Im}\{\omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0\varepsilon\mu} \times$$
$$\times \sqrt{(1 - j\,\mathrm{tg}\,\Delta_\text{э})(1 - j\,\mathrm{tg}\,\Delta_\text{м})}\}; \quad (11)$$

$$\mathrm{tg}\,\Delta_\text{э} = \frac{\sigma_\text{э}}{\omega\varepsilon_0\varepsilon}; \quad \mathrm{tg}\,\Delta_\text{м} = \frac{\sigma_\text{м}}{\omega\varepsilon_0\varepsilon}.$$

В результате преобразований (11) получается:

$$K'' = \begin{cases} \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0\varepsilon\mu} \cdot \sqrt[4]{1 + (\mathrm{tg}\,\Delta_\text{э}\cdot\mathrm{tg}\,\Delta_\text{м})^2 + \mathrm{tg}\,\Delta_\text{э}^2 + \mathrm{tg}\,\Delta_\text{м}^2} \times \\ \times \sqrt{\frac{1}{2}\left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \mathrm{tg}(\Delta_\text{э} + \Delta_\text{м})}}\right]}, \text{ если } \mathrm{tg}\,\Delta_\text{э}\cdot\mathrm{tg}\,\Delta_\text{м} < 1; \\ \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0\varepsilon\mu} \cdot \sqrt[4]{1 + (\mathrm{tg}\,\Delta_\text{э}\cdot\mathrm{tg}\,\Delta_\text{м})^2 + \mathrm{tg}\,\Delta_\text{э}^2 + \mathrm{tg}\,\Delta_\text{м}^2} \times \\ \times \sqrt{\frac{1}{2}\left[1 + \frac{1}{\sqrt{1 + \mathrm{tg}(\Delta_\text{э} + \Delta_\text{м})}}\right]}, \text{ если } \mathrm{tg}\,\Delta_\text{э}\cdot\mathrm{tg}\,\Delta_\text{м} > 1. \end{cases}$$

Для согласованной среды при $\mathrm{tg}\Delta_\text{э} = \mathrm{tg}\Delta_\text{м} = \mathrm{tg}\delta$ коэффициент затухания поля в среде имеет вид

$$K'' = \begin{cases} \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} \cdot \varepsilon\sqrt{\frac{1}{2}(1 + \mathrm{tg}^2\delta)\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \mathrm{tg}^2\delta}}\right)}, \text{ если } \mathrm{tg}^2\delta < 1; \\ \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} \cdot \varepsilon\sqrt{\frac{1}{2}(1 + \mathrm{tg}^2\delta)\left(1 + \frac{1}{\sqrt{1 + \mathrm{tg}^2\delta}}\right)}, \text{ если } \mathrm{tg}^2\delta \geq 1. \end{cases} \quad (12)$$

Анализируя (10) с учетом (12), замечаем, что для малоотражающей и малопрозрачной среды необходимо, чтобы отношения мнимых частей проницаемостей к вещественным, т. е. значения их тангенсов углов потерь, были близки к единице как по диэлектрической составляющей, так и по магнитной, т. е. это должны быть ферромагнитные материалы с полупроводниковым уровнем удельной проводимости.

Обсудим требования к электромагнитным параметрам среды с потерями при падении волны под углом φ к границе раздела для двух случаев, часто встречающихся на практике.

а) Поляризация перпендикулярная.

Коэффициент отражения волны, падающей на границу раздела сред под углом φ и преломленной с углом ϑ, равен

$$\rho_\perp = \frac{\dot{W}\cdot\cos\varphi - W_0\cdot\cos\vartheta}{\dot{W}\cdot\cos\varphi + W_0\cdot\cos\vartheta}; \quad \cos\vartheta = \sqrt{1 - \left(\sqrt{\frac{\varepsilon_0\mu_0}{\dot{\varepsilon}\dot{\mu}}}\sin\varphi\right)^2}.$$

Условие отсутствия отражений имеет вид

$$\dot{W}\cdot\cos\varphi = W_0\cdot\sqrt{1 - \left(\sqrt{\frac{\varepsilon_0\mu_0}{\dot{\varepsilon}\dot{\mu}}}\sin\varphi\right)^2}, \quad (13)$$

где

$$W_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}; \quad \dot{W} = |\dot{W}|\cdot e^{j\varphi_W}; \quad |\dot{W}| = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\sqrt{\frac{|\dot{\mu}|}{|\dot{\varepsilon}|}};$$

$$\varphi_W = (\Delta_\text{м} - \Delta)\frac{1}{2}; \quad \Delta_\text{м} = \operatorname{arctg}\frac{-\operatorname{Im}\dot{\mu}}{\operatorname{Re}\dot{\mu}}; \quad \Delta = \operatorname{arctg}\frac{-\operatorname{Im}\dot{\varepsilon}}{\operatorname{Re}\dot{\varepsilon}};$$

$$\dot{\mu} = \mu - j\frac{\sigma_\text{м}}{\mu_0\omega}; \quad \dot{\varepsilon} = \varepsilon - j\frac{\sigma_\text{э}}{\varepsilon_0\omega}. \quad (14)$$

После преобразований условие (13) упрощается —

$$\frac{|\dot{\mu}|}{|\dot{\varepsilon}|}\cdot e^{j(\Delta_\text{м} - \Delta)}\cdot\cos^2\varphi + \frac{\varepsilon_0\mu_0}{|\dot{\mu}||\dot{\varepsilon}|}\cdot\sin^2\varphi = 1, \quad (15)$$

что равносильно системе условий

$$\begin{cases} \frac{|\dot{\mu}|}{|\dot{\varepsilon}|}\cdot\sin(\Delta_\text{м} - \Delta)\cdot\cos^2\varphi = 0; \\ \frac{|\dot{\mu}|}{|\dot{\varepsilon}|}\cdot\cos(\Delta_\text{м} - \Delta)\cdot\cos^2\varphi + \frac{\varepsilon_0\mu_0}{|\dot{\mu}||\dot{\varepsilon}|}\cdot\sin^2\varphi = 1. \end{cases} \quad (16)$$

Поскольку

$$|\dot{\mu}| = \sqrt{\frac{\sigma_\text{м}^2}{\mu_0^2\omega^2} + \mu^2}; \quad |\dot{\varepsilon}| = \sqrt{\frac{\sigma_\text{э}^2}{\varepsilon_0^2\omega^2} + \varepsilon^2}$$

и $\cos\varphi \neq 0$, то из (16), согласно (14), следует система

$$\begin{cases} \frac{\sigma_\text{м}}{\mu_0\mu} = \frac{\sigma_\text{э}}{\varepsilon_0\varepsilon}; \\ \left(\frac{\sigma_\text{м}^2}{\mu_0^2\omega^2} + \mu^2\right)\cdot\cos^2\varphi + \varepsilon_0\mu_0\sin^2\varphi = \\ = \sqrt{\left(\frac{\sigma_\text{м}^2}{\mu_0^2\omega^2} + \mu^2\right)\left(\frac{\sigma_\text{э}^2}{\varepsilon_0^2\omega^2} + \varepsilon^2\right)}. \end{cases} \quad (17)$$

Решение системы (17) относительно неизвестных ε и $\frac{\sigma_э}{\varepsilon_0}$ находим в виде

$$\varepsilon=\mu\left[\cos^2\varphi+\frac{\varepsilon_0\mu_0}{\left(\frac{\sigma_м}{\mu_0\omega}\right)^2+\mu^2}\cdot\sin^2\varphi\right]; \tag{18}$$

$$\frac{\sigma_э}{\varepsilon_0}=\frac{\sigma_м}{\mu_0}\left[\cos^2\varphi+\frac{\varepsilon_0\mu_0}{\left(\frac{\sigma_м}{\mu_0\omega}\right)^2+\mu^2}\cdot\sin^2\varphi\right]. \tag{19}$$

Учитывая, что обычно справедливы зависимости

$$\varepsilon_0\mu_0 <<< 1\,;\;\; \mu>1\,;\;\; \frac{\sigma_м^2}{\mu_0^2\omega^2}<<1\,, \tag{20}$$

искомые условия отсутствия отражений (полного прохождения) поля на границе раздела сред при падении волны с перпендикулярной поляризацией под произвольным углом φ представляют собой следующие соотношения:

