скорость импульсов

$$v=\left[\frac{\partial R(\omega=\omega_0,\beta=\beta_0)}{\partial\beta}\left(-\frac{\partial R(\omega=\omega_0,\beta=\beta_0)}{\partial\omega}\right)+\right.$$

$$\left.+i2\pi\delta k^{-2}\alpha_3 E_s^{\ 2}\begin{Bmatrix}2k^2-1\\k^2+1\end{Bmatrix}\right]^{-1},$$

Проведен численный анализ. С ростом амплитуды импульсов их скорость растет, а длительность уменьшается, что характерно для солитонов в безграничных средах. В качестве сверхпроводящей пленки рассмотрены пленки $YBa_2Cu_3O_7$. Продолжительность импульса τ уменьшается с ростом толщины сверхпроводящей пленки, а скорость v имеет максимум при определенной толщине пленки t. При увеличении несущей частоты импульса уменьшается продолжительность импульса и его скорость. При увеличении толщины t также наблюдается существенное уменьшение затухания. Параметрами импульсов в волноводных структурах можно управлять, меняя плотность тока транспорта в пленке и поле подмагничивания. Кроме того, структура обладает невзаимными свойствами для волн, распространяющихся в прямом и обратном направлениях, которые можно реализовать в различных областях частот.

В зависимости от толщины сверхпроводящей пленки импульс может менять свое направление распространения на противоположное, что соответствует изменению знака скорости v. С ростом постоянного внешнего магнитного поля продолжительность импульса τ уменьшается, а скорость v достигает максимума при определенном значении B_{x0}, причем импульс может менять направление распространения.

В волноводной системе с тонкой пленкой сверхпроводника в резистивном состоянии энергия может передаваться импульсу за счет энергии движения решетки вихрей Абрикосова. Возможность усиления электромагнитной волны за счет энергии решетки вихрей Абрикосова была показана в работах [1,2]. Использование в волноводных структурах двухслойных тонких пленок сверхпроводник - диэлектрик типа Керра позволяет формировать нелинейные стационарные импульсы малой продолжительности с высокой скоростью распространения, параметры которых зависят от дисперсионных характеристик волноводной структуры, величины коэффициента нелинейности, а также от амплитуды импульсов E_s. В зависимости от величины параметров нелинейной пленки, величины магнитного поля продолжительность нелинейного импульса может достигать порядка 10^{-12} с, а скорость его распространения порядка 10^8 м/с.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Глущенко А.Г., Головкина М.В. Отражение электромагнитной волны слоистой структурой сверхпроводник - диэлектрик. //Письма в ЖТФ. -1998. - Т. 24. - Вып. 1. - С. 9-12.

2. Glushchenko A.G., Golovkina M.V. Electromagnetic wave propagation in superconductor - dielectric multilayers. //Symposium Proceedings "EMC'98 ROMA". - Rome. - Italy. -1998. International Symposium on Electromagnetic Compatibility "EMC'98 ROMA" Rome. - Italy. - 1998. - V 2. - P. 483-486.

ЭВОЛЮЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В РЕГУЛЯРНЫХ СТРУКТУРАХ С НЕСТАЦИОНАРНЫМИ СРЕДАМИ

Глущенко А.Г., Ефимова А.А.
Поволжская государственная академия телекоммуникаций и информатики

Вопросам взаимодействия электромагнитных полей со средами с временными изменениями электромагнитных параметров (диэлектрической и магнитной проницаемостей, проводимости) посвящено много публикаций [1-6]. Рассматривались волны в природных средах (ионосфера, флуктуирующие слои тропосферы и др.), искусственных средах (ядерный взрыв, плазма в газоразрядных лампах и др.); в плазменных образования, при релаксации среды после прохождения лазерного импульса. Метод модового базиса [3,5,6] удобен для исследования колебаний в резонаторах с нестационарной, неоднородной средой; для разработки нового подхода к изучению электромагнитных волн в нестационарных волноводах и безграничных средах.

Рассмотрим метод построения модового базиса для геометрически регулярных волноводов. Волновод предполагается геометрически регулярным вдоль оси OZ, его поперечное сечение S произвольным. С учетом материальных уравнений:

$$\vec D=\varepsilon\vec E+4\pi\vec P(\vec E);\qquad \vec B=\mu\vec H+4\pi\vec M(\vec H)\qquad(1)$$

систему уравнений Максвелла для поля в волноводе можно записать в виде:

$$\nabla\times\vec E=-\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}(\mu\vec H)-\frac{4\pi}{c}\vec J_M$$

$$\nabla\times\vec H=\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon\vec E)+\frac{4\pi}{c}\vec J_Э$$

$$\nabla\cdot\vec D=4\pi(\rho_s+\rho_0)\quad \nabla\cdot\vec B=0\qquad(2)$$

$\vec J_Э$, $\vec J_M$ - плотности электрического и магнитного токов, ρ_0, ρ_s - плотность свободного заряда и плотность заряда сторонних источников.

