

УДК 538.57—621.372.8

## НЕВЗАИМНЫЕ СВОЙСТВА СЛОИСТЫХ ГИРОТРОПНЫХ НАПРАВЛЯЮЩИХ СТРУКТУР

А. Г. Глущенко, В. А. Неганов

Исследуются трехслойные плоские гиротропные структуры при поперечной ориентации осей гиротропии относительно направления распространения. Введение гиротропии позволяет управлять критическими параметрами прямых и обратных волн. Основное внимание уделяется асимметричным структурам, в которых реализуется невзаимный режим, а отношение критических частот обратных и прямых волн может достигать больших значений при малой гиротропии. Рассмотрены случаи электрической и магнитной гиротропии, показана возможность графического решения дисперсионных уравнений ряда невзаимных структур, представляющих практический интерес для разработки широкополосных невзаимных элементов.

Освоение коротковолновой части СВЧ и оптического диапазонов вновь стимулировало в последнее время интерес к диэлектрическим и пленочным волноводам, которые служат основой для построения пассивных и активных элементов интегральных схем. Особый интерес представляют гиротропные слоистые структуры, на основе которых возможно создание различных функциональных управляющих элементов. Исследованию плоских структур при различном подмагничивании посвящено много работ [1, 2], однако их невзаимные свойства изучены недостаточно полно.

В настоящей работе исследуются невзаимные свойства трехслойных гиротропных структур для частного случая поперечного (по отношению к направлению распространения) подмагничивания в плоскостях раздела различных сред. Показана возможность приближенного графического анализа ряда структур, представляющих практический интерес, и получены соотношения для расчета критических параметров прямых и обратных волн. Установлены невзаимные предельные свойства гиротропных структур для волноводных  $E$ - и  $H$ -мод при малой гиротропии, представляющие прикладной интерес в широком диапазоне частот.

**1. Дисперсионное уравнение.** Рассмотрим направляющую структуру, включающую в общем случае гиротропный слой толщиной  $d$ , расположенный между двумя различными гиротропными полупространствами (рис. 1). Электромагнитные волны распространяются вдоль оси  $y$ , а вариация поля по  $z$  отсутствует. Для общности полагаем, что каждый из слоев характеризуется тензорами диэлектрической и магнитной проницаемости. Оси гиротропии ориентированы вдоль  $z$ .

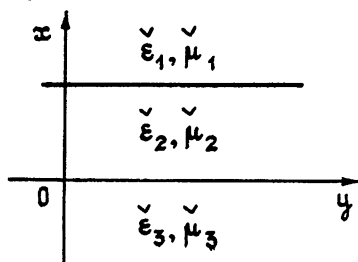


Рис. 1. Структура линии передачи.

Из уравнений Максвелла следует, что в такой структуре могут распространяться не связанные между собой  $E$ - и  $H$ -волны. Все компоненты электромагнитного поля могут быть выражены через две (например,

z-составляющие) компоненты электрического и магнитного полей, которые в рассматриваемом случае должны удовлетворять волновым уравнениям

$$\left[ \left\{ \frac{\mu_{11}^{(i)}}{\epsilon_{11}^{(i)}} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \left\{ \frac{\mu_{12}^{(i)} + \mu_{21}^{(i)}}{\epsilon_{12}^{(i)} + \epsilon_{21}^{(i)}} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} + \left\{ \frac{\mu_{22}^{(i)}}{\epsilon_{22}^{(i)}} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \right. \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + k^2 \left\{ \begin{array}{l} (\mu_{11}^{(i)} \mu_{22}^{(i)} - \mu_{12}^{(i)} \mu_{21}^{(i)}) \epsilon_{33}^{(i)} \\ (\epsilon_{11}^{(i)} \epsilon_{22}^{(i)} - \epsilon_{12}^{(i)} \epsilon_{21}^{(i)}) \mu_{33}^{(i)} \end{array} \right\} \right\} \left\{ \begin{array}{l} E_z \\ H_z \end{array} \right\} \right] = 0, \quad (1)$$

