

- [3] C a r t e r S.J., D r u m m o n d P.D.,
R e i d M.D. et. al. // Phys. Rev. Lett. 1987.
V. 58. P. 1841.
- [4] D r u m m o n d P.D., C a r t e r S.J. // J. Opt.
Soc. Am. B. 1987. V. 4. P. 1565.
- [5] Б е л и н с к и й А.В., Ч и р к и н А.С. // Квантовая
электроника. 1989. Т. 16. С. 2570.
- [6] Б е л и н с к и й А.В., Ч и р к и н А.С. // ЖЭТФ. 1990.
Т. 98. С. 407.
- [7] L a i Y., H a u s H.A. // Phys. Rev. A. 1989.
V. 40. P. 844.

Поступило в Редакцию
7 декабря 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 7

12 апреля 1991 г.

05; 09

© 1991

ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНАЯ СЕЛЕКЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ ФЕРРИТ-ЭЛЕКТРОННЫЙ ПОТОК

Г.Т. К а з а к о в, М.Л. К а ц,
Ю.А. Ф и л и м о н о в

1. Известно [1], что в случае, когда волновой вектор \vec{q} поверхностной магнитоэлектронной волны (ПМСВ), распространяющейся в касательно намагниченной пленке феррита, составляет с внешним магнитным полем \vec{H}_0 угол $\theta \neq \frac{\pi}{2}$ направление переноса энергии ПМСВ зависит от частоты сигнала ω и определяется направлением ее групповой скорости $\vec{v}_g = \nabla_{\vec{q}} \omega(\vec{q})$.

Отмеченное свойство делает возможным использование ПМСВ в устройствах для пространственно-частотной селекции [1, 2]. Однако полученные в [2] для дипольных ПМСВ Дэймона-Эшбаха значения углового разрешения сигналов по частоте α не превышали величину 0.2 град/МГц.

В данной работе возможность повышения углового разрешения по частоте СВЧ сигнала связывается с эффектами резонансного взаимодействия ПМСВ с волнами других типов, поддерживаемыми слоистой ферритовой структурой. Действительно, ПМСВ может взаимодействовать с обменными [3] и упругими [4] волнами в тонкопленочной структуре ферромагнетика, а также с замедленными электромагнитными или электрокинетическими волнами в структурах

„феррит-сегнетоэлектрик” [5] и „феррит-электронный поток” [6] соответственно. При этом в интервале частот $\delta\omega$ в окрестности резонансной частоты ω_0 будет происходить образование гибридных волн с законами дисперсии $\omega = \omega(\vec{q})$ и групповой скоростью, отличающимися от таковых для „исходной” ПМСВ. Далее на примере резонансного взаимодействия ПМСВ с электронным потоком (ЭП) показано, что указанные отличия могут быть значительными, а интервал частот, в котором они происходят — достаточно узким, так что угловое разрешение более чем на порядок превышает значения α , полученные в [2]. Следует заметить, что ранее на использование резонансных взаимодействий для управления переносом энергии в ферритах указывалось в [7], где изучалось взаимодействие объемных спиновой и упругой волн в массивном образце феррита. В этом случае направления групповых скоростей „исходных” волн были частотно-независимыми и единственным „анизотропным” параметром, приводящим к отклонению \vec{v}_g от направления вектора \vec{q} , была связь спиновой и упругой подсистем.

2. Рассмотрим структуру из касательно намагниченного до насыщения слоя изотропного феррита толщины a , контактирующего с электронным потоком, занимающим верхнее полупространство (см. вставку к рис. 1). В отличие от [6] будем считать, что волны в структуре бегут под произвольным углом θ к магнитному полю, а направление скорости дрейфа электронов \vec{v}_0 совпадает с полем. Наряду с безобменным и магнитоэлектрическим приближениями полагаем, что скорость v_0 и плотность N_0 электронов в ЭП не слишком велики, а угол θ мало отличается от $\pi/2$.

$$\xi = \frac{v_0^2}{c^2} \ll 1, \quad \eta = \frac{\omega_p^2}{\omega_n^2} \ll 1, \quad \cos \theta \approx 1,$$

где c — скорость света, $\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 N_0}{m}$, $\omega_n = \gamma H_0 > 0$, γ — гиромагнитное отношение, e и m — заряд и масса электрона. Дисперсионное уравнение для поверхностных волн в рассматриваемой структуре в главном порядке по малым параметрам ξ , η и $\cos \theta$ имеет вид

$$D_1 \{ D_2 (D_3 D_4 + \mathcal{C}_1) + \mathcal{C}_2 \} = \mathcal{C}_0, \quad (1)$$

$$\text{где } D_1 = \mu \varkappa + \frac{(1 - \mu \varkappa)^2 - \mu_a^2 \sin^2 \theta}{4} (1 - e^{-2\alpha q a}), \quad \varkappa = \sqrt{\frac{\cos^2 \theta}{\mu} + \sin^2 \theta},$$

$$\mu = 1 + \frac{\omega_n \omega_M}{\omega_n^2 - \omega^2}, \quad \mu_a = \frac{\omega \omega_M}{\omega_n^2 - \omega^2}, \quad \omega_M = \gamma \cdot 4\pi M_0 > 0, \quad D_2 = \omega - \vec{q} \cdot \vec{v}_0,$$

