

Интерференционное взаимодействие встречных когерентных волн в фотонном кристалле с ферритовой вставкой

А. В. Страшевский¹, В. Б. Казанский¹, В. Р. Туз^{1,2}

¹Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина
E-mail: strashevskiy@rambler.ru

²Радиоастрономический институт НАН Украины,
ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина

Статья поступила в редакцию 2 марта 2011 г.

Исследовано взаимодействие встречных когерентных линейно поляризованных электромагнитных волн в пространственно-ограниченных периодических структурах из диэлектрических слоев со слоем поперечно намагниченного феррита. Методом матриц передачи определены поля в структуре. Показана возможность эффективного управления результирующими энергетическими потоками, а также уровнем потерь в структуре путем изменения амплитудно-фазового соотношения падающих волн.

Ключевые слова: туннелирование, интерференционный поток, периодическая структура, феррит, просветление среды

1. Введение

При нормальном падении на поперечно намагниченный до насыщения ферритовый слой двух встречных когерентных электромагнитных волн в частотной области отрицательных значений эффективной магнитной проницаемости имеет место его просветление [1]. Определенное амплитудно-фазовое соотношение между падающими волнами исключает зависимость от продольной координаты результирующего интерференционного потока, в отличие от случая падения на ферритовый слой одной волны и экспоненциального спада ее амплитуды по мере проникновения в ферритовый слой. Просветление ферритового слоя объясняется интерференционным взаимодействием реактивных компонент векторов напряженности электрического и магнитного полей встречных волн.

Реактивные компоненты волн, у которых фазовый сдвиг между электрическим и магнитным полями равен $\pi/2$, возникают при распространении в ферритовом слое на частотах вблизи частоты ферромагнитного резонанса, где магнитная проницаемость отрицательна и величина потерь

значительна. Известно, что в случае одиночной волны реактивные компоненты не дают вклада в ее интенсивность, однако при наложении реактивных компонент электромагнитного поля двух и более волн формируется интерференционный поток энергии в том направлении, где для одиночной волны перенос энергии отсутствует [2]. Такое явление просветления среды при взаимодействии встречных когерентных электромагнитных волн, по аналогии с явлением прохождения электрона через потенциальный барьер в квантовой теории, названо туннелированием электромагнитных волн и экспериментально обнаружено в металлических пленках [3, 4].

Особенностью исследуемой нами структуры является возможность эффективного управления прохождением волн путем приложения внешнего подмагничивающего поля к ферритовому слою. В настоящей работе показана также возможность усиления эффекта просветления поперечно намагниченного ферритового слоя путем включения его в состав ограниченной периодической последовательности диэлектрических слоев. Эффективность указанной струк-

туры в управлении энергетическими потоками оценена путем сравнения уровня потерь в оди-
ночном ферритовом слое и при его размещении
в периодической структуре.

2. Постановка задачи

Рассмотрим ограниченную периодическую
последовательность диэлектрических слоев,
изображенную на рис. 1. Составляющие струк-
туру слои не ограничены в направлении осей
 x и y . Последовательность состоит из m перио-
дов (базовых элементов), каждый из которых
включает два изотропных диэлектрических слоя
(с параметрами ϵ_1, μ_1 и ϵ_2, μ_2 соответственно)
в прямом порядке (слой 1, слой 2), и n базовых
элементов, в которых слои расположены в об-
ратном порядке (слой 2, слой 1). Между после-
довательностями базовых элементов находится
поперечно намагниченный ($\vec{H}_{st} \parallel \vec{x}_0$) до на-
сыщения ферритовый слой толщины d_3 , мате-
риальные параметры которого $\epsilon_3, \hat{\mu}_3$. Толщины
составляющих базовый элемент слоев равны d_1
и d_2 соответственно ($L = d_1 + d_2$). Общее чис-
ло базовых элементов структуры $N - 1 = m + n$.
Внешние полупространства заполнены однород-
ным изотропным диэлектриком с параметрами
 ϵ_0 и μ_0 .

