

УДК 621.372 853 2/3

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ВОЛНОВОДАХ С ГИРОТРОПНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

О. С. Мергелян

Излучение заряженных частиц в волноводах с анизотропным заполнением рассматривалось в ряде работ [1-3] (подробный анализ имеется в обзоре [4]). В [5] была решена задача об излучении в волноводе, заполненном гиротропным ферритом, однако неучет возникающей одновременно с гиротропией анизотропии не дает правильного результата. В настоящей работе исследуется излучение заряженной частицы в круглом волноводе, заполненном гиротропным диэлектриком или ферритом. В обоих случаях получены формулы для определения интенсивности и спектра излучения.

Пусть точечный заряд e движется по оси z гиротропного волновода радиуса r_0 . Мы подробно рассмотрим случай, когда волновод заполнен диэлектриком с тензорной диэлектрической проницаемостью

$$\epsilon_{ik} = \begin{pmatrix} \epsilon & -i\epsilon_2 & 0 \\ i\epsilon_2 & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

а для случая, когда содержимым волновода является феррит с проницаемостью

$$\mu_{ik} = \begin{pmatrix} \mu & -i\mu_2 & 0 \\ i\mu_2 & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

выпишем сразу результаты, так как переход совершается довольно просто. Если скорость заряда — v , то, введя обозначения

$$\beta = \frac{v}{c}, \quad s^2 = \beta^2 \epsilon \mu - 1, \quad s_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left[s^2 \left(1 + \frac{\epsilon_3}{\epsilon} \right) - \beta^2 \epsilon \mu \frac{\epsilon_2^2}{\epsilon^2} \pm b \right], \quad (3)$$

$$b = \left[s^4 \left(\frac{\epsilon_3}{\epsilon} - 1 \right)^2 + \beta^2 \epsilon \mu \frac{\epsilon_2^2}{\epsilon^2} \left\{ \beta^2 \epsilon \mu \frac{\epsilon_2^2}{\epsilon^2} - 2 \left(\frac{\epsilon_3}{\epsilon} + 1 \right) s^2 + 4 \frac{\epsilon_3}{\epsilon} \beta^2 \epsilon \mu \right\} \right]^{1/2},$$

для поля заряда в безграничном гиротропном диэлектрике имеем

$$E(R, t) = \int [E_1(r, \omega) + E_2(r, \omega)] \exp \left[i \frac{\omega}{v} (z - vt) \right] d\omega, \\ E_{1,2}(r, \omega) = \pm \frac{e}{2\epsilon v^2} \frac{|\omega|}{b} \frac{s_{1,2}^2 (s_{1,2}^2 - s^2)}{s_{1,2}^2 - \beta^2 \epsilon_3 \mu} \bar{H}_0^1 \left(\frac{|\omega|}{v} s_{1,2} r \right), \quad (4) \\ E_{1,2\varphi}(r, \omega) = \pm \frac{e}{2\epsilon v^2} \frac{\omega}{b} \frac{\epsilon_2}{\epsilon} \beta^2 \epsilon \mu s_{1,2} \bar{H}_1^1 \left(\frac{|\omega|}{v} s_{1,2} r \right).$$

Поля с индексами 1 и 2 имеют соответственно правую и левую эллиптическую поляризацию.

Записав отраженное поле в виде

$$E'_{1,2}(r, \omega) = a_{1,2} J_0 \left(\frac{|\omega|}{v} s_{1,2} r \right), \\ E'_{1,2\varphi}(r, \omega) = c_{1,2} J_1 \left(\frac{|\omega|}{v} s_{1,2} r \right), \quad (5) \\ c_{1,2} = - \frac{|\omega|}{\omega} \frac{\epsilon_2}{\epsilon} \beta^2 \epsilon \mu \frac{s_{1,2}^2 - \beta^2 \epsilon_3 \mu}{(s_{1,2}^2 - s^2) s_{1,2}} a_{1,2}$$

и обозначив $\frac{|\omega|}{v} s_{1,2} r_0 = \alpha_{1,2}$, из условия обращения в нуль z - и φ -компонент электрического поля при $r = r_0$ получим

$$a_1 = \frac{e}{2\varepsilon v^2} \frac{|\omega|}{b} \left\{ J_1(a_2) \frac{s_2^2 - \beta^2 \varepsilon_3 \mu}{s_2 (s_2^2 - s^2)} \left[s^2 (s_1^2 - s^2) + \beta^4 (\varepsilon \mu)^2 \frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon^2} \right] \bar{H}_0^1(a_1) + \right. \\ \left. + s_2 J_1(a_2) \bar{H}_0^1(a_2) + J_0(a_2) [s_1 \bar{H}_1^1(a_1) - s_2 \bar{H}_1^1(a_2)] \right\} \frac{1}{D}; \quad (6)$$

$$D = \frac{s_2^2 - \beta^2 \varepsilon_3 \mu}{s_2 (s_2^2 - s^2)} J_0(a_1) J_1(a_2) - \frac{s_1^2 - \beta^2 \varepsilon_3 \mu}{s_1 (s_1^2 - s^2)} J_0(a_2) J_1(a_1); \quad (7)$$

a_2 получается из a_1 взаимной заменой индексов 1 и 2 у $s_{1,2}$ и $a_{1,2}$ и знака при b . Энергия, генерируемая зарядом на единице пути, равна

$$-\frac{dW}{dz} = \frac{ie}{2v^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|\omega|}{\varepsilon b D} [A_1(|\omega|) + A_2(|\omega|)] d\omega,$$

$$A_1(|\omega|) = \text{Re} \left\{ s_2 [J_1(a_2) N_0(a_2) - J_0(a_2) N_1(a_2)] + s_1 J_0(a_2) N_1(a_1) + \right. \\ \left. + \frac{s_2^2 - \beta^2 \varepsilon_3 \mu}{s_2 (s_2^2 - s^2)} \left[s^2 (s_1^2 - s^2) + \beta^4 (\varepsilon \mu)^2 \frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon^2} \right] J_1(a_2) N_0(a_1) \right\}; \quad (8)$$

$A_2(|\omega|)$ получается из $A_1(|\omega|)$ заменой индексов 1 и 2 при $s_{1,2}$ и $a_{1,2}$. Спектр излучения дискретный и определяется из уравнения

$$D(\omega_l) = 0. \quad (9)$$

К решению этого уравнения мы вернемся позже

Если волновод заполнен гиротропным ферритом, то интенсивность излучения и его спектр опять определяются уравнениями (8), (9), но с другими значениями $A_{1,2}$, D и b , а именно:

$$A_1(|\omega|) = s_2 [J_0(a_2) N_1(a_2) - J_1(a_2) N_0(a_2)] - s_1 J_0(a_2) N_1(a_1) + \\ + \frac{s_1^2 - \frac{\mu_3}{\mu} s^2 - \frac{\mu_2^2}{\mu^2} \beta^2 \varepsilon \mu}{s_2 \left(s_2^2 - \frac{\mu_3}{\mu} s^2 \right)} J_1(a_2) N_0(a_1), \quad (10)$$

$$D(|\omega|) = J_0(a_1) J_1(a_2) \frac{1}{s_2 \left(s_2^2 - \frac{\mu_3}{\mu} s^2 \right)} - J_0(a_2) J_1(a_1) \frac{1}{s_1 \left(s_1^2 - \frac{\mu_3}{\mu} s^2 \right)},$$

$a_{1,2}$ и $s_{1,2}$ в формулах (10), а также b в (8) получаются из соответствующих величин для диэлектрика, определенных выше, заменой

$$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon} \rightarrow \frac{\mu_2}{\mu} \quad \text{и} \quad \varepsilon_3 \mu \rightarrow \varepsilon \mu_3.$$

Рассмотрим уравнение (9). Если выполняются условия $s_1^2 > 0$ и $s_2^2 > 0$, то излучаются волны правой и левой эллиптической поляризации. При больших значениях r_0 уравнение для определения спектра излучения принимает более простой вид:

$$\text{tg} \left(a_1 - \frac{\pi}{4} \right) = f \text{tg} \left(a_2 - \frac{\pi}{4} \right), \quad (9a)$$