Граничные условия на стенках:

$$\vec n\cdot\vec H\big|_L=0\qquad \vec n\times\vec E\big|_L=0\qquad(3)$$

Вектора напряженностей электрического $\vec E$ и магнитного $\vec H$ полей, представим в виде:

$$\vec E=\vec E+\vec z_0E_z\ ;\ \vec H=\vec H+\vec z_0H_z\qquad(4)$$

$$\vec J_Э=\vec j^{\,Э}+\vec z_0 j_z^{э}\qquad \vec J_m=\vec j^{\,M}+\vec z_0 j_z^{M}$$

Представляя оператор Гамильтона в виде продольной и поперечной составляющих $\nabla=\nabla_t+\vec z_0\,\partial/\partial t$ из векторов $\vec E$ и $\vec H$ создается четырехмерный вектор-столбец:

$$\vec{X} = \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix} \qquad (5)$$

Вводится функциональное пространство четырехмерных вектор-функций $\vec{X}(\vec{r})$ с энергетической метрикой вида:

$$\langle \vec{X}_1, \vec{X}_2 \rangle = \frac{1}{8pS} \int_S ds \left(\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2^{\,*} + \vec{H}_1 \cdot \vec{H}_2^{\,*} \right) \qquad (6)$$

Вводится два матричных дифференциальных оператора:

$$\hat{W}_H = \begin{pmatrix} 0 & [\vec{z}_0 \times \nabla_t]\nabla_t \cdot \\ \nabla_t [\vec{z}_0 \times \nabla_t]\cdot & 0 \end{pmatrix} \qquad (7)$$

$$\hat{W}_E = \begin{pmatrix} 0 & \nabla_t [\nabla_t \times \vec{z}_0]\cdot \\ [\nabla_t \times \vec{z}_0]\nabla_t \cdot & 0 \end{pmatrix} \qquad (8)$$

Тогда уравнения (1) - (3) можно представить в виде операторных уравнений:

$$\hat{W}_H \vec{X} = \begin{pmatrix} \frac{1}{m}\frac{\partial}{\partial z} m \left\{ \frac{\partial}{\partial t}\frac{e}{c}\vec{E} + \frac{\partial}{\partial z}[\vec{H} \times \vec{z}_0] \right\} + \frac{4p}{m}\left\{ \frac{\partial}{\partial z}\frac{m}{c}\vec{j} + [\vec{z}_0 \times \nabla_t r^M] \right\} \\ -\frac{\partial}{\partial t}\frac{m}{c}\left\{ \frac{\partial}{\partial t}\frac{e}{c}[\vec{z}_0 \times \vec{E}] + \frac{\partial}{\partial z}\vec{H} \right\} - \frac{4p}{c}\left\{ \frac{\partial}{\partial t}\frac{m}{c}[\vec{z}_0 \times \vec{j}] \times \nabla_t j^{э} \right\} \end{pmatrix} \qquad (9)$$

$$\hat{W}_E \vec{X} = \begin{pmatrix} -\frac{\partial}{\partial t}\frac{e}{c}\left\{ \frac{\partial}{\partial z}\vec{E} + \frac{\partial}{\partial t}\frac{m}{c}[\vec{H} \times \vec{z}_0] \right\} - \frac{4p}{c}\left\{ \frac{\partial}{\partial t}\frac{e}{c}[\vec{j}^M \times \vec{z}_0] \times \nabla_t j_z \right\} \\ \frac{1}{e}\frac{\partial}{\partial z} e \left\{ \frac{\partial}{\partial z}[\vec{z}_0 \times \vec{E}] + \frac{\partial}{\partial t}\frac{m}{c}\vec{H} \right\} + \frac{4p}{e}\left\{ \frac{\partial}{\partial z}\frac{e}{c}\vec{j}^M + [\nabla_t r \times \vec{z}_0] \right\} \end{pmatrix} \qquad (10)$$

Левые части уравнений (9), (10) включают операторы дифференцирования по поперечным координатам, которые можно дополнить граничными условиями.

