

Прохождение электромагнитной волны через прямоугольный волновод с активной прямоугольной пленкой

А.А. Солдатов, А.А. Вороной , Л.Д. Ложкин

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики
443010, Россия, г. Самара,
ул. Л. Толстого, 23

Аннотация – В предлагаемой работе рассматривается прохождение электромагнитной волны через прямоугольный волновод с активной пленкой и намагниченными ферритовыми слоями. Слои из ферромагнита располагаются между плоскостями, выполненными из металла, который обладает идеальной проводимостью. Получено дисперсионное уравнение для расчета постоянной распространения в рассматриваемой структуре. Дисперсионное уравнение решалось методом Дживса – Хука. Представлены графики, полученные при разных параметрах пленки и при разных значениях подмагничивающего поля.

Ключевые слова – дисперсионное уравнение, гиротропия, граничные условия, нормированная постоянная распространения, метод Дживса – Хука.

Введение

На настоящее время известно несколько практически реализуемых структур полупроводниковых РАЭ. В основе взаимодействия известных структур с электромагнитными волнами лежит поперечный или продольный дрейф зарядов. Типичным примером структуры с продольным дрейфом зарядов является несимметричная микрополосковая линия передачи на полупроводниковой подложке с профилем легирования в поперечном сечении, характерным для дискретного диода Гана [7]. Вдоль направления распространения волны прикладывается внешнее однородное статическое электрическое поле, создающее в подложке область с отрицательной дифференциальной проводимостью. Описан также другой вариант РАЭ на основе щелевой линии передачи с прямоугольным экраном с полупроводниковой пленкой с поперечным дрейфом [1; 5–7; 10].

Одним из основных недостатков активных полосковых линий передачи с распределенными параметрами в СВЧ- и КВЧ-диапазонах является небольшой коэффициент усиления [7], что приводит к увеличению размеров и уменьшению КПД. Коэффициент усиления структуры можно увеличить, если в подложку ввести слой из ферритоматериала с поперечным подмагничиванием в плоскости слоя [1]. Ниже построена линейная теория активных волноведущих структур с полупроводниковыми пленками с поперечным дрейфом носителей заряда и намагниченными ферритоматериальными слоями, объясняющая механизм увели-

чения коэффициента усиления таких структур. В качестве иллюстрации возможностей теории проведен электродинамический анализ различных волноведущих структур с активными полупроводниковыми пленками и намагниченными ферритоматериальными слоями.

Прямоугольный волновод с активной полупроводниковой пленкой с поперечным дрейфом носителей заряда и намагниченными ферритовыми слоями

Рассмотрим $H\{E_y, H_x, H_z\}$ -волны в двумерной слоистой структуре (зависимость вдоль оси x отсутствует) – с полупроводниковой пленкой (тонкий n -GaAs слой) с отрицательной дифференциальной проводимостью, расположенной между ферритоматериальными слоями, подмагниченными вдоль оси x (см. рис. 1, б). Слои из ферромагнита располагаются между плоскостями, выполненными из металла, который обладает идеальной проводимостью. Такого типа структуры – это модели прямоугольного волновода для волн H -типа (рис. 1, а).

Двумерная слоистая структура с магнитными (импедансными) стенками, поперечное сечение которой изображено на рис. 2, а, моделирует более сложные полосково-щелевые структуры: несимметричную полосковую линию с полупроводниковой пленкой, расположенной между двумя намагниченными ферритоматериальными слоями в обычном прямоугольном волноводе (рис. 2, б) и в сложном прямоугольном волноводе (рис. 2, в).

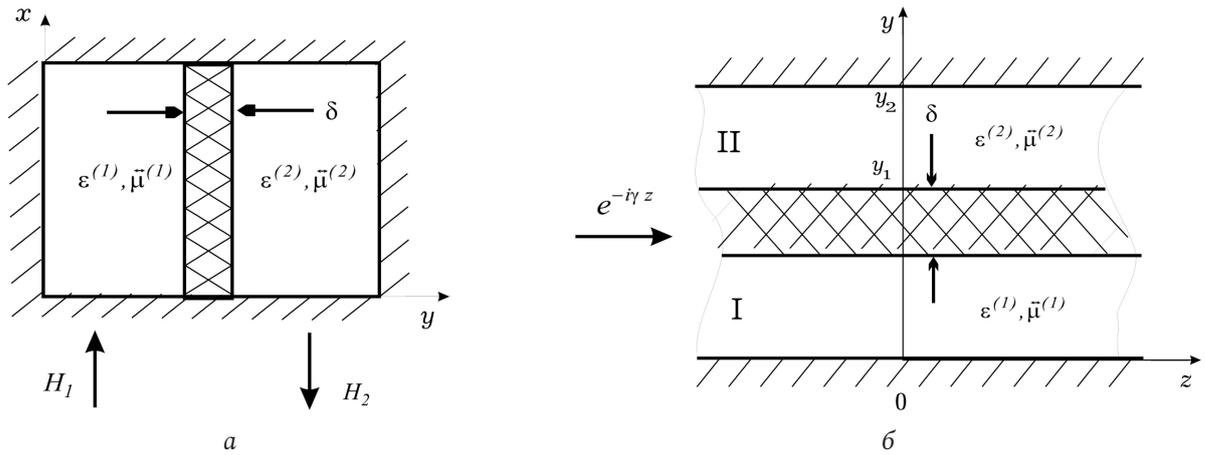


Рис. 1. Активные линии передачи с полупроводниковыми пленками и ферритовыми слоями: а – поперечное сечение прямоугольного волновода; б – плоская активная структура
Fig. 1. Active transmission lines with semiconductor films and ferrite layers: a – cross-section of a rectangular waveguide; b – flat active structure

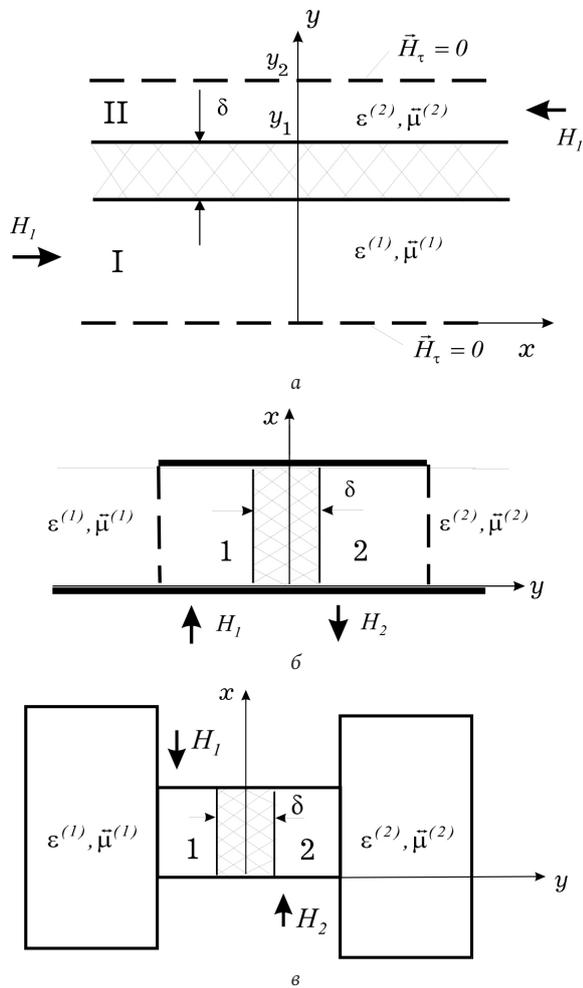


Рис. 2. Поперечное сечение активных волноведущих структур с ферримагнитными слоями: а – плоский волновод с полупроводниковой пленкой и магнитными (импедансными) стенками; б – микрополосковая линия передачи с полупроводниковой пленкой; в – Н-волновод с полупроводниковой пленкой (штриховые линии обозначают магнитные стенки)
Fig. 2. Cross section of active waveguide structures with ferrimagnetic layers: a – plane waveguide with semiconductor film and magnetic (impedance) walls; b – microstrip transmission line with semiconductor film; c – H-waveguide with a semiconductor film (dashed lines indicate magnetic walls)

Полупроводниковый слой в активных волноведущих структурах с поперечным дрейфом носителей заряда в реальных приборах имеет малую толщину. Дифференциальная проводимость полупроводника при приложении сильного статического электрического поля E_0 вдоль оси x на рис. 2, б (для n-GaAs, $E_0 \sim 3,5$ кВ/см) становится отрицательной, и появляется возможность усиления электромагнитных волн. В общем случае проводимость активного слоя является анизотропной, т. е. обладает различными свойствами в зависимости от направления распространения волны. Статическое поле E_0 (поле смещения) в такой структуре имеет гетерогенное распределение по x координате. Данное распределение связано с тем, что в пленке из полупроводника образуются домены, которые статичны. В данном разделе статьи физические особенности статического поля в гомогенной структуре учитываться не будут.

При распространении электромагнитной волны вдоль оси z в полупроводниковом слое появляется электрический ток с плотностью \vec{j} . Зависимость распространения по координате z и времени t выражает комплексная постоянная распространения: $\exp\{i\omega t - i\gamma z\}$; $\gamma = \gamma' - i\gamma''$.

В линейном (малосигнальном) приближении в полупроводниковом слое будет возникать ток с плотностью $\vec{j} = \sigma \vec{E}$, где σ – дифференциальная проводимость полупроводника. Следует учесть, что волны пространственного заряда и анизотропия проводимости полупроводника не учитываются.

Влияние, которое оказывает тонкий полупроводниковый слой на распространение электромагнитных волн в структуре, учитывается путем введения на поверхности $y = y_1$ (рис. 1, б) линейного электрического тока:

$$\vec{J}_\tau = \delta \sigma \vec{E}_\tau, \quad (1)$$

где нижний индекс τ – это касательные составляющие к плоскости $y = y_1$ соответствующих векторов.

На рис. 1 и 2 представлено поперечное сечение активных волноведущих структур с ферромагнитными слоями.

В дальнейшем исследуем и рассчитаем подобные структуры.

Из приведенных данных имеется возможность получить модель расчета для волноведущей линии передачи с активной полупроводниковой пленкой, которая изображена на рис. 1, б: для линии передачи с намагниченными ферритовыми слоями и линейным электрическим током (1) на границе $y = y_1$.

Так как электрический ток (1) на границе $y = y_1$ не изменяет граничных условий для тангенциального электрического поля на этой границе, то для Н-волн можно записать следующие граничные условия при $y = y_1$:

$$E_x^{(1)} = E_x^{(2)}, \quad H_z^{(1)} - H_z^{(2)} = \frac{4\pi}{c} \sigma \delta E_x^{(1)}, \quad (2)$$

где c – скорость света.

Намагниченные I и II ферритовые слои представленные рис. 1, б можно охарактеризовать тензорами магнитной проницаемости $\vec{\mu}^{(n)}$ ($n = 1, 2$) (оси гиротропии направлены вдоль оси x) [3]:

$$\vec{\mu}^{(n)} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu^{(n)} & -i\mu_a^{(n)} \\ 0 & i\mu_a^{(n)} & \mu^{(n)} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где $\mu^{(n)}$ – диагональный элемент тензора $\vec{\mu}^{(n)}$; $\mu_a^{(n)}$ – недиагональный элемент тензора $\vec{\mu}^{(n)}$.

В предположении отсутствия вариации поля вдоль оси x , для волн, распространяющихся вдоль оси z в структуре, изображенной на рис. 1, б, нетрудно получить следующее дисперсионное уравнение:

$$\frac{r^{(1)}}{k\mu_\perp^{(1)}} \operatorname{ctg}(r^{(1)}y_1) + \frac{r^{(2)}}{k\mu_\perp^{(2)}} \operatorname{ctg}(r^{(2)}(y_2 - y_1)) - \frac{\gamma}{k} \left(\frac{\mu_a^{(2)}}{\mu_\perp^{(2)}\mu^{(2)}} - \frac{\mu_a^{(1)}}{\mu_\perp^{(1)}\mu^{(1)}} \right) - i4\pi k \delta \frac{\sigma}{\omega} = 0, \quad (4)$$

где

$$r^{(n)} = \sqrt{k^2 \varepsilon^{(n)} \mu_\perp^{(n)} - \gamma^2}, \quad \mu_\perp^{(n)} = \mu^{(n)} - \frac{(\mu_a^{(n)})^2}{\mu^{(n)}}, \quad (n = 1, 2).$$

При смене направления распространения волны на противоположное в уравнении (4) необходимо сделать замену «+» на «-» перед $\mu_a^{(1)}$, $\mu_a^{(2)}$.

В предельном случае при $\mu_a^{(1)} = \mu_a^{(2)} = 0$, дисперсионное уравнение (4) переходит в соотношение для плоской активной структуры с изотропными слоями:

$$\frac{r^{(1)}}{k\mu^{(1)}} \operatorname{ctg}(r^{(1)}y_1) + \frac{r^{(2)}}{k\mu^{(2)}} \operatorname{ctg}(r^{(2)}(y_2 - y_1)) - i4\pi k \delta \frac{\sigma}{\omega} = 0, \quad (5)$$

где $r^{(n)} = \sqrt{k^2 \varepsilon^{(n)} \mu^{(n)} - \gamma^2}$, ($n = 1, 2$).

Следуя из численного анализа уравнения (4), видим, что мнимая часть комплексной постоянной распространения волн γ'' ($\gamma = \gamma' - i\gamma''$) структуры с ферромагнитными слоями для одного из направлений больше мнимой части постоянной распространения волн структуры с гомогенными слоями, если при этом прочие условия одинаковы.

Докажем это утверждение для частного случая структуры на рис. 1, б. Пусть $y_2 = 2y_1$ и ферромагнитные слои 1 и 2 имеют одинаковые физические параметры, но подмагничены в противоположных направлениях:

$$\mu^{(1)} = \mu^{(2)} = \mu,$$

$$\mu_a^{(1)} = -\mu_a^{(2)} = \mu_a,$$

$$\varepsilon^{(1)} = \varepsilon^{(2)} = \varepsilon.$$

В этом случае уравнение (1) переписывается следующим образом:

$$\sqrt{k^2 \varepsilon \mu_\perp - \gamma^2} \operatorname{ctg} \left(y_1 \sqrt{k^2 \varepsilon \mu_\perp - \gamma^2} \right) + \frac{\mu_a}{\mu} \gamma - i\alpha \mu_\perp k = 0, \quad (6)$$

где

$$\alpha = 2\pi k \delta \frac{\sigma}{\omega}, \quad \mu_\perp = \mu - \frac{(\mu_a)^2}{\mu}.$$

Уравнение (6) для случая $\alpha \ll 1$, $|\mu_a| \ll \mu$ можно решить методом возмущения. Будем искать замедленные волны с постоянной распространения в виде $\gamma/k = \gamma_0 + \gamma_1$, где $\gamma_0 = \sqrt{\varepsilon \mu - \pi^2 / (2ky_1)^2}$ – нормированная постоянная распространения в структуре без полупроводниковой пленки при $\mu_a = 0$. Тогда для γ_1 получаем выражение:

$$\gamma_1 = \pm \frac{\left(\frac{\mu_a}{\mu} \right) \gamma_0}{k\delta\gamma_0 \mp \frac{\mu_a}{\mu}} - i\alpha F_\pm(\mu, \mu_a), \quad (7)$$

где функция

$$F_\pm(\mu, \mu_a) = \mu_\perp \left(k\delta\gamma_0 \mp \frac{\mu_a}{\mu} \right)^{-1}$$

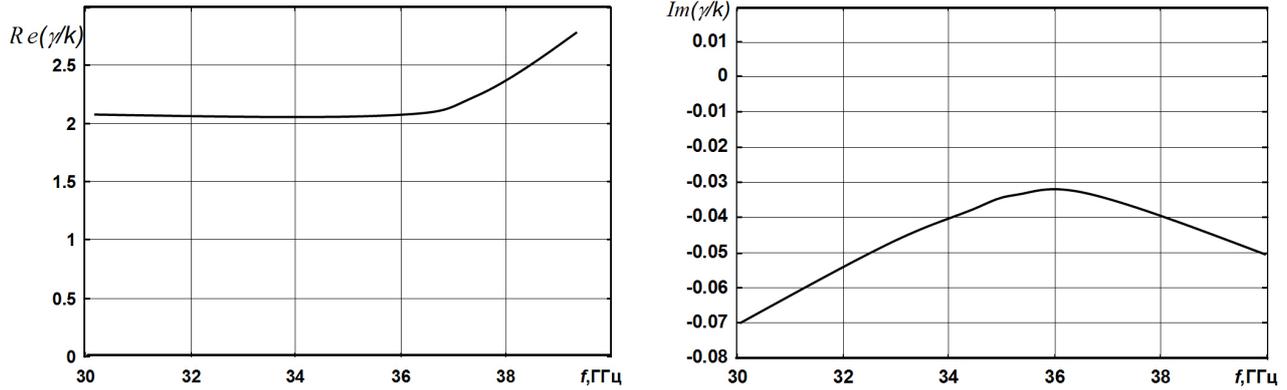


Рис. 3. Дисперсионные зависимости для плоской активной структуры с диэлектрическими слоями без потерь: $y_2 = 7,2$ мм; $y_1 = 3,4$ мм; $\epsilon^{(1)} = 9$; $\epsilon^{(2)} = 2$; $k\delta = 0,01$; $\sigma/\omega = 1$

Fig. 3. Dispersion dependences for a planar active structure with dielectric layers without losses: $y_2 = 7,2$ mm; $y_1 = 3,4$ mm; $\epsilon^{(1)} = 9$; $\epsilon^{(2)} = 2$; $k\delta = 0,01$; $\sigma/\omega = 1$

характеризует влияние гиротропии ферромагнитных слоев на коэффициент усиления волны в структуре; верхние знаки в (7) соответствуют распространению волны в прямом направлении, нижние знаки – распространению волны в обратном направлении.

Из формулы (7) следует, что в структуре существует невзаимный эффект усиления волны: в прямом направлении при $\mu_a \neq 0$ коэффициент усиления волны больше, чем в отсутствие гиротропии, в обратном – меньше. Например, для ферромагнитного слоя с толщиной $k\delta = 1$ и намагниченностью насыщения ферритов $4\pi M_0 = 0,4\omega/h_0$ (h_0 – гиромангнитное отношение) при внешнем поле $H_0 = 0,1\omega/h_0$ функции F_+ , F_- , характеризующие усиление в линии, примерно равны 1,36 и 0,55. Для изотропных слоев при данном характеризующем усилении $F_+ = F_- = 1$. Получаемый эффект связан с явлением смещения поля, которое имеет место в ферромагнитных материалах. При рассматриваемом направлении намагничивающего поля происходит смещение поля вдоль оси y , что показано на рис. 1, б.

Дисперсионное уравнение (4) численно исследовалось на ПЭВМ методом Дживса – Хука [9], в качестве исходного приближения для которого использовалась формула для постоянной распространения в виде [2; 8]:

$$\frac{\gamma'}{k} = \frac{3}{k\delta} BA \pm \operatorname{Re} \left\{ \sqrt{\left(\frac{3}{2k\delta} BA \right)^2 + \epsilon - \frac{3}{(k\delta)^2} + i4\pi k\delta \frac{\sigma}{\omega} A} \right\}, \quad (8)$$

$$\frac{\gamma''}{k} = \pm \operatorname{Im} \left\{ \sqrt{\left(\frac{3}{2k\delta} BA \right)^2 + \epsilon - \frac{3}{(k\delta)^2} + i4\pi k\delta \frac{\sigma}{\omega} A} \right\},$$

где

$$A = \frac{\mu_{\perp}^{(1)} \mu_{\perp}^{(2)}}{\mu_{\perp}^{(1)} - \mu_{\perp}^{(2)}},$$

$$B = \frac{\mu_a^{(2)}}{\mu^{(2)} \mu_{\perp}^{(2)}} - \frac{\mu_a^{(1)}}{\mu^{(1)} \mu_{\perp}^{(1)}},$$

$$\epsilon = \epsilon^{(1)} + \epsilon^{(2)}.$$

Соотношения (8) получены из уравнения (4) путем аппроксимации $\operatorname{ctg}(z) \approx 1/z + z/3$. Магнитные потери в ферромагнитных слоях были учтены с помощью задания мнимой и вещественной частей компонент тензоров магнитной проницаемости в форме Полдера [3; 4]:

$$\mu = \mu' - i\mu'', \quad \mu_a = \mu'_a - i\mu''_a,$$

$$\mu' = 1 - \xi A \left[\left(1 - \xi^2 \right) \left(1 + \beta^2 \right)^{\frac{1}{2}} - 2\beta^2 \left(1 + \beta^2 \right)^{-\frac{1}{2}} \right] \Delta^{-1}, \quad (9)$$

$$\mu'' = \beta A \left(1 + \xi^2 \right) \Delta^{-1},$$

$$\mu'_a = \left(1 - \xi^2 \right) \Delta^{-1},$$

$$\mu''_a = 2\beta \xi \left(1 + \beta^2 \right)^{-\frac{1}{2}} \Delta^{-1},$$

$$\Delta = \left(1 - \xi^2 \right)^2 + 4\xi^2 \beta^2 \left(1 + \beta^2 \right)^{-1},$$

$$\xi = \frac{\omega_0}{\omega}, \quad A = \frac{\omega_m}{\omega},$$

$$\omega_0 = h_0 H_0, \quad \omega_m = h_0 4\pi M_0,$$

где $4\pi M_0$ – намагниченность насыщения феррита; H_0 – напряженность поля подмагничивания; β – параметр, учитывающий потери в феррите; h_0 – гиромангнитная постоянная.

Часть итогов электродинамического анализа структуры (рис. 1, б) представляется на рис. 3–8, а результаты сравнения частей комплексной

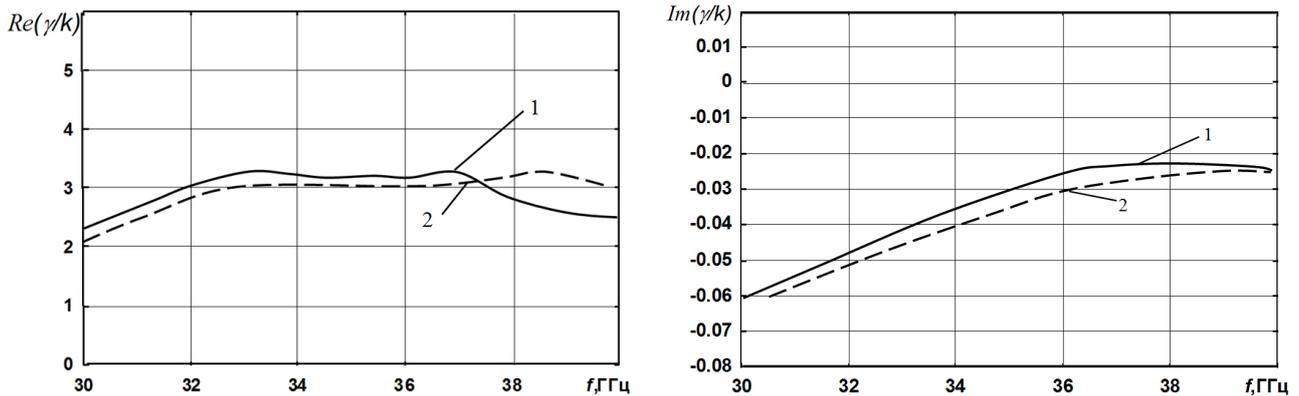


Рис. 4. Дисперсионные зависимости для плоской активной структуры с немагнитизированным ферритовым слоем с учетом потерь в феррите: $y_2 = 7,2$ мм; $y_1 = 3,4$ мм; $\epsilon^{(1)} = 10$; $\epsilon^{(2)} = 1$; $k\delta = 0,01$; $\sigma/\omega = 1$; $\beta = 0,1$; кривые 1 – расчет по методу Дживса – Хука; кривые 2 – расчет по формуле (8)

Fig. 4. Dispersion dependences for a planar active structure with an unmagnetized ferrite layer taking into account losses in ferrite: $y_2 = 7,2$ mm; $y_1 = 3,4$ mm; $\epsilon^{(1)} = 10$; $\epsilon^{(2)} = 1$; $k\delta = 0,01$; $\sigma/\omega = 1$; $\beta = 0,1$; curves 1 – calculation by the Jeeves–Hook method; curves 2 – calculation by the formula (8)

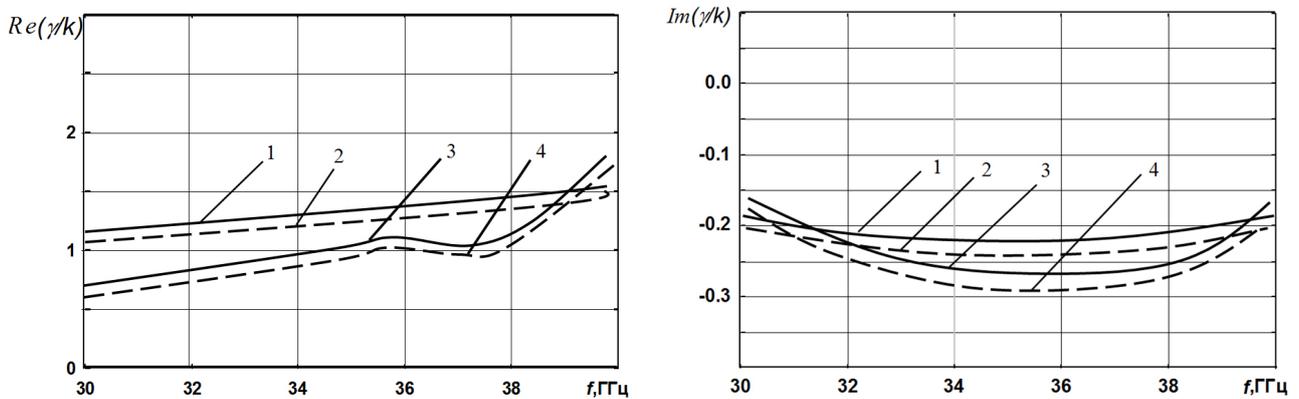


Рис. 5. Дисперсионные зависимости для плоской активной структуры с ферритовым слоем: кривые 1, 3 – прямое направление распространения волны; 2, 4 – обратное направление; кривые 1, 2 – расчет по методу Дживса – Хука; 3, 4 – расчет по формуле (8); $4\pi M_0 = 4$ кГс; $H_0 = 1$ кЭ; остальные данные приведены на рис. 4

Fig. 5. Dispersion dependences for a planar active structure with a ferrite layer: curves 1, 3 – forward direction of wave propagation; 2, 4 – reverse direction; curves 1, 2 – calculation by the Jeeves–Hook method; 3, 4 – calculation by the formula (8); $4\pi M_0 = 4$ kG; $H_0 = 1$ kOe; the rest of the data are shown in Fig. 4

постоянной распространения γ отражены на рис. 4–5. Действительные и мнимые части постоянной распространения γ были получены при помощи метода Дживса – Хука с использованием кривых, которые были вычислены по формуле (8). Как видно из рисунков, имеется хорошее качественное совпадение поведения дисперсионных характеристик [1].

На рис. 5–8 приведены результаты расчетов дисперсионной постоянной основной волны рассматриваемой структуры при различных значениях напряженности подмагничивающего поля H_0 по методу Дживса – Хука.

Посмотрев на рис. 7, можно увидеть, что плоская активная структура имеет сильно выраженные невзаимные свойства в области ферромагнитного резонанса, а усиление ($\text{Im}(\gamma/k)$) основной волны в прямом и обратном направлении в три-

четыре раза различается. Помимо этого, значительно различаются и реальные (действительные) значения постоянной распространения $\text{Re}(\gamma/k)$. Данные свойства обусловлены распределением СВЧ–поля, которое различается в зависимости от изменения направления распространения поля. Это видно при рассмотрении прямой и обратной волны. Для прямой волны в направлении $+z$ максимум поля будет смещаться к активной полупроводниковой пленке, а при этом для обратного направления максимум поля будет смещаться к металлическим стенкам прямоугольного волновода. Что касается зависимостей реальной части постоянной распространения $\text{Re}(\gamma/k)$ от поля, то аналогичный характер они имеют для прямоугольного волновода с ферритовыми слоями без пленки [9]. Наиболее интересны в практическом смысле дисперсионные характеристики для пло-

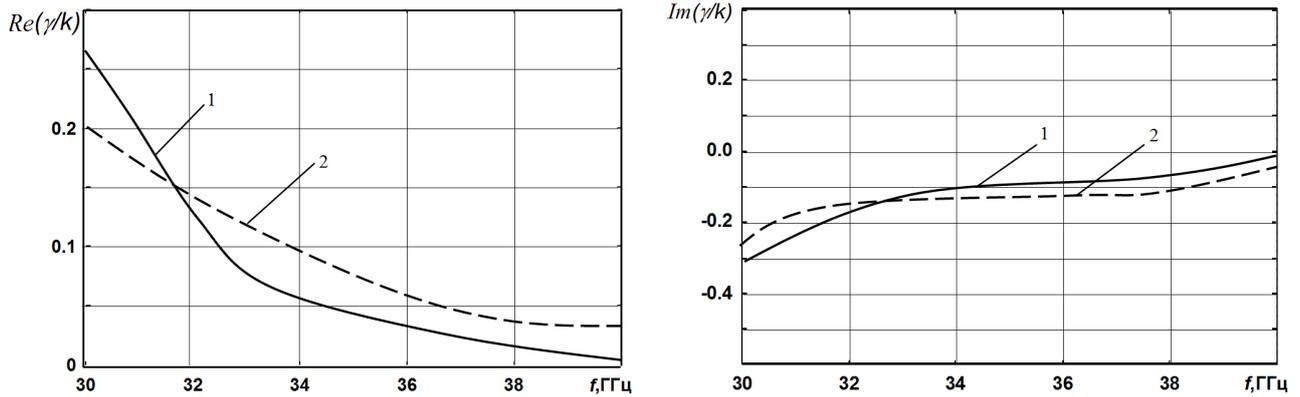


Рис. 6. Дисперсионные зависимости для плоской активной структуры с намагниченным ферритовым слоем, рассчитанные по методу Дживиса – Хука: $4\pi M_0 = 4$ кГс; $H_0 = 5$ кЭ; кривые 1 – прямое направление; 2 – обратное направление; остальные данные приведены на рис. 4

Fig. 6. Dispersion dependences for a planar active structure with a magnetized ferrite layer, calculated by the Jeeves–Hook method: $4\pi M_0 = 4$ kG; $H_0 = 5$ kOe; curves 1 – forward direction; 2 – reverse direction; the rest of the data is shown in Fig. 4

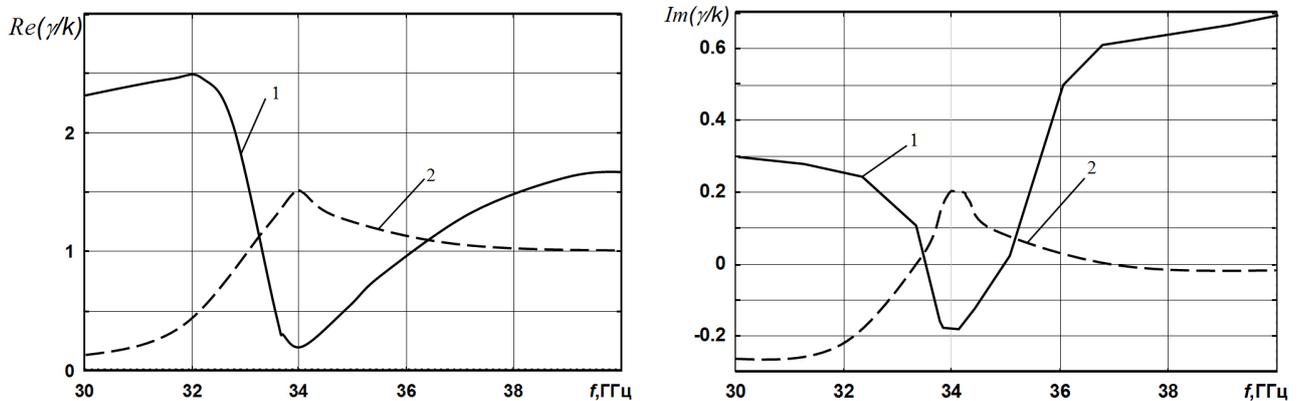


Рис. 7. Дисперсионные зависимости для плоской активной структуры с намагниченным ферритовым слоем, рассчитанные по методу Дживиса – Хука: $H_0 = 12$ кЭ; кривые 1 – прямое направление; 2 – обратное направление; остальные данные приведены на рис. 4

Fig. 7. Dispersion dependences for a planar active structure with a magnetized ferrite layer, calculated by the Jeeves–Hook method: $H_0 = 12$ kOe; curves 1 – forward direction; 2 – reverse direction; the rest of the data is shown in Fig. 4

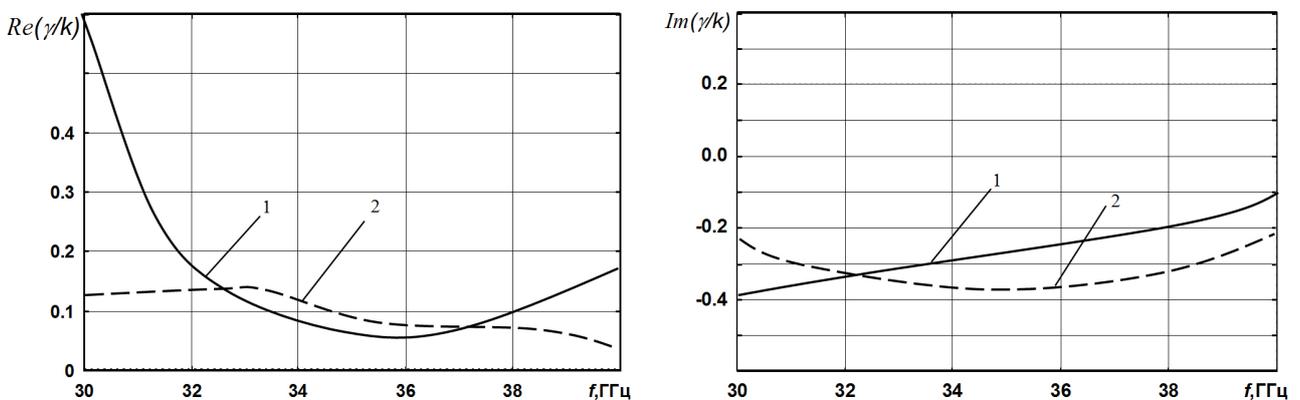


Рис. 8. Дисперсионные зависимости для плоской активной структуры с двумя намагниченными в противоположные стороны ферритовыми слоями ($\mu_a^{(1)} = -\mu_a^{(2)}$, $\mu^{(1)} = \mu^{(2)}$): $\varepsilon^{(1)} = \varepsilon^{(2)} = 10$; $H_0 = 5$ кЭ; $4\pi M_0 = 4$ кГс; кривые 1 – прямое направление; кривые 2 – обратное направление; остальные данные приведены на рис. 4

Fig. 8. Dispersion dependences for a planar active structure with two ferrite layers magnetized in opposite directions ($\mu_a^{(1)} = -\mu_a^{(2)}$, $\mu^{(1)} = \mu^{(2)}$): $\varepsilon^{(1)} = \varepsilon^{(2)} = 10$; $H_0 = 5$ kOe; $4\pi M_0 = 4$ kG; curves 1 – forward direction; curves 2 – reverse direction; the rest of the data is shown in Fig. 4

ской структуры с намагниченным ферритовым слоем при $H_0 = 12$ кЭ в области ферромагнитного резонанса (рис. 7). При данной величине подмагничивающего поля усиление электромагнитной волны будет происходить только в одном направлении, при этом только в определенном частотном диапазоне. При обратном направлении распространения электромагнитной волны распространяющаяся волна будет затухать.

Заключение

В статье исследовано прохождение электромагнитной волны через двумерную регулярную активную волноведущую структуру с полупрово-

дниковой пленкой с отрицательной дифференциальной проводимостью, расположенной между подмагниченными слоями. На основе анализа полученного в статье дисперсионного уравнения можно сделать вывод, что коэффициент усиления рассматриваемой линии передачи можно увеличить с помощью введения в нее намагниченных ферромагнитных слоев. Усиление происходит за счет смещения электромагнитного поля в такой структуре к полупроводниковой пленке.

Полученные в ходе исследования и расчета результаты статьи возможно использовать с целью конструирования активных усилительных устройств с распределенными параметрами, а также для дальнейшей миниатюризации РАЭ.

Список литературы

1. Аналитический метод расчета тонких продольных неоднородностей в волноведущих структурах СВЧ / В.А. Неганов [и др.] // Электродинамика и техника СВЧ и КВЧ: тез. докл. V Межд. науч. техн. конфер. 1995. С. 37–38.
2. Анго А. Математика для электро- и радиоинженеров: справочник. М.: Наука, 1967. 780 с.
3. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках: учеб. пособие для вузов. М.: Наука, 1973. 592 с.
4. Вамберский В.П., Абрамов В.П., Казанцев В.И. Конструирование ферритовых развязывающих приборов СВЧ: учебник. М.: Радио и связь, 1982. 136 с.
5. Макеева Г.С. Электродинамика интегральных волноведущих структур с тонкопленочными полупроводниковыми и ферритовыми слоями и включениями. Пенза: Издат-во Пензен-го гос. тех. университета, 1995. 157 с.
6. Глушенко А.Г. Теория волноведущих структур с активными пленками // Изв. вузов. Радиотехника. 1988. Т. 31. № 9. С. 1091–1105.
7. Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия: учебник. М.: Мир, 1991. 632 с.
8. Бронштейн И.Н. Справочник по математике: справочник. М.: Наука, 1980. 976 с.
9. Гупта К., Гарлж Р. Машинное проектирование СВЧ-устройств: учебное пособие. М.: Радио и связь, 1987. 432 с.
10. Неганов В.А., Ключев Д.С., Табаков Д.П. Устройства СВЧ и антенны: проектирование, конструктивная реализация, примеры применения устройств СВЧ. Ч. 1: учебник. М.: Книжный дом «Либроком», 2013. 630 с.

References

1. Neganov V.A. et al. An analytical method for calculating thin longitudinal inhomogeneities in microwave waveguide structures. *Elektrodinamika i tehnika SVCh i KVCh: tez. dokl. V Mezhd. nauch. tehn. konfer*, 1995, pp. 37–38. (In Russ.)
2. Ango A. *Mathematics for Electrical and Radio Engineers: Guide*. Moscow: Nauka, 1967, 780 p. (In Russ.)
3. Gurevich A.G. *Magnetic Resonance in Ferrites and Antiferromagnets: Textbook*. Moscow: Nauka, 1973, 592 p. (In Russ.)
4. Vamberskij V.P., Abramov V.P., Kazantsev V.I. *The Design of Ferrite Microwave Decoupling Devices: Textbook*. Moscow: Radio i svjaz', 1982, 136 p. (In Russ.)
5. Makeeva G.S. *Electrodynamics of Integrated Waveguide Structures with Thin-Film Semiconductor and Ferrite Layers and Inclusions*. Penza: Izdat-vo Penzen-go gos. teh. universiteta, 1995, 157 p. (In Russ.)
6. Gluschenko A.G. Theory of waveguide structures with active films. *Izv. vuzov. Radiotekhnika*, 1988, vol. 31, no. 9, pp. 1091–1105. (In Russ.)
7. Shur M. *Modern Devices Based on Gallium Arsenide: Textbook*. Moscow: Mir, 1991, 632 p. (In Russ.)
8. Bronshtejn I.N. *Math Reference: Reference*. Moscow: Nauka, 1980, 976 p. (In Russ.)
9. Gupta K., Garlzh R. *Microwave Machine Design: Tutorial*. Moscow: Radio i svjaz', 1987, 432 p. (In Russ.)
10. Neganov V.A., Kljuev D.S., Tabakov D.P. *Microwave Devices and Antennas: Design, Structural Implementation, Examples of the Use of Microwave Devices. Part 1: Textbook*. Moscow: Knizhnyj dom «Librokom», 2013, 630 p. (In Russ.)

Physics of Wave Processes and Radio Systems

2020, vol. 23, no. 1, pp. 21–28

DOI 10.18469/1810-3189.2020.23.2.21-28

Received 17 March 2020
Accepted 23 April 2020

Passage of electromagnetic wave through a rectangular wave guide with an active rectangular film

Alexander A. Soldatov, Andrei A. Voronoi , Leonid D. LozhkinPovolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics
23, L. Tolstoy Street,
Samara, 443010, Russia

Abstract – The proposed work examines the passage of the electromagnetic wave through a rectangular wave guide with active film and magnetized ferritic layers. Ferrimagnetic layers are located between metal planes with perfect conductivity. A dispersion equation has been obtained to calculate the constant spread in the structure in question. The dispersion equation was solved by the Jeeves–Hook method. The graphs obtained at different parameters of the film and at different values of the magnetizing field are presented.

Keywords – dispersion equation, gyrotropy, boundary conditions, normalized constant spread, Jeeves–Hook method.

Информация об авторах

Солдатов Александр Анатольевич, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры радиоэлектронных систем Поволжского государственного университета телекоммуникаций и информатики, г. Самара, Россия.

Область научных интересов: ферритовые устройства СВЧ, антенны СВЧ, неоднородности в полых волноводах.

E-mail: solger259145@yandex.ru

Вороной Андрей Андреевич, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры радиоэлектронных систем Поволжского государственного университета телекоммуникаций и информатики, г. Самара, Россия.

Область научных интересов: устойчивость распределенных систем электропитания, электробезопасность.

E-mail: arminvanburn@yandex.ru

ORCID: <https://orcid.org/0000-0003-1319-8020>

Ложкин Леонид Дидимович, доктор технических наук, профессор кафедры радиоэлектронных систем Поволжского государственного университета телекоммуникаций и информатики, г. Самара, Россия.

Область научных интересов: обработка графических изображений, программирование, колориметрия.

E-mail: leon.lozhkin@yandex.ru

Information about the Authors

Alexander A. Soldatov, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, associate professor of the Department of Radio Electronic Systems, Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics, Samara, Russia.

Research interests: microwave ferrite devices, microwave antennas, inhomogeneities in hollow waveguides.

E-mail: solger259145@yandex.ru

Andrei A. Voronoi, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, associate professor of the Department of Radioelectronic Systems, Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics, Samara, Russia.

Research interests: stability of distributed power supply systems, electrical safety.

E-mail: arminvanburn@yandex.ru

ORCID: <https://orcid.org/0000-0003-1319-8020>

Leonid D. Lozhkin, Doctor of Technical Sciences, professor of the Department of Radio Electronic Systems, Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics, Samara, Russia.

Research interests: graphics processing, programming, colorimetry.

E-mail: leon.lozhkin@yandex.ru