где

$$f = \begin{cases} \frac{(s_1^2 - \beta^2 \varepsilon_3 \mu) s_2 (s_2^2 - s^2)}{(s_2^2 - \beta^2 \varepsilon_3 \mu) s_1 (s_1^2 - s^2)} & \text{для диэлектрика} \\ s_2 \left(s_2^2 - \frac{\nu_3}{\mu} s^2 \right) & \\ s_1 \left(s_1^2 - \frac{\nu_3}{\mu} s^2 \right) & \text{для феррита} \end{cases} \quad (11)$$

Если выполняется лишь одно из условий излучения, например, $s_1^2 > 0$, а $s_2^2 < 0$, то излучаются лишь волны одной поляризации. Условие на излучаемые частоты трудно получить из (9), заменив $J_{0,1}(\alpha_2) \rightarrow I_{0,1}(\alpha_2)$.

Отметим одну особенность в случае, когда реализуется лишь $s_1^2 > 0$. Известно [6, 7], что при отражении волны правой поляризации на границе гиротропной и изотропной среды она расщепляется и часть отраженной энергии в виде левополяризованной волны поглощается, что должно привести к разогреву заполняющего вещества.

При $\varepsilon_2 \rightarrow 0$ или $\nu_2 \rightarrow 0$ получаются результаты для волновода, заполненного одноосным кристаллом [1, 4].

ЛИТЕРАТУРА

1. М. И. Каганов, ЖЭТФ, 23, 514 (1953)
2. Л. С. Богданкевич, ЖТФ, 28, 1505 (1958)
3. Л. С. Богданкевич, ЖТФ, 31, 311 (1961).
4. Б. М. Болотовский, УФН, 75, 295 (1961)
5. Э. Д. Газазян, О. С. Мергелян, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 8, № 3, 629 (1965).
6. А. Л. Микаэлян, А. А. Пистелькорс, Изв. высш. уч. зав.—Радиотехника, 10, 3 (1955).
7. О. С. Мергелян, Изв. АН Арм. ССР, 15, 75 (1962).
8. О. С. Мергелян, ЖТФ, 37, 827 (1967).

Институт радиофизики и электроники
АН Армянской ССР

Поступила в редакцию
3 января 1968 г.

УДК 621.378.32

РАЗВИТИЕ ПОЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ГИГАНТСКОГО ИМПУЛЬСА РУБИНОВОГО ОРГ С НАСЫЩАЮЩИМСЯ ФИЛЬТРОМ В СФЕРИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ

А. М. Леонтович, М. Н. Попова, М. Я. Щелев

Как было показано в работе [1], обычно при развитии свободной генерации в рубиновом ОКГ в каждом пичке относительное распределение поля излучения по сечению ОКГ не изменяется — временной ход свечения во всех местах сечения ОКГ подобен. Это происходит из-за того, что время развития поля в поперечном направлении, определяемое явлениями дифракции и равно 10^{-8} — 10^{-7} сек, гораздо меньше времени развития возбуждающихся мод (10^{-6} сек), так что, если поперечная неоднородность поля возникает, то она успевает релаксировать за время развития пичка.

В тех же случаях, когда время развития импульса меньше времени поперечного развития поля, как, например, в гигантском импульсе, относительное распределение поля по сечению может изменяться из-за большого коэффициента усиления активной среды [2]. Поле вначале возникает в местах, где инверсия заселенности максимальна, а затем развивается во всем остальном сечении. Экспериментально это было показано в работе [3], в которой исследовалось развитие поля кратковременного гигантского импульса (~ 30 нсек) в рубиновом ОКГ с пассивным затвором, имеющим малое начальное пропускание (15%). При большом начальном пропускании насыщающегося фильтра длительность импульса ненамного меньше, чем при свободной генерации [4]. Если предположить, что процессы в насыщающемся фильтре не существенны для развития поля, то при развитии импульса относительное распределение поля остается неизменным. С дру-