Две встречные когерентные плоские линейно-
поляризованные электромагнитные волны падают
нормально на структуру слева и справа. Падаю-
щая из области $z \leq 0$ волна имеет компоненту
электрического поля $E_x^a = A_0 \exp[i(\omega t - k_0 z)]$,
а падающая из области $z \geq (m + n)L + d_3$ - ком-
поненту $E_x^b = B_{N+1} \exp[i(\omega t + k_0 z)]$. Здесь $k_0 = \omega/c$,

$A_0 = |A_0| \exp(i\varphi_a)$ и $B_{N+1} = |B_{N+1}| \exp(i\varphi_b)$ - ком-
плексные амплитуды, а φ_a и φ_b - начальные
фазы волн.

Для указанного направления подмагничи-
вающего поля \vec{H}_{st} магнитная проницаемость
феррита равна [5]

$$\hat{\mu}_f = \begin{pmatrix} \mu_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \mu & i\mu_a \\ 0 & -i\mu_a & \mu \end{pmatrix}.$$

Здесь $\mu = 1 + 4\pi\chi$, $\mu_a = 1 + 4\pi\chi_a$,

$$\chi = \chi' + i\chi'' = \chi_0 \frac{\omega_{res}^2 (\omega_{res}^2 - \omega^2) + 2\omega^2 \omega_r^2}{(\omega_{res}^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \omega_r^2} +$$

$$+ i\chi_0 \frac{\omega \omega_r (\omega_{res}^2 + \omega^2)}{(\omega_{res}^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \omega_r^2},$$

$$\chi_a = \chi'_a + i\chi''_a = \chi_0 \frac{\omega \omega_H (\omega_{res}^2 - \omega^2)}{(\omega_{res}^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \omega_r^2} +$$

$$+ i\chi_0 \frac{2\omega^2 \omega_H \omega_r}{(\omega_{res}^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \omega_r^2},$$

где χ_0 - статическая магнитная восприимчи-
вость, ω_{res} - частота ферромагнитного резонанса,
 ω_r - частота релаксации, ω_H - собст-
венная частота колебаний. Отметим, что для
большинства известных марок ферритов $\mu_{\parallel} \approx 1$.

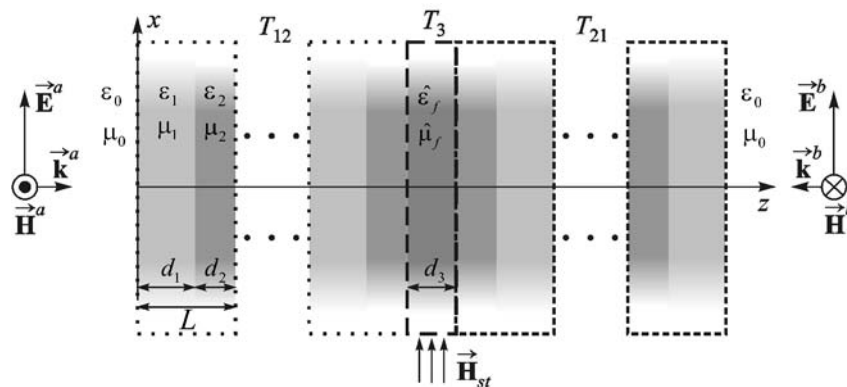


Рис. 1. Исследуемая структура

Для плоской волны в поперечно намагниченном ферритовом слое постоянная распространения равна [5]

$$\gamma_f = k_0 \sqrt{\epsilon_f \mu_{ef}},$$

где $k_0 = \omega/c$, $\mu_{ef} = \mu - \mu_a^2/\mu$ – эффективная магнитная проницаемость феррита.