$$D_3 = D_2 - \omega_n, \quad D_4 = D_2 + \omega_n, \quad \mathcal{C}_1 = -\frac{\omega_p^2}{\omega} D_5 \beta, \quad \mathcal{C}_2 = \omega_p^2 D_5 \beta,$$

$$D_5 = D_2 - \omega_n \sin \theta, \quad \beta = \frac{(\varepsilon_1 + 1) - (\varepsilon_1 - 1)e^{-2qa}}{(\varepsilon_1 + 1)(\varepsilon_2 + 1) - (\varepsilon_1 - 1)(\varepsilon_2 - 1)e^{-2qa}}, \quad \varepsilon_1 = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_d}, \quad \varepsilon_2 = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_L},$$

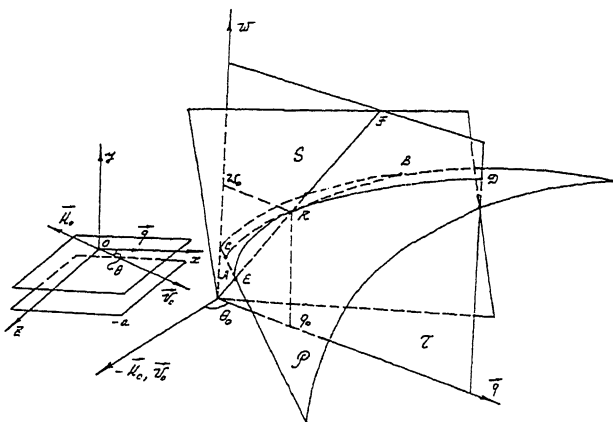


Рис. 1. Общий вид дисперсионных поверхностей взаимодействующих волн в окрестности резонанса ПМСВ и ВПЗ, на вставке - геометрия задачи.

$$\epsilon_0 = \omega_p^2 \xi D_5 \sin^2 \theta \frac{(1 + \mu_a \sin \theta)^2 - \mu^2 \alpha^2}{4} (1 - e^{-2\alpha q a}), \quad 4\sqrt{\mu} M_0 -$$

намагниченность насыщения, ϵ_L , ϵ_0 , ϵ_d - диэлектрические проницаемости полупространства с ЭП (статическая), феррита и подложки соответственно.

В уравнении (1) члены вида $D_i = 0$, $i=1 \dots 4$ описывают „исходные“ дисперсионные зависимости ПМСВ, волны пространственного заряда (ВПЗ), быстрой и медленной циклотронных волн соответственно, а ϵ_i отвечают их взаимодействию, которое в условиях фазового синхронизма (при пересечении ветвей дисперсии) носит резонансный характер. Из всех возможных в структуре резонансов будем рассматривать здесь лишь взаимодействие ПМСВ с ВПЗ, для которого уравнение (3) преобразуется к виду

$$D_1 \cdot D_2 = \epsilon, \quad (1)$$

где $\epsilon = \epsilon_0 [D_3 D_4 + \epsilon_1]^{-1}$. На рис. 1 показаны „исходные“ дисперсионные поверхности ПМСВ (\mathcal{P}) и ВПЗ (\mathcal{S}). Линия их пересечения AB представляет собой геометрическое место точек $R(\omega_0, q_0, \theta_0)$, в которых возможно резонансное взаимодействие между названными волнами. Если теперь задать направление распространения волн в структуре, зафиксировав $\theta = \theta_0$ (плоскость τ), на дисперсионных поверхностях будут выделены кривые CD и EF отвечающие дисперсиям ПМСВ и ВПЗ соответственно. Перестройку законов дисперсии в окрестности т. R можно описать в приближении слабой связи взаимодействующих волн ($\epsilon \sim \xi, \eta \ll 1$), проведя, по аналогии с [6], линейризацию уравнения (1) относительно малых отклонений от резонанса:

$$\Delta \omega = \omega - \omega_0, \quad \Delta q = q - q_0, \quad \Delta \theta = \theta - \theta_0, \quad |\Delta \omega| \ll \omega_0, \quad |\Delta q| \ll q_0, \quad |\Delta \theta| \ll \theta_0.$$

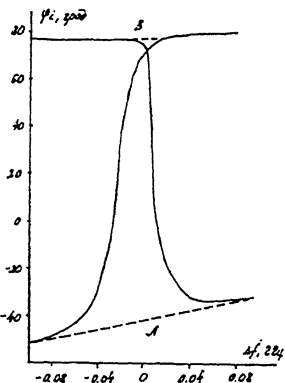


Рис. 2. Зависимости угла разворота групповых скоростей взаимодействующих волн в окрестности резонансной частоты: А - ПМСВ, В - ВПЗ.