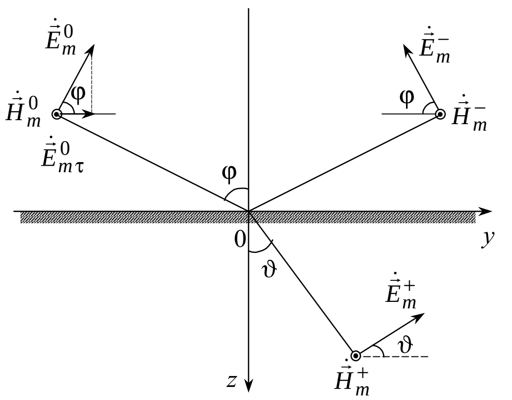
$$\varepsilon=\mu\cdot\cos^2\varphi\,;\;\; \frac{\sigma_э}{\varepsilon_0}=\frac{\sigma_м}{\mu_0}\cdot\cos^2\varphi\,. \tag{21}$$

Из полученных зависимостей следует, что в произвольном случае полное согласование сред с потерями возможно лишь при применении материалов с пространственной анизотропией, учитывающей как направление прихода волны, так и параметры среды ε, μ, $\sigma_э$, $\sigma_м$ в направлении нормали к границе раздела сред.

б) Поляризация параллельная.

Лучевая схема наклонного падения волны для этого случая показана на **рисунке**. Импеданс при этом равняется

$$Z_{||}^0=\frac{\dot E_{m\tau}^0}{\dot H_{m\tau}^0}=\frac{\dot E_m^0\cdot\cos\varphi}{\dot H_m^0}=W_0\cdot\cos\varphi\,. \tag{22}$$



Лучевая схема наклонного падения на границу раздела сред электромагнитной волны с параллельной поляризацией

Для падающей, отраженной и прошедшей волн импеданс имеет значения

$$Z_{||}^0=W_0\cdot\cos\varphi\,;\;\; Z_{||}^-=-\dot W\cdot\cos\varphi\,;\;\; Z_{||}^+=\dot W\cdot\cos\vartheta\,. \tag{23}$$

Учитываем, что тангенциальные компоненты (на плоскости z=0) векторов $\vec E$ и $\vec H$ остаются непрерывными на границе раздела сред, т. е. накладываем граничные условия

$$\dot{\vec E}_{m\tau}^0+\dot{\vec E}_{m\tau}^-=\dot{\vec E}_{m\tau}^+\,;\;\; \dot{\vec H}_{m\tau}^0+\dot{\vec H}_{m\tau}^-=\dot{\vec H}_{m\tau}^+\,. \tag{24}$$

Поскольку

$$\dot{\vec H}_{m\tau}=\frac{\dot{\vec E}_{m\tau}}{Z_{||}}\,,$$

то разделив (24) на $\dot E_{m\tau}^0$ и учитывая определения коэффициентов отражения и прохождения электромагнитной волны через границу раздела сред в виде

$$\dot\rho=\dot E_m^-(0)\big/\dot E_m^0(0),\;\; \dot\tau=\dot E_m^+(0)\big/\dot E_m^0(0),$$

а также учитывая соотношения (23), получим систему:

$$\rho_{||}+\frac{\cos\vartheta}{\cos\varphi}\tau_{||}=1\,;\;\; \rho_{||}-\frac{W_0}{W}\tau_{||}=-1\,.$$

Решение системы дает формулы Френеля для рассматриваемого случая:

$$\rho_{||}=-\frac{\dot W\cdot\cos\vartheta-W_0\cdot\cos\varphi}{\dot W\cdot\cos\vartheta+W_0\cdot\cos\varphi}\,;\;\; \tau_{||}=\frac{2\dot W\cdot\cos\varphi}{\dot W\cdot\cos\vartheta+W_0\cdot\cos\varphi}\,. \tag{25}$$

Подобно (13), условие отсутствия отражений (полного прохождения) волны представим равенством

$$\dot W\sqrt{1-\left(\sqrt{\frac{\varepsilon_0\mu_0}{\dot\varepsilon\dot\mu}}\cdot\sin\varphi\right)^2}=W_0\cdot\cos\varphi\,. \tag{26}$$