В настоящей работе в качестве примера рассмотрен феррит марки 1СЧ4 со следующими параметрами: диэлектрическая проницаемость $\epsilon_f = 11.1$, частота релаксации $\omega_r/2\pi = 238$ МГц. Остальные характеристики зависят от величины магнитного поля H_{st} , в частности, при $H_{st} = 6000$ Э резонансная и собственная частоты и магнитная восприимчивость соответственно равны: $\omega_H/2\pi = 16.860$ ГГц, $\omega_{res}/2\pi = 16.862$ ГГц и $\chi_0 = 0.064$ ед. СГС.

Поля вне структуры (здесь и далее множитель $\exp(i\omega t)$ опущен) имеют вид:

$$\begin{Bmatrix} E_{x0} \\ H_{y0} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 1/\sqrt{Y_0} \\ \sqrt{Y_0} \end{Bmatrix} [A_0 \exp(-ik_0 z) \pm B_0 \exp(ik_0 z)],$$

$z \leq 0$;

$$\begin{Bmatrix} E_{x0} \\ H_{y0} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 1/\sqrt{Y_0} \\ \sqrt{Y_0} \end{Bmatrix} [A_{N+1} \exp(-ik_0(z - (NL + d_3))) \pm$$

$$\pm B_{N+1} \exp(ik_0(z - (NL + d_3)))],$$

$z \geq (m+n)L + d_3$.

Поля внутри структуры выражаются следующим образом:

$$\begin{Bmatrix} E_{x1} \\ H_{y1} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 1/\sqrt{Y_1} \\ \sqrt{Y_1} \end{Bmatrix} [A_{l,1} \exp(-i\gamma_1(z - (l-1)L)) \pm$$

$$\pm B_{l,1} \exp(i\gamma_1(z - (l-1)L))],$$

$$\begin{Bmatrix} E_{x2} \\ H_{y2} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 1/\sqrt{Y_2} \\ \sqrt{Y_2} \end{Bmatrix} \times$$

$$\times [A_{l,2} \exp(-i\gamma_2(z - ((l-1)L + d_1))) \pm$$

$$\pm B_{l,2} \exp(i\gamma_2(z - ((l-1)L + d_1)))]$$

при $l = 1, \dots, m$, $0 < z \leq mL$;

$$\begin{Bmatrix} E_{x1} \\ H_{y1} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 1/\sqrt{Y_1} \\ \sqrt{Y_1} \end{Bmatrix} \times$$

$$\times [A_{l,1} \exp(-i\gamma_1(z - ((l-1)L + d_2))) \pm$$

$$\pm B_{l,1} \exp(i\gamma_1(z - ((l-1)L + d_2)))]],$$

$$\begin{Bmatrix} E_{x2} \\ H_{y2} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 1/\sqrt{Y_2} \\ \sqrt{Y_2} \end{Bmatrix} \times$$

$$\times [A_{l,2} \exp(-i\gamma_2(z - ((l-1)L + d_1))) \pm$$

$$\pm B_{l,2} \exp(i\gamma_2(z - ((l-1)L + d_1)))]$$

при $l = m+2, \dots, N$, $mL + d_3 < z < (m+n)L + d_3$;

$$\begin{Bmatrix} E_{x3} \\ H_{y3} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 1/\sqrt{Y_3} \\ \sqrt{Y_3} \end{Bmatrix} [A_{m+1,3} \exp(-i\gamma_f(z - (l-1)L)) \pm$$

$$\pm B_{m+1,3} \exp(i\gamma_f(z - (l-1)L))]$$

при $mL < z \leq mL + d_3$.

Здесь $A_{l,i}$ и $B_{l,i}$ ($l = 0, 1, \dots, N+1$, $i = 1, 2, 3$) – комплексные амплитуды прямой и обратной волн соответственно в l -ом участке, $Y_0 = \sqrt{\epsilon_0/\mu_0}$, $Y_1 = \sqrt{\epsilon_1/\mu_1}$, $Y_2 = \sqrt{\epsilon_2/\mu_2}$, $Y_3 = \sqrt{\epsilon_f/\mu_{ef}}$, $\gamma_1 = k_0 \sqrt{\epsilon_1 \mu_1}$, $\gamma_2 = k_0 \sqrt{\epsilon_2 \mu_2}$.

