Доклады Академии наук СССР
1955. Том 104, № 1

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

А. Л. МИКАЭЛЯН

О ВЕНТИЛЬНЫХ СИСТЕМАХ ДЛЯ ЛЕНТОЧНОЙ И КОАКСИАЛЬНОЙ ЛИНИЙ

(Представлено академиком В. А. Котельниковым 5 IV 1955)

Исследование магнитооптических явлений в волноводах, содержащих намагниченные ферриты, представляет значительный интерес ввиду возможности использования этих явлений для решения ряда задач волноводной техники. Важна задача создания вентильных систем, т. е. волноводных элементов, ведущих себя по-разному для волн, проходящих через них в противоположных направлениях. Эта задача, как известно, может быть решена различными способами как в случае круглого, так и прямоугольного волновода, в котором распространяется определенный тип волн. С практической точки зрения наибольший интерес представляют случаи круглого волновода с волной H_{11} и прямоугольного волновода с волной H_{10}, применяемые на сантиметровых волнах.

Задача создания вентильных систем на более длинных волнах, где используются коаксиальные и ленточные линии, в которых распространяется волна типа TEM, представляет большой интерес. Для ее решения можно, как будет показано ниже, использовать электронную плазму, находящуюся под воздействием постоянного магнитного поля напряженности H_z. Такая среда анизотропна и для случая поперечной плоской волны, распространяющейся вдоль оси z, может быть охарактеризована тензором диэлектрической проницаемости вида ([1], [2]):

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon & -iq & 0 \\ iq & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix}.$$

Если считать плазму однородной и пренебречь потерями на соударения электронов с молекулами и ионами, то:

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = \frac{\varepsilon_{xx}}{\varepsilon_0} = 1 + \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2 - \omega^2}, \quad \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_0} = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2},$$

$$\frac{q}{\varepsilon_0} = \frac{i\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_0} = -\frac{i\varepsilon_{yx}}{\varepsilon_0} = \frac{\omega_p}{\omega}\frac{\omega_0^2}{\omega_p^2 - \omega^2}, \quad \omega_0^2 = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} = 3{,}22 \cdot 10^3 N,$$

$$\omega_p = \frac{e}{m}\mu_0 H_z = 1{,}758 \cdot 4\pi \cdot 10^4 H_{z(A/M)} = 2\pi \cdot 2{,}797 \cdot 10^6 \cdot H_{z(\text{эрст.})}.$$

ω_p — частота гиромагнитного резонанса; H_z — постоянное магнитное поле; N — число электронов в 1 м³. Магнитная проницаемость плазмы близка к μ_0. В рассматриваемых ниже задачах оказывается возможным использовать этот тензор и в случае плоской волны, имеющей продольную составляющую электрического поля (см. примечание в конце статьи).

При исследовании различных случаев распространения электромагнитных волн в такой безграничной среде наиболее просто воспользоваться известным решением этой задачи для случая безграничной ферритовой среды ([3]), параметры которой определяются величинами:

$$\varepsilon \text{ и } [\mu] = \begin{bmatrix} \mu & -ik & 0 \\ ik & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix}. \tag{2}$$

В этом решении следует, согласно принципу поляризационной двойственности ([4]) (который, как нетрудно показать, справедлив и в случае рассматриваемых анизотропных сред), сделать перестановки: $\varepsilon \to -\mu$, $\mu \to -\varepsilon$, $k \to -q$, $\mu_z \to -\varepsilon_z$, $\vec{E} \to \vec{h}$, $\vec{h} \to \vec{E}$. Тогда получим новое решение, описывающее те же процессы в плазме.

Среди различных случаев распространения волн в безграничном электронном газе мы отметим лишь случай «необыкновенной» волны, распространяющейся в направлении, перпендикулярном направлению магнитного поля, с постоянной распространения, равной

$$k_\perp = \omega \sqrt{\mu \varepsilon_\perp} \cong \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_\perp}, \tag{3}$$

где

$$\frac{\varepsilon_\perp}{\varepsilon_0} = 1 + \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega_p^2 + \omega_0^2 - \omega^2}. \tag{4}$$

Частота поперечного гиромагнитного резонанса (при которой $\varepsilon_\perp \to \infty$) будет равна

$$\omega_\perp = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_p^2}. \tag{5}$$

Как видим, эта частота зависит от ω_0^2 (т. е. от плотности электронов), что позволяет регулировать ее изменением величины ω_0*. Резонансная частота $\omega_\perp$ уменьшается с уменьшением ω_0.

По поводу формулы (4) мы отметим два обстоятельства:

1) Концентрацию электронов ω_0^2 возможно измерять путем измерения в момент резонанса напряженности магнитного поля ω_p и частоты распространяющейся волны.

2) При $\omega = \omega_0$ и в присутствии постоянного магнитного поля ($\omega_p \neq 0$) величина $\varepsilon_\perp = \varepsilon_0$. Следовательно, волновое сопротивление электронного газа будет равно таковому для свободного пространства, и от границы раздела плазмы и воздуха волны при нормальном падении отражаться не будут, что легко зафиксировать экспериментально. Это можно использовать не только для измерения величины ω_0, но и для других целей.

Если участок ленточной двухпроводной линии, представляющей две параллельные проводящие плоскости, заполнить электронным газом, как показано на рис. 1, то такой элемент будет вести себя по-разному для волн, распространяющихся в противоположных направлениях, т. е. будет обладать вентильными свойствами.

Используя принцип поляризационной двойственности и действуя так же, как в нашей работе ([3]), легко получить выражения для составляющих полей суммарного поля в зонах *1* и *2* (рис. 1).

Используя условия непрерывности на границе $x = 0$, получим трансцендентное уравнение для определения постоянной распространении γ_y:

---

* Как известно, частота продольного гиромагнитного резонанса (при распространении волн вдоль постоянного магнитного поля) не зависит от ω_0, а равна численно величине ω_p.

$$\frac{q}{\varepsilon}\gamma_y + k_{\perp x}\operatorname{tg}(k_{\perp x}t_1 - \alpha) + \frac{\varepsilon_\perp}{\varepsilon_0}k_{0x}\operatorname{tg}k_{0x}t_2 = 0 \qquad (6)$$

или

$$\frac{q}{\varepsilon}\gamma_y\frac{\varepsilon_\perp}{\varepsilon_0}k_{0x}\operatorname{tg}k_{\perp x}t_1\cdot\operatorname{tg}k_{0x}t_2 +$$

$$+\left(k_{\perp x}^{2i} + \frac{q^2}{\varepsilon^2}\gamma_y^2\right)\operatorname{tg}k_{\perp x}t_1 + \frac{\varepsilon_\perp}{\varepsilon_0}k_{\perp x}k_{0x}\operatorname{tg}k_{0x}t_2 = 0. \qquad (7)$$

Из этого уравнения следует, что абсолютная величина постоянной распространения γ_y зависит от знака γ_y, т. е. фазовая скорость и затухание различны для волн, распространяющихся в противоположных направлениях. Использование этого явления и позволяет создать для волн в ленточной линии различные типы вентильных систем, аналогичных таковым для волны H_{10} в прямоугольном волноводе, заполненном ферритом (3).

По поводу типов волн, существующих в ленточной линии, полезно заметить, что при отсутствии плазмы в ленточной линии могут распространяться волны типа E_{0n}, причем волна E_{00}, т. е. волна ТЕМ, единственная, распространяющаяся без затухания при любом расстоянии между идеально проводящими плоскостями. При наличии слоя диэлектрика вообще и слоя плазмы в частности типы волн, существующих в такой линии, отличаются от волн E_{0n} как структурой поля, так и значением фазовой скорости. Важным, однако, является тот факт, что и среди этих волн имеется волна низшего типа, которая хотя и имеет продольную составляющую электрического поля, параллельную плоскостям, но может распространяться при любом расстоянии между плоскостями. Эта волна

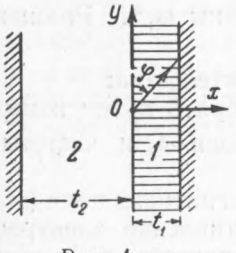


Рис. 1

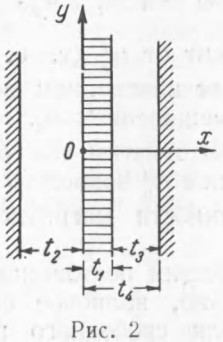


Рис. 2

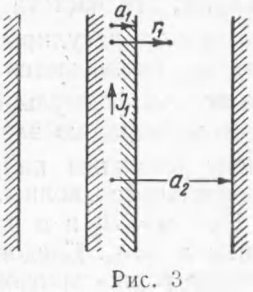


Рис. 3

переходит в обычную волну ТЕМ с уменьшением слоя диэлектрика или с уравниванием диэлектрических проницаемостей двух рассматриваемых слоев.

В более общем случае, когда слой плазмы расположен произвольно (см. рис. 2), пользуясь тем же методом, получим:

$$\frac{q}{\varepsilon}\gamma_y\frac{\varepsilon_\perp}{\varepsilon_0}k_{0x}(\operatorname{tg}k_{0x}t_2 - \operatorname{tg}k_{0x}t_3)\operatorname{tg}k_{\perp x}t_1 + \frac{\varepsilon_\perp}{\varepsilon_0}k_{\perp x}k_{0x}(\operatorname{tg}k_{0x}t_2 + \operatorname{tg}k_{0x}t_3) +$$

$$+\left[\left(\frac{q^2}{\varepsilon^2}\gamma_y^2 + k_{\perp x}^2\right) - \left(\frac{\varepsilon_\perp}{\varepsilon_0}k_{0x}\right)^2\operatorname{tg}k_{0x}t_2\cdot\operatorname{tg}k_{0x}t_3\right]\operatorname{tg}k_{\perp x}t_1 = 0. \qquad (8)$$

Отсюда следуют те же выводы, что и из уравнения (6) или (7). При $t_3 = 0$ уравнение (8) переходит в (7). В случае $\operatorname{tg}k_{0x}t_2 = \operatorname{tg}k_{0x}t_3$ необратимые явления пропадают.

Полученные выше результаты качественно применимы и к коаксиальной линии, к которой можно придти, сворачивая проводящие плоскости по оси z. Постоянное магнитное поле, которое в этом случае должно быть

направлено по координате φ, может быть создано постоянным током, текущим по внутреннему проводнику, и формула для расчета напряженности поля, создаваемой этим током, имеет вид $H_{r_1} = I_1/2\pi r_1$ (см. рис. 3). Как видим, слой плазмы выгодно располагать вблизи внутреннего проводника, где напряженность постоянного магнитного поля максимальна. Для ориентировки укажем, что на дециметровых волнах величина тока порядка 200—300 а достаточна для создания резонансной напряженности магнитного поля, необходимой для осуществления одного из типов вентильных систем. Другие типы вентильных систем требуют значительно меньших токов.

Результаты, аналогичные описанным выше, получаются также в случае, если вместо электронной плазмы использовать искусственный диэлектрик, в котором при наличии постоянного магнитного поля наблюдается явление Холла [1]. Диэлектрическая проницаемость такой среды характеризуется тензором вида (1), в котором [1] $\varepsilon = \varepsilon_0 + \alpha N = \varepsilon_z$, $q = \omega\alpha^2 N^2 R\mu_0 H_z$; здесь α — поляризуемость металлических частиц, образующих искусственный диэлектрик; N — число их в единице объема; ε_z — диэлектрическая проницаемость искусственного диэлектрика в отсутствие магнитного поля; R — коэффициент Холла, зависящий от материала частицы; H_z — напряженность постоянного магнитного поля; ω — частота распространяющейся волны.

В рассматриваемой среде, в отличие от случаев электронной плазмы (или феррита), отсутствуют какие-либо резонансные явления.

Примечание. Представление свойств электронного газа, находящегося под воздействием постоянного магнитного поля, тензором вида (1) справедливо, строго говоря, для случая плоской волны, не имеющей составляющей электрического поля вдоль направления распространения волны. Если волна распространяется вдоль оси y и имеет, кроме E_x и E_z, составляющую поля E_y, то уравнение движения электрона под действием этой волны при наличии постоянного магнитного поля H_z будет иметь вид:

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{e}{m}E_x + \frac{e}{m}\mu_0 H_z v_y, \quad \frac{dv_z}{dt} = \frac{e}{m}E_z,$$

$$\frac{dv_y}{dt} = \frac{\partial v_y}{\partial t} + v_y\frac{\partial v_y}{\partial y} = \frac{e}{m}E_y - \frac{e}{m}\mu_0 H_z v_x.$$

Введение тензора (1) справедливо в случае, если $|v_y\,\partial v_y/\partial y| \ll |\partial v_y/\partial t|$. Поскольку $E_y = E_{y_0}e^{i(\omega t - \gamma_y y)}$, то, считая в первом приближении $v_y = v_0 + v_{y_0}e^{i(\omega t - \gamma_y y)}$, получаем это условие в виде $v_y \ll \omega/\gamma_y$, т. е. скорость электрона должна быть много меньше фазовой скорости волны (последняя в рассмотренной выше задаче больше скорости света).

В случае, когда не применяется специальных мер для разгона электронов и уменьшения фазовой скорости волны (что имеет место, например, в лампах бегущей волны), средняя скорость электрона v_0, так же как и v_{y_0}, мала, и указанное условие выполняется.

Автор выражает глубокую признательность чл.-корр. АН СССР А. А. Пистолькорсу за обсуждение ряда вопросов.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступило
17 II 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] А. Л. Микаэлян, Усп. физ.наук, **51**, № 2, 205 (1953). [2] В. Л. Гинзбург, Теория распространения радиоволн в ионосфере, 1949. [3] А. Л. Микаэлян, А. А. Пистолькорс, Радиотехника, № 3 (1955). [4] Г. В. Кисунько, Электродинамика полых систем, 1949.