Это соответствует комплексному уравнению

$$\frac{|\dot\varepsilon|}{|\dot\mu|}\cdot\cos^2\varphi\cdot e^{j(\Delta_э-\Delta_м)}+\frac{\sin^2\varphi}{|\dot\varepsilon|\cdot|\dot\mu|}=1\,, \tag{27}$$

что равносильно системе

$$\begin{cases}\dfrac{|\dot\varepsilon|}{|\dot\mu|}\cdot\cos^2\varphi\cdot\sin(\Delta_э-\Delta_м)=0;\\[2mm] \dfrac{|\dot\varepsilon|}{|\dot\mu|}\cdot\cos^2\varphi\cdot\cos(\Delta_э-\Delta_м)+\dfrac{\varepsilon_0\mu_0\sin^2\varphi}{|\dot\varepsilon|\cdot|\dot\mu|}=1.\end{cases}$$

После преобразований система упрощается:

$$\begin{cases}\dfrac{\sigma_э}{\varepsilon_0\varepsilon}=\dfrac{\sigma_м}{\mu_0\mu};\\[2mm] \left[\dfrac{\sigma_э^2}{\omega^2\varepsilon^2}+\varepsilon^2\right]\cdot\cos^2\varphi+\varepsilon_0\mu_0\sin^2\varphi=\sqrt{\left[\dfrac{\sigma_э^2}{\omega^2\varepsilon_0^2}+\varepsilon^2\right]\left[\dfrac{\sigma_м^2}{\omega^2\mu_0^2}+\mu^2\right]}.\end{cases}$$

Решение системы относительно неизвестных μ и $\frac{\sigma_м}{\mu_0}$ имеет вид

$$\mu=\varepsilon\left[\cos^2\varphi+\frac{\varepsilon_0\mu_0}{\left(\dfrac{\sigma_м}{\mu_0\omega}\right)^2+\mu^2}\cdot\sin^2\varphi\right];$$

$$\frac{\sigma_м}{\mu_0}=\frac{\sigma_э}{\varepsilon_0}\left[\cos^2\varphi+\frac{\varepsilon_0\mu_0}{\left(\dfrac{\sigma_м}{\mu_0\omega}\right)^2+\mu^2}\cdot\sin^2\varphi\right]. \qquad (28)$$

С учетом условий (всегда имеющих место)

$\varepsilon_0\mu_0<<<1;\ \varepsilon>1;\ \sigma_э/\varepsilon_0\omega<<1$

получаются искомые соотношения:

$$\mu=\varepsilon\cdot\cos^2\varphi\ ;\quad \frac{\sigma_м}{\mu_0}=\left[\frac{\sigma_э}{\varepsilon_0}\right]\cdot\cos^2\varphi\ . \qquad (29)$$

Эти соотношения показывают, что при параллельной поляризации, т. е. когда тангенциальная составляющая вектора электрической напряженности параллельна оси y, с увеличением угла падения волны на границу раздела для сохранения условий согласования сред относительная диэлектрическая проницаемость должна быть больше магнитной проницаемости. То же касается и относительных проводимостей.

В целом зависимости (5), (21) и (29) позволяют сделать важный для практики принципиальный вывод о том, что если априори вид поляризации волн, падающих на границу раздела воздушной и ферромагнитной сред, неизвестен, то целесообразно обеспечить равенство соответствующих относительных проницаемостей и относительных проводимостей ферромагнитной среды.

В том случае, когда поляризация волны точно известна, соотношение между параметрами дисперсной среды (диэлектрической и магнитной проницаемостями, а также электрической и магнитной проводимостями) должны реализоваться согласно (21) и (29) с учетом углов падения волны, зависящих от решаемой технологической задачи.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Никольский В. В., Никольская Т. И. Электродинамика и распространение радиоволн.— М.: Наука, 1989.

2. Мицмахер М. Ю., Торгованов В. А. Безэховые камеры СВЧ.— М.: Радио и связь, 1982.

3. Алимин Б. Ф. Техника расчета отражения и рассеяния от поглотителей электромагнитных волн // Зарубежная радиоэлектроника.— 1977.— № 3.— С. 128—151.

4. Демьянчук Б. А. Достаточные условия согласования волновых сопротивлений дисперсных магнитооптических сред с потерями // XIX конференция стран СНГ "Дисперсные системы". — Одесса.— 2000.— С. 53—54.