жения может достигать единицы при достаточно большом числе периодов. Изменение уровня сигнала E приводит к перестройке частотных характеристик, в частности, сдвигу полос пропускания. Указанное свойство открывает возможность использования двухслойной диэлектрической периодической структуры в качестве структуры, управляемой уровнем сигнала, на основе которой возможно создание большого числа управляемых устройств.

НЕВЗАИМНЫЕ СВОЙСТВА ВОЛНОВОДНОЙ СТРУКТУРЫ С ПЛЕНКАМИ СВЕРХПРОВОДНИКА ВТОРОГО РОДА И НЕЛИНЕЙНОГО ДИЭЛЕКТРИКА

Глущенко А.Г., Головкина М.В.
Поволжская государственная академия телекоммуникаций и информатики

Волноводные структуры широко используются в системах обработки информации различных частотных диапазонов. Особое место занимают структуры с невзаимными свойствами, на основе которых разработаны элементы развязок устройств (вентили, циркуляторы и др.). Для создания этих устройств необходимы гиротропные среды. Наиболее распространенными являются ферриты, диапазон использования которых ограничен СВЧ и КВЧ диапазонами. В данной работе показаны невзаимные свойства волноводной структуры с тонкими пленками сверхпроводника второго рода и диэлектрика с нелинейными параметрами. Показана возможность существования в рассмотренной структуре солитоноподобных импульсов, параметры которых зависят от дисперсионных характеристик волноводной структуры, а также от амплитуды импульсов.

Тонкая пленка сверхпроводника в резистивном состоянии и тонкая пленка диэлектрика с нелинейными параметрами $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon + \alpha_3|\mathbf{E}|^2 + \alpha_5|\mathbf{E}|^4 + ...$ расположены параллельно узким стенкам прямоугольно волновода. Внешнее магнитное поле **B** направлено параллельной широким стенкам волновода, транспортный ток в сверхпроводнике параллелен узкой стенке волновода. Рассмотрена H-волна (с компонентами H_x, H_z, E_y), которая эффективно взаимодействует с вихревой структурой в сверхпроводнике.

Наличие тонкого сверхпроводящего слоя в смешанном состоянии учитывается введением граничных условий:

$$H_z(x=0) - H_z(x=t) = \frac{\mu_0 \mu h t}{B_{x0}\Phi_0 \beta}\left(\omega \pm \frac{j_{y0}\Phi_0}{h}\beta\right) H_x(x=0)$$

$$B_x(x=0) = B_x(x=t),$$

где j_{y0} - плотность транспортного тока в сверхпроводнике, β - продольное волновое число, σ - проводимость сверхпроводящей пленки, Φ_0 - квант магнитного потока, h - коэффициент вязкости магнитного вихря. Знаки «+» и «-» соответствуют прямой и обратной волне.

Задача сводится к решению нелинейного интегро - дифференциального уравнения относительно функции E_y(z,t)

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} R(z-z', t-t)E_y(z',t)dz'dt = \frac{\partial}{\partial t}[P_N(E_y(z,t))],$$

где ядро интегрального оператора R(z,t) представляет собой обратное преобразование Фурье определяемой аналитическим путем функции R(ω,β):

$$R(\omega,\beta) = \frac{i\beta^2}{\omega\mu_0} - i\omega\varepsilon_0\varepsilon_{22} + \frac{2}{d}\,\frac{(Y_1 - Y_2) + i\omega\mu_0 d Y_1 Y_2 \mp i F_{\substack{пр\\об}} d\beta Y_2 \mp \dfrac{F_{\substack{пр\\об}}\beta}{\omega\mu_0}}{2 + \dfrac{i}{2}\omega\mu_0(Y_2 - Y_1) \pm \dfrac{i}{2}F_{\substack{пр\\об}} d\beta}$$

При учете нелинейности третьего порядка уравнение принимает вид:

$$R(\omega_0,\beta_0)e(z,t) + i\left(\frac{\partial^2}{\partial t\partial\omega} - \frac{\partial^2}{\partial z\partial\beta}\right)R(\omega=\omega_0,\beta=\beta_0)e(z,t) +$$
$$+\frac{(-i)^2}{2!}\left(\frac{\partial^2}{\partial t\partial\omega} - \frac{\partial^2}{\partial z\partial\beta}\right)^2 R(\omega=\omega_0,\beta=\beta_0)e(z,t) +$$
$$+\frac{(-i)^3}{3!}\left(\frac{\partial^2}{\partial t\partial\omega} - \frac{\partial^2}{\partial z\partial\beta}\right)^3 R(\omega=\omega_0,\beta=\beta_0)e(z,t) + ... =$$
$$= -4\pi\frac{\partial}{\partial t}\left\{e^3(z,t)\exp[i(\omega_0 t - \beta_0 z)]\right\}$$

и представляет собой обобщение нелинейного уравнения Шредингера. Решением уравнения является функция $e(z,t,) = E_s cn(Z,k)$, описывающая решетку нелинейных импульсов при $\alpha_3\gamma_2(R) < 0$, или $e(z,t) = E_s sn(z,k)$ (импульсы затемнения) при $\alpha_3\gamma_2(R) > 0$,

Длительность импульсов $t_s^{-2} = \mp 4\pi i d\omega_0\alpha_3 k^{-2} E_s^2 \gamma_2^{-1}(R)$, скорость импульсов

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

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

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: