

неустойчивости $\Gamma \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$ (длина волны модуляции $\sim 1,5 \text{ см}$). Отметим, что полученные результаты могут быть полезны для диагностики плазмы, так, определив инкремент неустойчивости, можно судить о концентрации или температуре носителей плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дворяковский В. П., Петрухин Н. С., Файнштейн С. М. — Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1978, 14, с. 21.
2. Дворяковский В. П., Петрухин Н. С., Файнштейн С. М. — Физика плазмы, 1979, 5, с. 79.
3. Дворяковский В. П., Файнштейн С. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 5, с. 533.
4. Островский Л. А. — В сб.: Нелинейная оптика — Новосибирск: Наука, 1968.
5. Рабинович М. И., Штильман Л. Е. — Изв. вузов — Радиофизика, 1973, 16, № 11, с. 1680.

Горьковский политехнический институт

Поступила в редакцию
5 марта 1981 г.

УДК 621.372.8

К ТЕОРИИ ПРИЗМЕННОЙ СВЯЗИ С ФЕРРИТОВЫМ ВОЛНОВОДОМ

В. В. Малов, З. М. Усманова, Л. В. Иогансен

Призмный накопитель [1], состоящий из подложки 1, ферритового волновода 2, слоя НПВО 3 и призмы 4, изображен на рис. 1. Мы полагаем, что все среды — изотропные диэлектрики с диэлектрическими проницаемостями ϵ_i , $1 \leq i \leq 4$. Среда 1, 3, 4 — немагнитные, т. е. для них $\mu = 1$. Феррит считается обладающим такой областью естественного ферромагнитного резонанса (ФМР), что он допускает в миллиметровом диапазоне возможность управления магнитными характеристиками с помощью постоянного магнитного поля H_0 , меняющегося по величине [2]. Тензор высокочастотной магнитной проницаемости феррита в случае внешнего поля H_0 , направленного по оси y , имеет вид

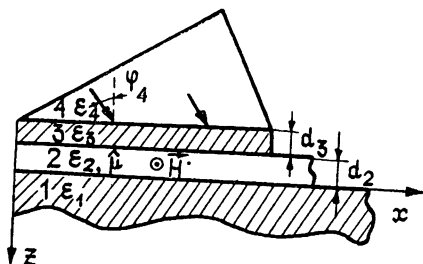


Рис. 1.

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & 0 & -ik \\ 0 & 1 & 0 \\ ik & 0 & \mu \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где μ и k имеют в общем случае как действительную часть, так и мнимую. Последняя ответственна за поглощение.

Явный вид выражений для μ и k [3] не приводится ввиду их значительной громоздкости. Для целей управления достаточно учитывать, что $\mu = \mu(H_0)$, $k = k(H_0)$. В ферритовом волноводе вдоль оси x могут распространяться волны двух типов: ТЕ- и ТМ-волны. В ТМ-волнах магнитное поле волны направлено по оси y , и волна нечувствительна к изменению H_0 . На изменение H_0 реагируют ТЕ-волны. Только они и будут интересовать нас ниже. Для этих волн дисперсионное уравнение имеет следующий вид [3]:

$$\operatorname{tg} k_{z2} d_2 = \frac{(k_{z2}/\mu_{\text{эфф}})(q_1 + q_3)}{\left[(k_{z2}^2/\mu_{\text{эфф}}^2) - q_1 q_3 + k_x^2/k_{\text{эфф}}^2 + (k_x/k_{\text{эфф}})(q_3 - q_1) \right]}. \quad (2)$$

Здесь k_x , k_{z2} — соответствующие проекции волнового вектора распространяющейся вдоль оси x монохроматической волны частоты ω , причём $k_x^2 + k_{z2}^2 = \epsilon_2 \mu_{\text{эфф}} \omega^2$, $\mu_{\text{эфф}} = (\mu^2 - k^2)/\mu$, $q_{1,3} = (k_x^2 - \epsilon_{1,3} \omega^2)^{1/2}$, $k_{\text{эфф}} = (\mu^2 - k^2)/k$. Уравнение (2) позволяет найти закон дисперсии в виде $\varphi_2 = \varphi_2(\omega)$, где φ_2 — угол падения электромагнитной волны в волноводном слое 2 и далее определить φ_1 , что и проделано ниже. Наряду с зависимостью $\varphi_2 = \varphi_2(\omega)$ важнейшей характеристикой призмного накопителя является длина l_0 связи волновода с призмой. Выражения для

характеристик призмного накопителя приведены в [1]. Они имеют одинаковый вид для волноводов с различными диэлектрическими и магнитными проницаемостями. Вся же зависимость от последних заключена в l_0 .

Для нахождения l_0 в рассмотренном случае мы воспользовались методом, развитым в [1]. Не приводя вывода, приведем сразу результат:

$$l_0 = \frac{k_x (k_{z4}^2 + q_3^2) [k_{z2}^2 / \mu_{\text{эфф}}^2 + (q_3 + k_x / k_{\text{эфф}})^2]}{4q_3^2 k_{z2}^2 (k_{z4} / \mu_{\text{эфф}})} e^{2q_3 d_3} d_2 \mu_{\text{эфф}}, \quad (3)$$

где $k_{z4} = (\epsilon_4 \omega^2 - k_x^2)^{1/2}$, а эффе́ктивная толщина волновода определяется выражением

$$d_2 \mu_{\text{эфф}} = \frac{2 [(k_{z2}^2 / \mu_{\text{эфф}}^2 + q^2 + k_x^2 / k_{\text{эфф}}^2) (k_{z2}^2 + q^2) - (2 \epsilon_2 \omega^2 \mu_{\text{эфф}} k_x^2 / k_{\text{эфф}}^2) q^2]}{\mu_{\text{эфф}} q [(k_{z2}^2 / \mu_{\text{эфф}}^2 - q^2 + k_x^2 / k_{\text{эфф}}^2)^2 + 4k_{z2}^2 q^2 / \mu_{\text{эфф}}^2]}. \quad (4)$$

Начиная с (4), чтобы избежать излишней громоздкости, мы полагаем $\epsilon_1 = \epsilon_3$, $q_1 = q_3 = q$.

Пусть под действием внешнего поля H_0 меняются μ и k . Изменение μ и k порождает изменение угла φ_2 и соответствующего ему угла в призме φ_4 : $\sin \varphi_4 = \sqrt{\epsilon_2 \mu_{\text{эфф}} / \epsilon_4} \sin \varphi_2$. Одновременно меняется и l_0 .

Для качественного анализа характера зависимости $\varphi_4 = \varphi_4(\mu, k)$ полезно найти изменение резонансного угла при малых изменениях μ и k .

Из (2) после несложных алгебраических преобразований находим

$$\Delta \varphi_4 = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_4 \sin 2\varphi_4} \left\{ \frac{(\mu^2 + k^2)}{\mu^2} \left(\frac{d_{2\mu}^*}{d_2 \mu_{\text{эфф}}} \right) \Delta \mu - \frac{2k}{\mu} \left(\frac{d_{2k}^*}{d_2 \mu_{\text{эфф}}} \right) \Delta k \right\}, \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} d_{2\mu}^* &= d_2 + \left\{ 2q \left[(k_x^2 - k_{z2}^2) \left(\frac{k_{z2}^2}{\mu_{\text{эфф}}^2} + q^2 - \frac{k_x^2}{k_{\text{эфф}}^2} \right) - \frac{8k_x^2 k_{z2}^2}{(\mu_{\text{эфф}}^2 + k_{\text{эфф}}^2)} \right] \right\} \times \\ &\times \left\{ \mu_{\text{эфф}}^2 \epsilon_2 \omega^2 \left[\left(\frac{k_{z2}^2}{\mu_{\text{эфф}}^2} - q^2 + \frac{k_x^2}{k_{\text{эфф}}^2} \right)^2 + \frac{4k_{z2}^2 q^2}{\mu_{\text{эфф}}^2} \right] \right\}^{-1}, \\ d_{2k}^* &= d_2 + \left\{ 2q \left[(k_x^2 - k_{z2}^2) \left(\frac{k_{z2}^2}{\mu_{\text{эфф}}^2} + q^2 - \frac{k_x^2}{k_{\text{эфф}}^2} \right) - \right. \right. \\ &\left. \left. - \frac{2k_x^2 k_{z2}^2 (\mu_{\text{эфф}}^2 + k_{\text{эфф}}^2)}{\mu_{\text{эфф}}^2 k_{\text{эфф}}^2} \right] \right\} \left\{ \mu_{\text{эфф}}^2 \epsilon_2 \omega^2 \left[\left(\frac{k_{z2}^2}{\mu_{\text{эфф}}^2} - q^2 + \frac{k_x^2}{k_{\text{эфф}}^2} \right)^2 + \frac{4k_{z2}^2 q^2}{\mu_{\text{эфф}}^2} \right] \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (6)$$

Как видно из (5), изменение угла φ_4 при изменении μ и k , во-первых, пропорционально отношению ϵ_2/ϵ_4 , во-вторых, растет с приближением φ_4 к $\pi/2$ и, наконец, пропорционально отношениям $d_{2\mu}^*/d_2 \mu_{\text{эфф}}$. Последние имеют смысл степени локализации поля внутри волновода. При малых q , $q \ll k_x$, что соответствует моде волновода с углом φ_2 , близким к предельному углу, значительная доля потока переносится через слои 1 и 3, в результате отношение $(d_{2\mu}^*/d_2 \mu_{\text{эфф}}) \ll 1$. С ростом q степень локализации поля в магнитной управляемой области, т. е. $(d_{2\mu}^*/d_2 \mu_{\text{эфф}})$, растет и соответственно растет чувствительность φ_4 к изменению μ и k .

На рис. 2 представлены результаты численного решения уравнения (2) при различных величинах отношения $2\pi d_2/\lambda$. С увеличением отношения $2\pi d_2/\lambda$ растет степень локализации поля в магнитной области, в результате чувствительность $\partial \varphi_4/\partial \mu$ растет. При $2\pi d_2/\lambda \approx 1,5$ изменение μ от 0,8 до 1,2 приводит к повороту излучения на 20° .

Для практики желательно, чтобы при всех вариациях угла φ_4 характерная длина связи менялась как можно слабее. Значительное изменение l_0 может привести к тому, что l_0 станет больше характерной длины поглощения и излучение не будет выходить из резонатора. На рис. 2 демонстрируется также зависимость $l_0 = l_0(\mu)$ для случая $d_3/\lambda = 0,1$.

Значительное изменение l_0 на кривой 3 объясняется приближением углов падения к скользящим ($l_0 \sim 1/k_{z4}$). Но и в этой области углов падения можно ослабить изменение l_0 , одновременно управляя магнитными или диэлектрическими характеристиками слоя 3.

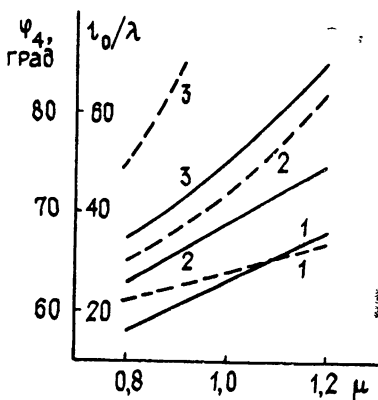


Рис. 2. Зависимость резонансного угла φ_4 (сплошная линия) и характерной длины связи волновода с призмой (пунктирная линия) от магнитной проницаемости феррита: $\epsilon_2 = 11$, $\epsilon_1 = 2$; кривая 1 — $2\pi d_2/\lambda = 0,85$; 2 — 1,1; 3 — 1,53; магнитная проницаемость меняется, как в [6].

Остановимся теперь на вопросе о фокусировке излучения [4, 5]. Для слабой фокусировки необходимо, чтобы при смещении вдоль волновода линейно изменялся резонансный угол φ_4 [5]. Нетрудно убедиться, что это может быть достигнуто линейным изменением μ вдоль волноводного слоя 2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иогансен Л. В.—ЖТФ, 1962, 31, с. 406; Авторское свидетельство № 150542.— Бюл. изобрет., 1962, № 19.
2. Beurse S. V.—Microwaves, 1979, 18, p. 34.
3. Bardati F., Lampariello P.—IEEE Trans Microwave Theor. Tech., 1979, MTT-27, p. 679.
4. Иогансен Л. В., Малов В. В.—Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 7, с. 1060.
5. Малов В. В., Туровцев А. В., Иогансен Л. В.—Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 5, с. 636.
6. Редечкин В. Н.—Радиотехника, 1976, 31, с. 37.

Всесоюзный заочный институт текстильной и легкой промышленности

Поступила в редакцию 19 ноября 1981 г.

УДК 621.3.032.266

КЛИСТРОН С РЕЛЯТИВИСТСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ*

А. С. Ельчанинов, Ф. Я. Загулов, С. Д. Коровин,
В. В. Ростов, А. В. Сморгонский

Релятивистские электронные пучки, формируемые сильноточными ускорителями, могут быть использованы для создания не только высокоэффективных СВЧ генераторов [1, 2], но, согласно теории [3, 4], и усилителей когерентного электромагнитного излучения. Однако реализация таких усилителей осложняется тем, что разрыв между мощностью релятивистских электронных пучков и мощностью стандартных СВЧ генераторов, которые было бы удобно применять в качестве входных модулирующих устройств, очень велик. Поэтому в усилителе с мощным пучком, но не слишком большим коэффициентом усиления, КПД оказывается невысоким [5].

Паллиативным решением проблемы может служить создание секционированного усилителя, во входном резонаторе которого реализуется режим автоколебаний. Ниже приводятся результаты эксперимента по исследованию работы прибора клистронного

* Работа доложена на II Всесоюзном семинаре по релятивистской электронике, Томск, 1980.