При этом получается квадратное уравнение, решение которого для отклонений по частоте $\Delta\omega$ можно записать как

$$\Delta\omega_{1,2} = \frac{\Delta q}{2}(\nu_{1,q} + \nu_{2,q}) + \frac{\Delta\theta}{2}(\nu_{1,\theta} + \nu_{2,\theta}) \pm \sqrt{\left[\frac{\Delta q}{2}(\nu_{1,q} - \nu_{2,q}) + \frac{\Delta\theta}{2}(\nu_{1,\theta} - \nu_{2,\theta}) \right]^2 + \bar{\epsilon}}, \quad (2)$$

где $\nu_{i,q} = -\left(\frac{\partial D_i / \partial q}{\partial D_i / \partial \omega}\right)$, $\nu_{i,\theta} = -\left(\frac{\partial D_i / \partial \theta}{\partial D_i / \partial \omega}\right)$, $i=1, 2$ - составляющие групповой скорости i -ой „исходной“ волны вдоль волнового вектора \vec{q} и перпендикулярно ему (по $\vec{\theta}$); $\bar{\epsilon} = \epsilon \left[\frac{\partial D_1}{\partial \omega} \frac{\partial D_2}{\partial \omega} \right]^{-1}$.

Учитывая, что при $\Delta q = 0$ и $\Delta\theta = 0$ под радикалом в (2) стоит существенно положительная величина, получаем, что резонансное взаимодействие ПМСВ с ВПЗ приводит к расталкиванию ветвей дисперсии и образованию частотной „щели“ в спектре гибридных волн. Будем определять групповую скорость таких волн как

$$\vec{\nu}_{s,i} = \frac{\vec{q}}{|q|} \nu_{s,q,i} + \frac{\vec{\theta}}{|\theta|} \nu_{s,\theta,i}, \quad (3)$$

где $\nu_{s,q,i} = \frac{\partial \Delta\omega_i}{\partial \Delta q}$, $\nu_{s,\theta,i} = \frac{\partial \Delta\omega_i}{\partial \Delta \theta}$ - проекция групповой скорости на соответствующие оси, а $\Delta\omega_i$ определяется из (2).

3. Будем характеризовать отклонение групповой скорости i -ой гибридной волны от направления волнового вектора \vec{q} углом

$$\varphi_i = \arctg\left(\frac{\nu_{s,\theta,i}}{q_0 \cdot \nu_{s,q,i}}\right). \quad (4)$$

На рис. 2 показаны рассчитанные зависимости $\varphi_i = \varphi_i(\Delta f)$, $\Delta f = \frac{\Delta\omega}{2\pi}$ для структуры с параметрами $N_0 = 1000$ Э, $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $a = 50$ мкм, $v_0 = 3 \cdot 10^9$ см/с, $N_1 = 5 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$, $\theta = 85^\circ$. При этом резонанс достигался при $f_r = \frac{\omega_r}{2\pi} = 5.1$ ГГц и $q_0 = 136$ см $^{-1}$.

Для наглядности там же пунктиром изображены аналогичные зависимости для „исходных“ (невозмущенных) волн. Видно, что угловое разрешение по частоте, которое определяется как

$\alpha = 2\pi \frac{\partial \varphi_i(\Delta\omega)}{\partial \Delta\omega}$ в окрестности резонанса составляет величину

$\alpha \sim 13$ град/МГц, что значительно выше, чем в структуре, рассмотренной в [1, 2].

Отметим в заключение, что определение групповой скорости гибридных волн (5) корректно лишь при условии, что величина их дисперсионного расплывания за время распространения $t = L/v_g$ (где L – характерный размер структуры: в направлении вектора \vec{q}) достаточно мала, т.е.

$$\left| \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Delta\omega_i}{\partial \Delta q^2} \Delta q^2 + \frac{\partial^2 \Delta\omega_i}{\partial \Delta q \partial \Delta \theta} \Delta q \Delta \theta + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Delta\omega_i}{\partial \Delta \theta^2} \Delta \theta^2 \right| \cdot \left(\frac{\partial \Delta\omega}{\partial \Delta q} \right)^{-1} \ll \frac{\pi}{L}. \quad (5)$$

Используя (2), связывающее в явном виде $\Delta\omega$ с Δq , $\Delta\theta$, можно убедиться, что при выбранных значениях параметров левая часть (5) не превосходит 1/3 и для типичных для ПМСВ $L \leq 3$ см условие (5) хорошо выполняется.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Collins J.H., Pizzarello F.A. // Intern. J. Electronics. 1973. V. 34. N 3. P. 319-351.
- [2] Вашковский А.В., Гречушкин К.В., Стальмахов А.В. // РЭ. 1985. Т. XXX. № 12. С. 2422-2428.
- [3] Бугаев А.С., Гуляев Ю.В., Зильберман Г.Е. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. № 9. С. 600-604.
- [4] Гуляев Ю.В., Зильберман Г.Е. // Изв. вузов. сер. Физика. 1988. Т. 31. № 11. С. 6-23.
- [5] Анфиногенов В.Б., Вербичка Т.Н., Гуляев Ю.В. и др. // РЭ. 1989. Т. 34. С. 494-499.
- [6] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Раевский А.О. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 9. С. 2580-2589.
- [7] Auld V.A. // Bell Syst. Tech. J. 1965. N 3. P. 495-507.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР,
Саратовский филиал

Поступило в Редакцию
25 января 1991 г.