

Модуль 3. ПЛОСКИЕ ЭМВ В НЕОГРАНИЧЕННЫХ СРЕДАХ

Лекция №8. Электромагнитные волны в гиротропных средах

1. Физические явления, возникающие в ферритах при наличии подмагничивания. Резонансное поглощение
2. Особенности распространения ЭМВ в продольно намагниченном феррите.
3. Особенности распространения ЭМВ в поперечно намагниченном феррите.

1 Физические явления, возникающие в ферритах при наличии подмагничивания. Резонансное поглощение

Ферриты, относящиеся к классу ферримагнетиков, представляют собой соединения оксида железа с оксидами других металлов и обладают высоким большим (до $10^7 \div 10^8$ Ом·м) электрическим сопротивлением.

Электродинамические свойства ферритов зависят от частоты, но изменяются в различных пределах.

В диапазоне СВЧ на сантиметровых волнах величина относительной магнитной проницаемости приближенно равна единице.

Рабочий диапазон частот ферритов - от 20МГц до 150ГГц. Для работы на разных частотах используются различные материалы.

В ненамагниченном состоянии ферриты - обычный диэлектрик.

При воздействии постоянного магнитного поля возникает прецессия вокруг исходного положения оси вращения электрона.

Частота прецессии (частота гироманитного резонанса) ω_m зависит от

- величины постоянного магнитного поля H_0 ;
- **гироманитного отношения** $\gamma = -2.21 \cdot 10^5$ [Гц/(А·м)], связывающего заряд и массу электрона:

$$\omega_m = |\gamma| H_0$$

и соответствует угловой скорости вращения электрона.

При воздействии еще и переменного высокочастотного поля

$$\vec{H} = H_0 \exp(i\omega t)$$

ось вращения электрона будет отклоняться, если переменное магнитное поле будет действовать перпендикулярно оси вращения.

Без подмагни- чивания	Воздействие поля подмагничивания $\vec{H}_=$	Воздействие поля подмагничивания $\vec{H}_=$ и высокочастотного поля $\vec{H}_\sim = H_0 \exp(i\omega t)$
Обычный диэлектрик	Гиромагнитный резонанс на частоте ω_m Условие: ω_m = угловая скорость вращения электрона	Ферромагнитный резонанс Условие: $\omega = \omega_m$ = угловая скорость вращения электрона Энергия, подводимая от высокочастотного магнитного поля, рассеивается в виде тепла в кристаллической решетке феррита, т.е. поглощается. Система как резонансный контур в теории цепей.

Математическое описание явлений в феррите отражается в тензорной записи магнитной проницаемости:

$$\underline{\underline{\mu}} = \begin{pmatrix} \mu_x & -ia & 0 \\ ia & \mu_x & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{pmatrix}$$

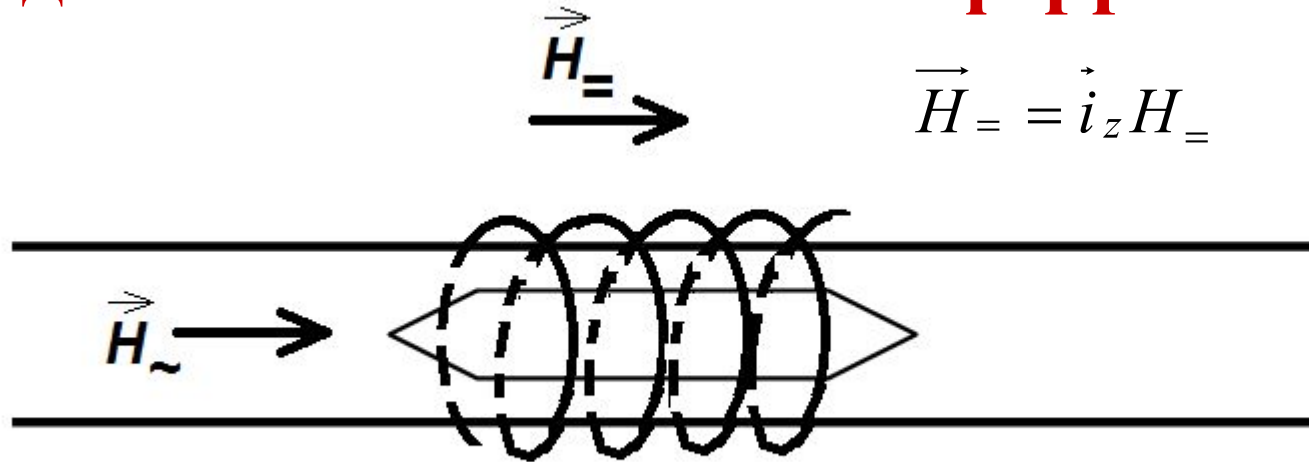
где
$$\mu_x = \mu_0 \left(1 - \frac{\omega_M \omega_0}{\omega^2 - \omega_M^2} \right), \quad a = \mu_0 \frac{\omega_M \omega_0}{\omega^2 - \omega_M^2},$$