где  $i$  — индекс слоя,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $\lambda$  — длина волны. В отсутствие кристаллографической и других видов структурной анизотропии  $\mu_{12} = \mu_{21}^*$ ,  $\epsilon_{12} = \epsilon_{21}^*$ . Решение ищется в виде поверхностных волн:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_z \\ H_z \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{l} Ae^{-\rho x - jhy} \quad (x \geq d) \\ (Be^{j\beta x} + Ce^{-j\beta x}) e^{-jhy} \quad (0 \leq x \leq d) \\ De^{qx - jhy} \quad (x \leq 0) \end{array} \right. \quad (2)$$

Используя связь между компонентами электромагнитного поля и граничные условия в плоскостях раздела сред ( $x = 0, d$ ), легко получить дисперсионные уравнения.

Для  $H$ -волн:

$$\beta d = \arctg \frac{\alpha}{\beta} + \arctg \frac{\gamma}{\beta} + m\pi, \\ \alpha = \left[ p \frac{\mu_{11}^{(1)}}{\mu_{11}^{(2)}} \frac{a_2}{a_1} + jh \left( \frac{\mu_{21}^{(1)}}{\mu_{11}^{(2)}} \frac{a_2}{a_1} - \frac{\mu_{21}^{(2)}}{\mu_{11}^{(2)}} \right) \right], \\ \gamma = \left[ q \frac{\mu_{11}^{(3)}}{\mu_{11}^{(2)}} \frac{a_2}{a_3} - jh \left( \frac{\mu_{21}^{(3)}}{\mu_{11}^{(2)}} \frac{a_2}{a_3} - \frac{\mu_{21}^{(2)}}{\mu_{11}^{(2)}} \right) \right], \quad (3)$$

$a_i = \mu_{11}^{(i)} \mu_{22}^{(i)} - \mu_{12}^{(i)} \mu_{21}^{(i)}$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$  — индекс моды. Волновые числа удовлетворяют соотношениям

$$\mu_{11}^{(2)} (\beta d)^2 + \mu_{22}^{(2)} (hd)^2 = (kd)^2 \epsilon_{33}^{(2)} a_2, \\ \mu_{11}^{(2)} \mu_{22}^{(1)} (\beta d)^2 + \mu_{11}^{(1)} \mu_{22}^{(2)} (pd)^2 = (kd)^2 (a_2 \epsilon_{33}^{(2)} \mu_{22}^{(1)} - a_1 \epsilon_{33}^{(1)} \mu_{22}^{(2)}) = R_p^2, \\ \mu_{11}^{(2)} \mu_{22}^{(3)} (\beta d)^2 + \mu_{11}^{(3)} \mu_{22}^{(2)} (qd)^2 = (kd)^2 (a_2 \epsilon_{33}^{(2)} \mu_{22}^{(3)} - a_3 \epsilon_{33}^{(3)} \mu_{22}^{(2)}) = R_q^2. \quad (4)$$

Для  $E$ -волн соответствующее дисперсионное уравнение и соотношения между волновыми числами могут быть получены из (3) и (4) заменой  $\epsilon_{ij} \rightleftharpoons \mu_{ij}$ , поэтому здесь не выписываются.

Из дисперсионных уравнений следует, что в структуре возможно существование множества  $H$ - и  $E$ -типов волноводных мод, число которых зависит от толщины центрального слоя  $d$ , частоты и величины гиротропии.

Из множества комплексных корней дисперсионных уравнений при исследовании направляющих свойств структуры основной интерес представляют решения, соответствующие волноводным и поверхностным модам, направляемым структурой. В отсутствие гиротропии приходим к известным уравнениям для  $H$ - и  $E$ -волн, физические свойства которых исследованы [3, 4]:

$$\beta d = \arctg \frac{p}{\beta} + \arctg \frac{q}{\beta} + m\pi \quad \text{для } H\text{-волн;} \quad (5)$$

$$\beta d = \operatorname{arctg} \left[ \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \frac{q}{\beta} \right] + \operatorname{arctg} \left[ \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_3} \frac{p}{\beta} \right] + m\pi \quad \text{для } E\text{-волн,} \quad (6)$$

где

$$(qd)^2 + (\beta d)^2 = (kd)^2 (\varepsilon_2 - \varepsilon_3), \quad (pd)^2 + (\beta d)^2 = (kd)^2 (\varepsilon_2 - \varepsilon_1).$$

При наличии гиротропии в ряде частных структур, представляющих прикладной интерес, исследование физических свойств и приближенное решение дисперсионных уравнений может быть проведено путем графического анализа

**2. Гиромагнитные структуры.** В отсутствие электрической гиротропии свойства  $E$ -волн описываются уравнением (6). Поэтому ограничимся анализом физических свойств  $H$ -волн для некоторых невзаимных структур.

*а) Ферритовый слой между двумя диэлектриками.*

Дисперсионное уравнение имеет вид

$$\beta d = \operatorname{arctg} (\beta d)^{-1} [pd \mu_{\perp} + hd \mu_a \mu^{-1}] + \operatorname{arctg} (\beta d)^{-1} [qd \mu_{\perp} - hd \mu_a \mu^{-1}] + m\pi, \quad (7)$$

причем

$$(\beta d)^2 + (hd)^2 = (kd)^2 \varepsilon_2 \mu_{\perp}; \quad (8)$$

$$(\beta d)^2 + (pd)^2 = (kd)^2 (\varepsilon_2 \mu_{\perp} - \varepsilon_3) = R_p^2; \quad (9)$$

$$(\beta d)^2 + (qd)^2 = (kd)^2 (\varepsilon_2 \mu_{\perp} - \varepsilon_1) = R_q^2, \quad (10)$$

где  $\varepsilon_i$  — диэлектрические проницаемости слоев,  $\mu, \mu_a$  — компоненты тензора проницаемости ферритового слоя,  $\mu_{\perp} = (\mu^2 - \mu_a^2) \mu^{-1}$ . При равенстве диэлектрических проницаемостей верхнего и нижнего полупространств (рис. 1) структура обладает взаимными свойствами.

Пусть  $\varepsilon_3 \gg \varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2 \mu_{\perp} \gg \varepsilon_3$  ( $R_p^2, R_q^2 > 0$  — условия реализации направляющих свойств структуры). Соотношения (9), (10) представляют собой уравнения окружностей в плоскостях  $(\beta d) - (qd)$  и  $(\beta d) - (pd)$  с сильно различающимися радиусами, причем  $R_p \gg R_q$ . Поэтому  $p \gg \beta$ ,  $q \gg \beta$  и при малой анизотропии, представляющей особый интерес,  $(\beta d)^{-1} (pd \mu_{\perp} + hd \mu_a \mu^{-1}) \gg 1$  (условие малой анизотропии не является необходимым). В этом приближении дисперсионное уравнение приводится к виду

$$qd = -\mu_{\perp}^{-1} \beta d \operatorname{ctg} \beta d \pm \mu_a (\mu \mu_{\perp})^{-1} \sqrt{(kd)^2 \varepsilon_2 \mu_{\perp} - (\beta d)^2}, \quad (11)$$

удобному для графического решения совместно с дополнительными соотношениями (9) путем построения графиков в плоскости  $(\beta d) - (qd)$  и определения координат точек пересечения. Знаки плюс и минус соответствуют прямым и обратным волнам и показывают смещение известного графика функции  $(-x \operatorname{ctg} x)$  с коэффициентом пропорциональности  $\mu_{\perp}^{-1}$  вверх для прямых и вниз для обратных волн, что показывает невзаимность структуры. Электромагнитное поле концентрируется в области среднего слоя.

Введение гиротропии приводит к увеличению концентрации в области направляющего слоя поля прямой волны и уменьшению концентрации поля обратной волны. При этом критические частоты отсеки прямых волн уменьшаются, а обратных волн — растут. Для низшего индекса прямой волны при определенной величине гиротропии  $\omega_{кр} \rightarrow 0^*$ . С ростом гиротропии фазовая скорость прямых волн уменьшается,

\* Реально рабочая область частот снизу ограничена областью естественного ферромагнитного резонанса, где уровень затухания резко возрастает.

а обратных — возрастает. При некоторой гиротропии фазовая скорость обратной волны достигает значения фазовой скорости плоских электромагнитных волн и области диэлектрика с высокой проницаемостью, граничащего с гиротропным слоем. В этом случае структура теряет направляющие свойства для обратных волн, энергия которых излучается в область диэлектрика с высокой проницаемостью. При дальнейшем увеличении гиротропии решениям дисперсионного уравнения для обратных волн соответствуют «неправильные» или «вытекающие» волны [3], учет которых необходим при исследовании поля излучения или в задачах дифракции электромагнитных волн на неоднородностях структуры.

Характер дисперсионных кривых  $H$ -волн для двух индексов показан на рис. 2.

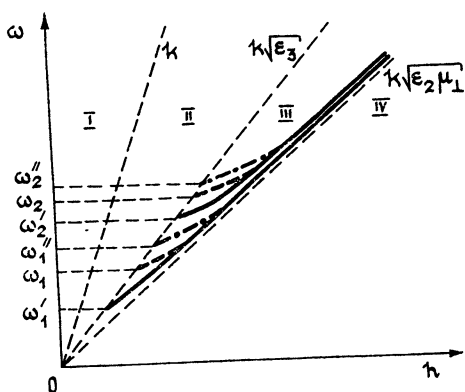


Рис. 2. Дисперсионные характеристики двух волноводных  $H$ -волн для ферритового слоя между диэлектриками с различной проницаемостью ( $\epsilon_3 > \epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$  — моды подложки, III — волноводные типы волн, IV — запрещенная зона,  $\omega_{1,2}$  и  $\omega_{1,2}''$  — частоты отсечки прямых и обратных волн,  $\omega_{1,2}$  — частоты отсечки-прямых и обратных волн в отсутствие гиротропии).

Критическая толщина слоя для прямых и обратных волн, а также частоты отсечки определяются соотношениями

$$kd \sqrt{\epsilon_2 \mu_{\perp} - \epsilon_3} = m \frac{\pi}{2} \mp \operatorname{arctg} \frac{\mu_a}{\mu} \sqrt{\frac{\epsilon_3}{\epsilon_2 \mu_{\perp} - \epsilon_3}}. \quad (12)$$

Относительно критических частот или длин волн соотношение (12) является трансцендентным из-за частотной зависимости компонент тензора магнитной проницаемости.

Вдали от резонансных областей частотной зависимостью компонент тензора  $\mu$  в некотором диапазоне частот в первом приближении можно пренебречь, что позволяет получить простые расчетные соотношения для критических длин прямых и обратных волн:

$$\lambda_{m \text{ кр}} \approx \frac{2\pi d \sqrt{\epsilon_2 \mu_{\perp} - \epsilon_3}}{m \frac{\pi}{2} \mp \operatorname{arctg} \frac{\mu_a}{\mu} \sqrt{\frac{\epsilon_3}{\epsilon_2 \mu_{\perp} - \epsilon_3}}}. \quad (13)$$

Соотношение (13) может использоваться и для точных расчетов путем последовательного приближения (определение  $\lambda_{m \text{ кр}0}$ ,  $\lambda_{m \text{ кр}1} = f(\lambda_{m \text{ кр}0})$ ,  $\lambda_{m \text{ кр}2} = f(\lambda_{m \text{ кр}1})$  и т. д.).

Отношение критических длин прямой и обратной волн уменьшается с ростом индекса  $m$  и увеличением величины гиротропии  $\mu_a \mu^{-1}$ , а также уменьшением разности величин  $\epsilon_2 \mu_{\perp} - \epsilon_3$ . (Таким образом, диапазон невзаимной предельности может достигать достаточной для практического использования величины при сравнительно малой величине гиротропии  $\mu_a \mu^{-1} \sim 10^{-2} \div 10^{-1}$ , что представляет прикладной интерес в разработке элементов субмиллиметрового диапазона.) Уменьшение величины  $\epsilon_2 \mu_{\perp} - \epsilon_3$  приводит к возрастанию критической толщины среднего слоя для прямых и обратных волн и уменьшению концентрации прямых волн в области среднего слоя.

б) Диэлектрический слой ( $\epsilon_2, \mu_0$ ) на ферритовой подложке ( $\epsilon_3, \mu$ ) в свободном пространстве ( $\epsilon_1, \mu_0$ ).

Для того, чтобы структура обладала направляющими свойствами, необходимо  $\epsilon_2 > \epsilon_3 \mu_{\perp}, \epsilon_1$ . Пусть, кроме того,  $\epsilon_2 \approx \epsilon_3 \mu_{\perp}$  и  $(\epsilon_2 - \epsilon_1) \times (\epsilon_2 - \epsilon_3 \mu_{\perp})^{-1} \gg 1$ . Тогда дисперсионное уравнение для  $H$ -волн имеет вид

$$qd = -\mu_{\perp} \beta d \operatorname{ctg} \beta d \pm \mu_a \mu^{-1} \sqrt{(kd)^2 \epsilon_2 - (\beta d)^2}, \quad (14)$$

причем

$$(\beta d)^2 + (hd)^2 = (kd)^2 \epsilon_2,$$

$$(\beta d)^2 + (pd)^2 = (kd)^2 (\epsilon_2 - \epsilon_1),$$

$$(\beta d)^2 + (qd)^2 = (kd)^2 (\epsilon_2 - \epsilon_3 \mu_{\perp}).$$

Сопоставление дисперсионных уравнений (11) и (14) показывает, что физические свойства структур 2а, 2б аналогичны. Однако для диэлектрической пластины на ферритовой подложке за счет концентрации поля в области слоя 2, в качестве которого можно выбрать диэлектрик с малым тангенсом угла диэлектрических потерь, потери в структуре для прямых волн меньше и, кроме того, снижается уровень просачивания энергии обратных волн за счет потерь проводимости. Критические параметры структуры определяются соотношениями

$$kd \sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_3 \mu_{\perp}} \pm m \pi \mp \operatorname{arctg} \frac{\mu_a}{\mu} \sqrt{\frac{\epsilon_3}{\mu_{\perp} (\epsilon_2 - \epsilon_3 \mu_{\perp})}}, \quad (15)$$

где  $m = 1, 3, 5, \dots$  (из-за несимметрии структуры возможны только нечетные типы волн). Для другого крайнего случая ( $\epsilon_1 \approx \epsilon_3 \mu_{\perp}$ ) соотношение для расчета критических параметров совпадает с (15). Это показывает, что неважные предельные свойства рассматриваемой структуры связаны с асимметрией гиротропных свойств.

в) Диэлектрический слой ( $\epsilon_2, \mu_0$ ) между идентичными ферритовыми слоями ( $\epsilon_{\phi}, \mu$ ).

Для простоты рассмотрим случай одинаковых ферритовых слоев. Подмагничивание в одинаковом направлении приводит к взаимным свойствам направляющей структуры, частично рассмотренным в [5]. Ориентация осей гиротропии во взаимно противоположных направлениях определяет неважные свойства структуры, описываемые уравнениями для четных и нечетных волн:

$$pt = \mu_{\perp} \beta t \operatorname{tg} \beta t \pm \mu_a \mu^{-1} \sqrt{(kt)^2 \epsilon_2 - (\beta t)^2}, \quad m = 0, 2, 4, 6, \dots,$$

$$pt = -\mu_{\perp} \beta t \operatorname{ctg} \beta t \pm \mu_a \mu^{-1} \sqrt{(kt)^2 \epsilon_2 - (\beta t)^2}, \quad m = 1, 3, 5, \dots,$$

где  $t = (1/2)d$ . Из дисперсионных уравнений следует, что по характеристикам нечетные типы  $H$ -волн в рассматриваемой структуре полностью совпадают с  $H$ -волнами в диэлектрическом слое на ферритовой подложке, толщина которого в два раза меньше толщины диэлектрика в исследуемом симметричном случае.

Четные типы волн также обладают неважными свойствами и могут быть исследованы графическим методом. Критические параметры для всех индексов определяются соотношением

$$kt \sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_{\phi} \mu_{\perp}} = m \frac{\pi}{2} \mp \operatorname{arctg} \frac{\mu_a}{\mu} \sqrt{\frac{\epsilon_{\phi}}{\mu_{\perp} (\epsilon_2 - \epsilon_{\phi} \mu_{\perp})}},$$

$m = 1, 2, 3, 4, \dots$  Наличие четных мод уменьшает область существования одномодового режима с неважными свойствами. В несимметрич-

ной структуре возможен режим, когда явление невязанной предельности наблюдается для двух соседних индексов, т. е. когда в прямом направлении может распространяться  $m + 2$  типов волн, а в обратном направлении  $m$  типов.

**3. Поверхностные волны.** Наряду с действительными значениями поперечного волнового числа  $\beta$ , соответствующими волноводным модам структуры, решения дисперсионных уравнений могут давать мнимые значения, соответствующие поверхностным волнам, энергия которых концентрируется у одной из границ раздела. Наличие этих волн связано с направляющими свойствами гиротропных неоднородностей. В общем случае дисперсионное уравнение для анализа поверхностных волн можно представить в виде, удобном для графического анализа ( $\beta' = j\beta$ ):

$$\text{th } \beta' d = \frac{\alpha + \gamma}{1 + \alpha\gamma}.$$

В большом числе случаев поверхностный характер исследуемых волн позволяет ограничиться изучением направляющих свойств границ раздела с гиротропными средами. В общем случае для границы раздела двух гиротропных сред дисперсионное уравнение

$$\left( jh \frac{\mu_{21}^{(2)}}{\mu_{11}^{(2)}} + p \right) \mu_{\perp}^{(1)} = \left( jh \frac{\mu_{21}^{(1)}}{\mu_{11}^{(1)}} - q \right) \mu_{\perp}^{(2)}.$$

В частности, для границы раздела феррит — диэлектрик имеем

$$\pm \mu_a \mu^{-1} h + \sqrt{h^2 - k^2 \varepsilon_a} + \sqrt{h^2 - k^2 \varepsilon_{\phi} \mu_{\perp}^2} = i0.$$

Анализ уравнения показывает, что структура обладает направленными свойствами, исследованными частично в [6]. На границе раздела двух одинаковых гиротропных сред с противоположно ориентированными осями гиротропии также возможно существование однонаправленных поверхностных волн. Постоянная распространения  $h = k \sqrt{\varepsilon_{\phi} \mu}$ ,  $p = q = \mu_a \mu^{-1} h$ . Степень концентрации поля у границы раздела пропорциональна величине гиротропии  $\mu_a \mu^{-1}$ . При возбуждении волноводных мод одновременно может произойти возбуждение и поверхностных мод, не имеющих частот отсечки, что необходимо учитывать при разработке гиротропных элементов (например, на разных сторонах ферритовой пластины возбуждаются поверхностные моды с противоположными направлениями распространения).

**4. Гироэлектрические и смешанные структуры.** В отсутствие магнитной гиротропии физические свойства  $H$ -волн описываются уравнением (5). При наличии электрической гиротропии наблюдается явление невязанной предельности для  $E$ -волн (например, гироэлектрический слой между двумя диэлектриками с существенно различающейся диэлектрической проницаемостью, диэлектрический слой на гиротропной подложке, диэлектрик между двумя гироэлектрическими слоями с противоположно ориентированными осями гиротропии). Дисперсионные уравнения могут быть легко получены из (3) и приведены описанным выше способом к виду, удобному для графического анализа.

Случай электрической гиротропии наиболее интересен в диапазоне от коротковолновой части СВЧ до оптического, где величина магнитной гиротропии крайне мала для практического использования. Например, для пленки  $\text{K Ta}_{0,65} \text{Nb}_{2} \text{O}_3$  ( $d = 0,8 \text{ мк}$ ) ( $\varepsilon_{11} = 5,33$ ,  $\varepsilon_{22} = 5,25$ ,  $\varepsilon_{33} = 5,23$ ,  $\varepsilon_{12} = \varepsilon_{21}^* = j 2,02 \cdot 10^{-2}$  [7]), расположенной на гранатовой подложке ИЖГ ( $\varepsilon = 5,29$ ) в свободном пространстве, критические

длины прямых и обратных волн низших типов примерно равны  $0,617 \times 10^{-6}$  м,  $0,652 \times 10^{-6}$  м. Не останавливаясь на особенностях физических свойств  $E$ -волн в гиротропных структурах, отметим интересную, на наш взгляд, возможность одновременного и независимого управления  $E$ - и  $H$ -волнами в комбинированных структурах с гиротропными и гироэлектрическими слоями, например, в диэлектрическом слое между гироэлектрической и гиромангнитной подложками. Ориентация осей гиротропии в одинаковом или противоположном направлениях позволяет реализовать направленные свойства  $E$ - и  $H$ -волн в одном или взаимно противоположных направлениях.

---

Получены дисперсионные уравнения для  $E$ - и  $H$ -волн в гиротропной структуре при поперечном подмагничивании в плоскостях раздела сред. Показана возможность графического анализа физических свойств ряда гиротропных структур, представляющих прикладной интерес при некоторых ограничениях на соотношения параметров сред. Рассмотрено явление невзаимной предельности волноводных  $H$ - (магнитная гиротропия) и  $E$ -волн (электрическая гиротропия), величина которой может быть достаточно велика для практических приложений при малой гиротропии.

Комплексные волны в невзаимных структурах и их возбуждение представляют самостоятельный интерес и будут рассмотрены отдельно. Описанные структуры могут явиться основой широкого класса невзаимных элементов в большом диапазоне частот на различных направляющих структурах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Звездин А. К., Котов В. А. — Микроэлектроника, 1977, 6, вып. 4, с. 320.
2. Микаэлян А. Л. Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах. — М.—Л.: Госэнергоиздат, 1963.
3. Burke J. J. — Appl. Opt., 1970, 9, № 11, 2444.
4. Введение в интегральную оптику. /Под ред М. Барноски. — М.: Мир, 1977. — С. 47.
5. Srivastava N. C. — IEEE Trans., 1978, МТТ-26, №3, p. 213.
6. Parekh J. P., Ponomgi S. R. — J. Appl. Phys., 1973, 44, № 3, p. 1384.
7. Wang S., Shag M., Crow J. — J. Appl. Phys., 1972, 43, № 4, p. 1861.

Куйбышевский электротехнический  
институт связи

Поступила в редакцию  
29 октября 1979 г.

#### NONRECIPROCAL PROPERTIES OF STRATIFIED GYROTROPIC WAVEGUIDING STRUCTURES

A. G. Glushchenko, V. A. Neganov

Trilaminar plane gyrotropic structures are investigated with a transverse orientation of gyrotropic axes relative to the propagation direction. The gyrotropy introduction permits to control critical parameters of direct and back waves. A particular attention is paid to asymmetrical structures where nonreciprocal regime is realized, and the relation of critical frequencies of back and direct waves may reach large values with small gyrotropy. Cases of electric and magnetic gyrotropy are considered. A possibility is shown for the diagram solution of dispersive equations of a number of nonreciprocal structures being of a practical interest for development of wide band nonreciprocal elements.