3. Метод решения

На выходе справа от структуры плотность потока энергии при взаимодействии двух встречных волн (a и b) равна [6]:

$$S = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} \left[(E_{xb}^{in} + E_{xb}^r + E_{xa}^t) (H_{yb}^{*in} + H_{yb}^{*r} + H_{ya}^{*t}) \right] =$$

$$= S_b^{in} + S_b^r + S_a^t + S_{ab}^{int}.$$

Здесь S_b^{in} , S_b^r и S_a^t – плотности потока энергии падающей, отраженной b -волны и прошедшей

a -волны соответственно; S_{ab}^{int} – плотность потока энергии интерференционного потока, образованного взаимодействием a - и b -волны:

$$S_{ab}^{\text{int}} = \frac{c}{8\pi} |A||B| J_{ab} \cos(\Delta_{ab}),$$

где $A = A_0$ – амплитуда a -волны, $B = B_{N+1}$ – амплитуда b -волны, $J_{ab} = 2\sqrt{RT}$ – коэффициент интерференционной прозрачности [6], $\Delta_{ab} = \varphi_a - \varphi_b - \alpha$ – разность фаз a - и b -волны, $R = |r|^2$ и $T = |\tau|^2$ – энергетические коэффициенты отражения и прохождения, а r и τ – их амплитудные коэффициенты. Суммарный набег фаз α , получаемый a -волной при прохождении слоя и b -волной при отражении, определяется из аргументов амплитудных коэффициентов r и τ , $\alpha = \arg r - \arg \tau$.

Задача сводится к определению полей внутри исследуемой структуры, которую можно рассматривать как фотонный кристалл с ферритовым слоем. Для нахождения отраженных и прошедших полей в слоистой структуре воспользуемся матричным методом [7, 8]. Он предполагает представление базового элемента структуры эквивалентным четырехполюсником. Его матрица передачи связывает амплитуды и фазы падающих, отраженных и прошедших волн. Эквивалентная схема всей исследуемой структуры является их последовательным соединением. Связь падающего, отраженного и прошедшего полей можно определить путем возведения матрицы передачи в степень, равную количеству составляющих элементов. Таким образом, амплитуды полей на входе и выходе структуры связаны соотношением:

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = \mathbf{T} \begin{pmatrix} A_{N+1} \\ B_{N+1} \end{pmatrix} = \mathbf{T}_{12}^m \mathbf{T}_3 \mathbf{T}_{21}^n \begin{pmatrix} A_{N+1} \\ B_{N+1} \end{pmatrix}.$$

Здесь \mathbf{T}_{12} и \mathbf{T}_{21} – матрицы передачи базовых элементов расположенных до и после ферритового слоя соответственно, а \mathbf{T}_3 – матрица передачи ферритового слоя:

$$\mathbf{T}_3 = \frac{1}{4Y_0Y_3} \begin{pmatrix} (Y_0 + Y_3)^2 e^- - (Y_3 - Y_0)^2 e^+ & (Y_0^2 - Y_3^2)(e^- - e^+) \\ (Y_3^2 - Y_0^2)(e^- - e^+) & (Y_0 + Y_3)^2 e^+ - (Y_3 - Y_0)^2 e^- \end{pmatrix},$$

где $e^\pm = \exp(\pm i\gamma_f z)$.