$$\omega_0 = |\gamma| \mu_0 \chi^M H_{=} = |\gamma| \mu_0 (\mu - 1) H_{=},$$

χ^M - магнитная восприимчивость среды.

Ферромагнитный резонанс возникает, когда $\omega_M = \pm \omega$ (в нуль обращается знаменатель).

2 Особенности распространения ЭМВ в продольно намагниченном феррите



В рассматриваемом случае $\partial / \partial x = \partial / \partial y \equiv 0$, $E_z = 0$, $H_z = 0$
Уравнения Максвелла принимают вид:

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = -i\omega\epsilon E_x$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = i\omega\epsilon E_y$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = i\omega(\mu_x H_x - iaH_y)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -i\omega(\mu_x H_y + iaH_x)$$

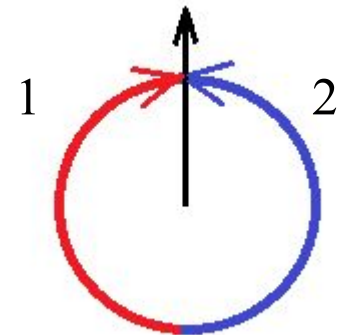
Решение уравнений Максвелла:

- волновое число $k_{1,2} = \omega \sqrt{\varepsilon(\mu_x \pm a)}$;

- волновое сопротивление среды $Z_{1,2} = \sqrt{\frac{\mu_x \pm a}{\varepsilon}}$.

Индекс «1» соответствует волне круговой поляризации с левым направлением вращения, индекс «2» – волне с правым направлением вращения.

Таким образом, волна линейной поляризации представляется в виде суперпозиции двух волн круговой поляризации.



Анализ структуры поля

1. Изменение поляризации волны.

Если обе волны круговой поляризации имеют равные амплитуды на входе, то компоненты суммарного ЭМП на выходе обладают следующими свойствами:

- суммарная компонента вектора напряженности *магнитного поля* сохраняют поляризацию исходной волны;
- *электрическое поле* суммарной волны становится эллиптически поляризованным, поскольку волновые сопротивления волн разные).

2. Эффект Фарадея.

Угол наклона вектора $\vec{H}$: $\theta = \operatorname{arctg}\left(\frac{H_y}{H_x}\right) = \theta' z$

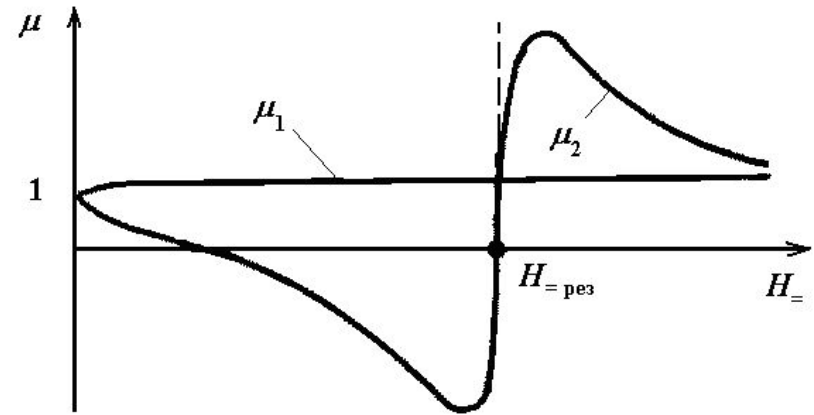
где $\theta' = \frac{k_1 - k_2}{2}$ - постоянная Фарадея.

Явление поворота поляризационного эллипса в зависимости от пройденного волной расстояния называется **эффектом Фарадея**.

Среды, в которых происходит данный эффект, называются **гиротропными**.

3. Различие фазовых скоростей волн с левым и правым направлением вращения.

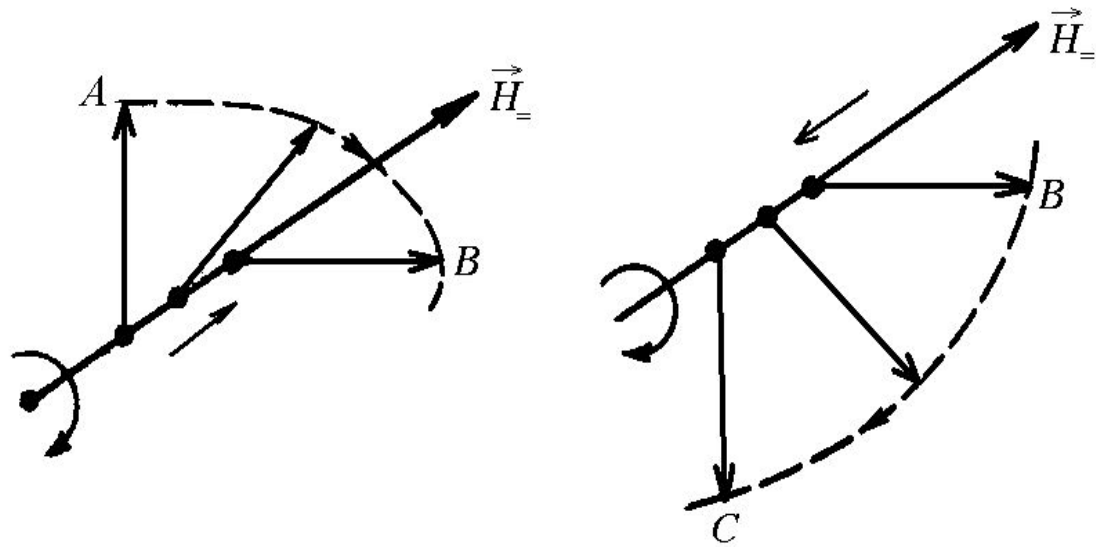
где
$$\mu_{1,2} = \mu_0 \left(1 + \frac{\omega_0}{\omega_m \pm \omega} \right)$$
$$v_{\phi 1,2} = \frac{\omega}{k_{1,2}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu_{1,2}}}$$



Следствие различия фазовых скоростей волн:

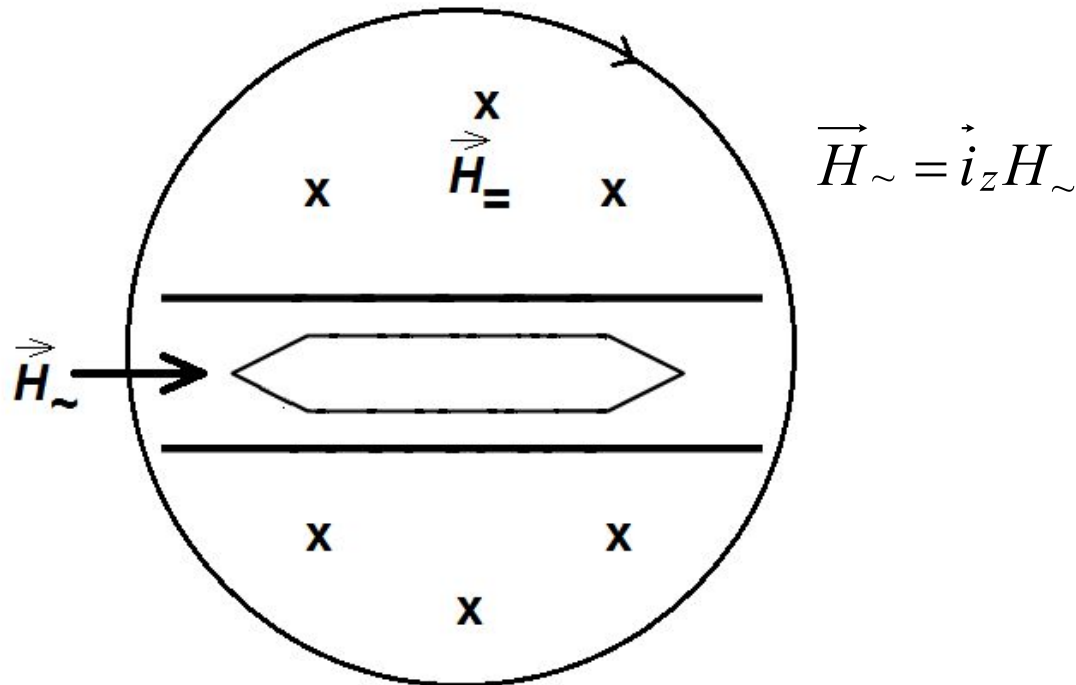
- 1) резонансное поглощение при ферромагнитном резонансе испытывает волна правого направления вращения, индекс «2» (ее фазовая обращается в нуль);
- 2) изменением величины ω_0 , т.е. постоянного магнитного поля, можно управлять параметрами феррита;
- 3) в ферритах конечных размеров в поперечном сечении наблюдается **эффект смещения поля** (при отрицательных значениях μ_2 волновое число k_2 становится комплексным. В результате имеем волны с экспоненциально убывающей амплитудой вследствие эффекта вытеснения поля средой.

4. Феррит – невзаимная среда.



Вектор при движении волны в прямом направлении поворачивается в положение B , а при обратном – не возвращается в A , а, продолжая вращаться в ту же сторону, приходит в положение C .

3 Особенности распространения ЭМВ в поперечно намагниченном феррите



Уравнения Максвелла принимают вид:

обыкновенная волна

$$\begin{cases} E_{0x} = 0, \\ kH_{0z} = \omega\varepsilon E_{0y}, \\ kH_{0y} = -\omega\varepsilon E_{0z}, \end{cases}$$

необыкновенная волна

$$\begin{cases} \mu_x H_{0x} = iaH_{0y}, \\ -kE_{0z} = \omega(iaH_{0x} + \mu_x H_{0y}), \\ kE_{0y} = \omega\mu H_{0z}. \end{cases}$$

Анализ структуры поля

Различие фазовых скоростей

- для обыкновенной волны

$$\mu_{об} = \mu_a$$

$$v_{ф об} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}$$

- для необыкновенной волны:

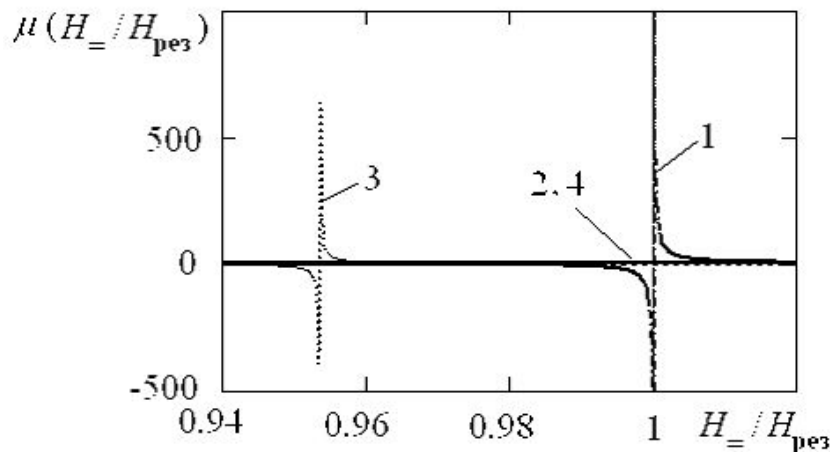
$$\mu_{\perp} = \frac{\mu_x^2 - a^2}{\mu_x},$$

$$v_{ф необ} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu_{\perp}}}$$

Следствия:

1) Возможность создания **поперечного резонанса** для необыкновенной волны при

$$\mu_x = 0 \quad \mu_{\perp} \rightarrow \infty \quad v_{необ} = 0$$



Условия возбуждения поперечного и ферромагнитного резонансов:

1, 2 - μ_2 ;

3 - $\mu_{\perp}$;

4 - μ_1

2) Изменение поляризации суммарной волны при изменении пройденного расстояния (**эффект Коттона-Мутона**):

$$\psi = (k_{необ} - k_{об})x$$