Поставим задачу на собственные значения для операторов (7) и (8):

$$\hat{W}_H \vec{Y}_m = p_m \vec{Y}_m, \qquad (11)$$

$$\hat{W}_E \vec{Z}_n = q_n \vec{Z}_n \qquad (12)$$

где $\vec{Y}_m$, $\vec{Z}_n$ - собственные вектора, а p_m и q_n - отвечающие им собственные числа. Вектор $\vec{X}$ (5) можно разложить в ряд Фурье по системе собственных векторов:

$$\vec{X} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m(z,t)\vec{Y}_m + \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n(z,t)\vec{Z}_n \qquad (13)$$

Подлежат определению коэффициенты A_m, B_n.

$$\vec{E}_{mn} = \sum_{m=1}^{\infty} e_m [\nabla_t \Psi_m \times \vec{z}_0] + \sum_{n=0}^{\infty} a_n \nabla_t \Phi_n \qquad (14)$$

$$\vec{H}_{mn} = \sum_{m=1}^{\infty} h_m \nabla_t \Psi_m + \sum_{n=1}^{\infty} b_n [\vec{z}_0 \times \nabla_t \Phi_n] \qquad (15)$$

$$A_{\pm m} = \frac{e_m \pm h_m}{2}, \quad B_{\pm n} = \frac{a_n \pm b_n}{2}, \Psi_m, \quad \Phi_n$$ - собственные функции задач Неймана и Дирихле для скалярных мембранных функций:

$$-\nabla_t^2 \Psi_m(\vec{r}) = p_m \Psi_m(\vec{r}) \qquad \frac{\partial}{\partial n}\Psi_m \Big|_L = 0 \qquad (16)$$

$$-\nabla_t^2 \Phi_n(\vec{r}) = q_n \Phi_n(\vec{r}) \;\; \Phi_n \Big|_L = 0 \qquad (17)$$

Собственные числа $q_m \rangle 0$ и $q_n \rangle 0$ в векторных задачах (11), (12) совпадают соответственно с собственными числами в задачах (16), (17).

Для коэффициентов разложения поля по базису e_m, h_m, a_n, b_n получается система эволюционных уравнений [5]:

$$\begin{cases} \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} m \frac{\partial}{\partial t} e e_m + \frac{\partial}{\partial t} m \frac{\partial}{\partial z} h_m + c p_m^2 e_m = -p_m j_m^M - \frac{\partial}{\partial t} m I_m \\ \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial z} m \frac{\partial}{\partial t} e e_m + \frac{\partial}{\partial z} m \frac{\partial}{\partial z} h_m - m p_m^2 h_m = p_m r_m^M - \frac{\partial}{\partial z} m I_m \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} e \frac{\partial}{\partial t} b_n + \frac{\partial}{\partial t} e \frac{\partial}{\partial z} a_n + c q_n^2 b_n = -q_n j_n - \frac{\partial}{\partial t} e I_n^M \\ \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial z} e \frac{\partial}{\partial t} m b_n + \frac{\partial}{\partial z} e \frac{\partial}{\partial z} a_n - e q_n^2 a_n = q_n r_n^Э - \frac{\partial}{\partial z} e I_n^M \end{cases}$$

В случае Н-волн составляющие векторов напряженностей электрического и магнитного полей $\vec{\mathrm{E}}_{\pm m}$ и $\vec{\mathrm{H}}_{\pm m}$ (4) могут быть представлены в виде:

$$\vec{E}_{\pm m} = A_{\pm m}(z,t)[\nabla_t \Psi_m \times \vec{z}_0],$$

$$\vec{H}_{\pm m} = \pm A_{\pm m}(z,t)\nabla_t \Psi_m,$$

$$E_{\pm mz} = 0,$$

$$H_{\pm mz} = \pm \Psi_m \int_{z_0}^{z} A_{\pm m}(z',t)dz'$$

В случае регулярного волновода с однородной средой, когда диэлектрическая проницаемость изменяется по линейному закону $e(t) = e_0 + c_1 t$ напряженность электрического поля Н-волны меняется по закону отличному от гармонического:

$$E_{\pm m} = E_0 \cdot \exp(-i\Gamma_m z) \cdot \left\{ \begin{aligned} &[J_1(w_m t) + Y_1(w_m t)] \pm \\ &\pm [J_0(w_m t) + Y_0(w_m t)] \frac{1}{c_1 t} \end{aligned} \right\} \left[\nabla_t \Psi_m \times \vec{z}_0 \right]$$

$t = \dfrac{\sqrt{e_0 + c_1 t}}{c_1}$. Амплитуда и частота колебаний во времени медленно убывают. Для волновода с нестационарной средой, когда за промежуток времени 10^{-7} с диэлектрическая проницаемость среды ($c_1 = 10^7$ 1/с) меняется от 1 до 2, амплитуда и частота уменьшаются до 0,84 от начальных значений. При $c_1 = 10^5$ (1/с) изменение амплитуды составляет менее 1% от начальной, напряженность электрического поля изменяется во времени практически по гармоническому закону. Поперечные и продольные составляющие вектора напряженности магнитного поля в случае Н-волн имеют такую же зависимость от времени, как $E_{\pm m}$.

При изменении диэлектрической проницаемости среды по квадратичному закону:

$$e(t) = e_0 + c_2 t^2$$

$$E_{\pm m} = E_0 \cdot \exp(-i\Gamma_m z) \cdot F\left\{ [j_m], [j_m], \left[\frac{1}{2}\right], \left[-\frac{c_2}{e_0} t^2\right] \right\} \left[\nabla_t \Psi_m \times \vec{z}_0 \right]$$

где $F\{[a_1],[a_2],[a_3],[x]\}$- гипергеометрическая функция с параметрами a_1, a_2, a_3, $j_m = \dfrac{3}{4} + \sqrt{17 + \dfrac{c^2 p_m^2}{c_2}}$.

С ростом диэлектрической проницаемости среды, описываемым соотношением амплитуда и частота колебаний вектора напряженности электрического поля медленно уменьшаются. Рост диэлектрической проницаемости приводит к уменьшению амплитуды и частоты колебаний со скоростью, зависящей от параметров модуляции среды χ_1 и χ_2.

Установлено, что полученные в данной работе уравнения для коэффициентов разложения векторов напряженностей электромагнитного поля по модовому базису позволяют в отличие от других подходов получить аналитические решения для многих видов функций ε(t), что позволяет лучше понять физические свойства структур с нестационарными средами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шварцбург А. Б., Дисперсия электромагнитных волн в слоистых и нестационарных средах.//Успехи физических наук. 2000. Т. 170. №12. с. 1314-1324.
2. Шварцбург А. Б. Отражение электромагнитных волн от нестационарных сред.//Квантовая электроника. 1998. Т. 25. №5. с. 201-205.
3. Tretyakov O.A. //Proc. Sino-British Joint Meeting on Optical Fiber Communications. Beijing, 1986. p. 333.
4. Назаров З. Ф., Шматько А. А. Электромагнитные колебания в резонансных объемах с нестационарной средой. //Радиотехника и электроника. 1988., Т.33., в.5., с. 1079-1081.
5. Третьяков О. А. Эволюционные волновые уравнения.//Радиотехника и электроника. 1989. Т.34., в. 5., с 917-926.
6. Глущенко А. Г., Ефимова А. А. Исследование регулярного волновода с модулируемой во времени диэлектрической проницаемостью среды. //Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2004, Т. 7, № 2, с. 36-39.

ФОКУСИРОВКА ИЗЛУЧЕНИЯ В ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ ПРИ ВНЕШНЕМ ТЕПЛОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Глущенко А.Г., Петропавловский В.М.

Поволжская государственная академия телекоммуникаций и информатики

Из практики эксплуатации оптических волокон известен эффект точечного разрушения протяженного участка световода при интенсивных тепловых воздействиях, например, попадании в кабель молнии. Данное явление может быть объяснено локальным тепловым воздействием, приводящим к изменению оптических характеристик волокна, что вызывает эффект фокусировки излучения до интенсивностей, превосходящих порог разрушения материала. Преобладающим механизмом возникновения повреждений в волокне является тепловой механизм. При нагреве выше 1000°С резко возрастает показатель поглощения, однако, этот механизм не объясняет периодического характера разрушения волокна. Однако такой тип разрушений может возникнуть из-за того, что в сердцевине возникает фокусирующая тепловая линза и интенсивность излучения резко возрастает. Совместное воздействие - увеличение показателя поглощения и интенсивности света вызывает значительный рост выделяемого тепла, что может привести к разрушению волокна.

Считаем, что в начальный момент времени t=0 по периметру оболочки волокна радиусом b внешним источником выделяется энергия с интенсивностью теплового импульса на единицу длины Q. Изменение температуры в среде подчиняется дифференциальному уравнению, получающемуся из уравнения теплового баланса. В сферических координатах оно имеет вид:

$$\frac{\partial(\Delta T)}{\partial t} = D\left(\frac{1}{r} \frac{\partial(\Delta T)}{\partial r} + \frac{\partial^2(\Delta T)}{\partial r^2} \right) \quad (1)$$

где ΔT - рост температуры среды, r - радиальная координата, D = k/(cρ) - коэффициент температуропроводности, k - коэффициент теплопроводности, c - удельная теплоемкость, ρ - плотность вещества.

С учетом принятых приближений случая решение уравнения (1) имеет вид:

$$\Delta T(r,t) = \frac{Q}{4pDt} \exp\left(-\frac{r^2 + b^2}{4Dt} \right) \cdot I_0\left(\frac{rb}{2Dt} \right) \quad (2)$$