В случае $m = n$ структура симметрична относительно ферритовой вставки и при поперечном намагничивании феррита является взаимной. Амплитудные коэффициенты отражения и прохождения не зависят от направления падения волны на структуру (слева или справа) и определяются через элементы t_{ij} матрицы передачи \mathbf{T} :

$$r = t_{21}/t_{11}, \quad \tau = 1/t_{11}.$$

4. Численные результаты

На рис. 2 (вставка) приведена зависимость величины μ_{ef} от частоты падающей волны. Здесь же приведен спектр пропускания и отражения для случая падения одной электромагнитной волны слева ($B_{N+1} = 0$) при $|\vec{\mathbf{H}}_{\text{sr}}| = 6000$ Э на структуру с параметрами: $m = 5$, $n = 5$, $d_1 = 3$ мм, $d_2 = 4$ мм, $d_3 = 1$ мм, $\epsilon_1 = 2.54$ (полистирол), $\epsilon_2 = 1$ (воздух, вакуум). В частотной зависимости коэффициентов рассеяния можно выделить три частотных диапазона в соответствии с принимаемыми значениями μ_{ef} . В диапазоне $10 \div 20$ ГГц вещественная часть эффективной магнитной проницаемости (μ'_{ef}) принимает положительные значения, а мнимая (μ''_{ef}) стремится к нулю. В диапазоне $20 \div 26$ ГГц μ'_{ef} принимает как положительные, так и отрицательные значения, причем переход через ноль происходит на частоте ферромагнитного резонанса, при этом μ''_{ef} достигает максимального значения. В этой частотной области феррит обладает относительно высоким уровнем потерь. И, наконец, в диапазоне $26 \div 40$ ГГц μ'_{ef} принимает отрицательные значения, а μ''_{ef} стремится к нулю.

Влияние двух встречных волн на энергетические процессы, происходящие в структуре, отображают графики, представленные на рис. 3. Здесь приведено распределение интенсивности электрического поля $I_{\text{res}}(z) = |E_x(z)|^2/2$, нормированной на суммарную интенсивность возбуждающих полей $I_{\text{in}} = (|A_0|^2 + |B_{N+1}|^2)/2$, по продольной координате z в области положительной магнитной проницаемости ферритово-

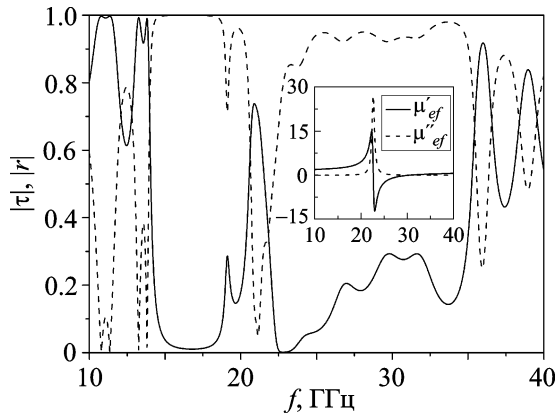


Рис. 2. Спектр пропускания (сплошная) и отражения (пунктир) для случая падения на структуру одной электромагнитной волны ($B_{N+1} = 0$). На вставке показана зависимость μ'_{ef} от частоты f (в гигагерцах) падающей волны при $|\vec{H}_{st}| = 6000$ Э

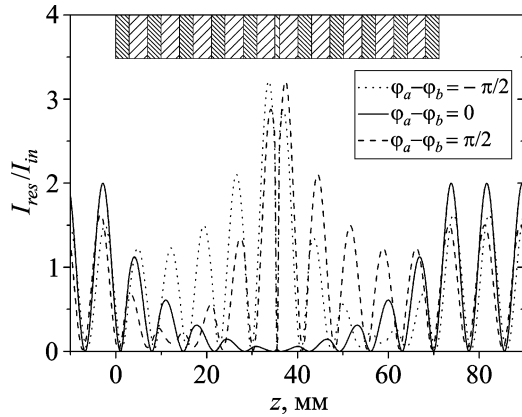


Рис. 3. Интенсивность I_{res}/I_{in} как функция продольной координаты z при $\mu'_{ef} > 0$ на частоте $f = 19.12$ ГГц. В верхней части рисунка изображена схема пространственного расположения элементов структуры

го слоя ($\mu'_{ef} > 0$) на частоте интерференционного резонанса ($f \approx 19.12$ ГГц).

Изменение разности фаз падающих встречных волн, $\varphi_a - \varphi_b$, позволяет менять конфигурацию распределения поля в структуре и окружающих полупространствах. В зависимости от величины $\varphi_a - \varphi_b$ пик распределения интенсивности смещается то в сторону полупространства $z \leq 0$, то в сторону $z \geq NL + d_3$, что отражает изменение направления суммарного потока мощности. Отметим, что в области положительной магнитной проницаемости $\mu'_{ef} > 0$

перераспределение интенсивности внутри структуры происходит более эффективно, нежели в области $\mu'_{ef} < 0$, из-за локализации поля вблизи ферритового слоя при падении волн на частоте интерференционного резонанса.

На рис. 4 и 5 представлены графики зависимости мощности джоулевых потерь, нормированной на суммарную плотность потока энергии возбуждающих полей Q/S_0 , от частоты f и толщины ферритового слоя d_3 соответственно. Из их рассмотрения следует, что изменением разности фаз

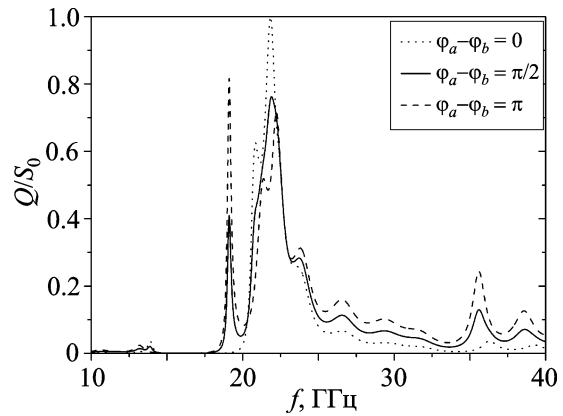


Рис. 4. Нормированная на суммарную плотность потока энергии возбуждающих полей мощность джоулевых потерь в структуре Q/S_0 как функция частоты f при фиксированной толщине ферритового слоя $d_3 = 1$ мм и $t = 5$, $n = 5$

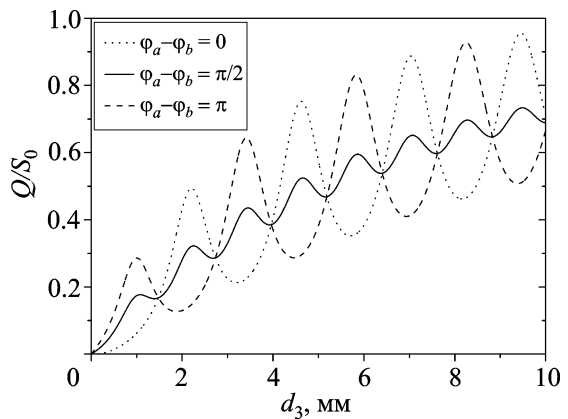


Рис. 5. Нормированная на суммарную плотность потока энергии возбуждающих полей мощность джоулевых потерь в структуре Q/S_0 как функция толщины ферритового слоя d_3 при $|\vec{H}_{st}| = 6000$ Э, $f = 19.12$ ГГц ($\mu'_{ef} > 0$)

можно эффективно управлять величиной потерь в структуре. При этом максимум и минимум достигаются при $\varphi_a - \varphi_b = \pi$ и $\varphi_a - \varphi_b = 0$ соответственно, а при $\varphi_a - \varphi_b = \pi/2$ уровень потерь для двух встречных волн соответствует величине потерь для случая падения на структуру одной волны. Эффект просветления объясняется частичной компенсацией потерь в ферритовом слое за счет возникновения интерференционного потока, образованного взаимодействием реактивных компонент полей встречных электромагнитных волн падающих на структуру слева и справа. С увеличением толщины слоя d_3 (см. рис. 5) начинают проявляться локальные минимумы и максимумы потерь, а затем их относительная амплитуда уменьшается. Эта особенность обусловлена, очевидно, интерференцией волн, падающих на слой, и волн, отраженных от внутренних границ в структуре. При определенной толщине слоя или разности фаз встречных волн наблюдается максимум интерференционного потока, что соответствует минимуму потерь.

5. Выводы

Анализ интерференционных явлений, характера координатных зависимостей полей в предложенной структуре магнитофотонного кристалла свидетельствует о его широких функциональных возможностях как системы управления в субмиллиметровом и оптическом диапазонах. Интерференционный поток обеспечивает локальное перераспределение энергии электромагнитного поля в пределах пространственного периода его осцилляций. Помещение в область осцилляций ферритового слоя приводит к возможности управления уровнем потерь в структуре и регулирования прозрачности слоя посредством изменения разности фаз двух встречных когерентных волн, падающих на структуру.

Литература

1. Афанасьев С. А., Семенцов Д. И. Туннельная интерференция встречных волн в области отрицательной магнитной проницаемости // ЖТФ. – 1997. – Т. 67, №10. – С. 77-80.
2. Колоколов А. А., Скроцкий Г. В. Интерференция реактивных компонент электромагнитного поля // УФН. – 1992. – Т. 162, № 2. – С. 165-174.
3. Сидоренков В. В., Толмачев В. В. Эффекты туннельной электромагнитной интерференции в металлических пленках // Письма в ЖТФ. – 1989. – Т. 15, №21. – С. 34-37.

4. Сидоренков В. В., Толмачев В. В. Эффекты электромагнитной интерференции в металлических пластинках // Письма в ЖТФ. – 1990. – Т. 16, №3. – С. 20-24.
5. Гуревич А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. – М.: ФМЛ, 1960. – 407 с.
6. Афанасьев С. А., Ефимов В. В., Семенцов Д. И. Туннельная электромагнитная интерференция в условиях ферромагнитного резонанса // Письма в ЖТФ. – 1993. – Т. 19, № 11. – С. 6-11.
7. Литвиненко Л. Н., Просвирнин С. Л. Спектральные операторы рассеяния в задачах дифракции волн на плоских экранах. – Киев: Наукова думка, 1984. – 239 с.
8. Казанский В. Б., Туз В. Р. Электродинамика регулярной композитной среды с решетками пластин из магнитодиэлектрических и контрастных материалов // Радиофизика и радиоастрономия. – 2007. – Т. 12, №2. – С. 152-161.

Интерференційна взаємодія зустрічних когерентних хвиль у фотонному кристалі з ферритовою вставкою

**А. В. Страшевський, В. Б. Казанський,
В. Р. Туз**

Досліджено взаємодію зустрічних когерентних лінійно поляризованих електромагнітних хвиль у просторово-обмежених періодичних структурах із діелектричних шарів з поперечно намагніченим шаром фериту. Методом матриць передачі визначено поля у структурі. Показана можливість ефективного керування результуючими енергетичними потоками, а також рівнем втрат у структурі шляхом зміни амплітудно-фазового співвідношення падаючих хвиль.

Interference Interaction of Counter-Propagating Coherent Waves in a Photonic Crystal with Ferrite Insert

**A. V. Strashevskiy, V. B. Kazanskiy,
and V. R. Tuz**

The interaction of counter-propagating coherent linearly polarized electromagnetic waves in a finite periodic structure of dielectric layers with a layer of a transversely magnetized ferrite is studied. The transfer matrix method is used to determine the fields inside the structure. The possibility of effective control of both the resultant energy flow and the level of losses in the structure via changing the amplitudes and phases of the incident waves is shown.