

1. Хвильове рівняння, випадок поперечно-обмеженої системи.

Рівняння Максвелла 2-ого порядку описують всі електромагнітні явища

$$(*) \left\{ \begin{array}{l} \operatorname{rot} \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j} \\ \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{D} = 4\pi\rho \\ \operatorname{div} \vec{B} = 0 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} (1) \text{де } \vec{j} - \text{ густина струму, } \vec{E} - \text{ напруженість ЕП, } \vec{H} - \\ \text{ напруженість МП, } \vec{B} - \text{ індукція МП, } \vec{D} - \text{ індукція} \\ \text{ ЕП, } \rho - \text{ густина заряду} \\ \text{ Хвильове рівняння:} \\ \Delta U + k^2 \varepsilon \mu U = 0; \text{ де } U = \{H_x, H_y, \dots, E_z\} \quad (2) \\ \text{Із двох перших рівнянь Максвелла (1) можна} \\ \text{вивести хвильове рівняння із врахуванням часової} \\ \text{компоненти. Візьмемо ротор від обох частин}$$

першого рівняння (1), а потім підставимо в нього значення для $\operatorname{rot} \vec{E}$ із другого рівняння (1):

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{H} = \operatorname{rot} \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \operatorname{rot} \vec{j} \quad (3)$$

$$\Delta \vec{H} = -\frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\operatorname{rot} \vec{E}) \quad (4)$$

$$\Delta \vec{H} = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right) \quad (5)$$

$$\Delta \vec{H} - \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (6) - \text{ хвильове рівняння для просторової і часової компоненти}$$

Порівняємо це із хвильовим рівнянням лише для просторової компоненти (2):

$$\Delta \vec{H} + k^2 \varepsilon \mu \vec{H} = 0 \quad (7)$$

$$-\frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = k^2 \varepsilon \mu \vec{H} \quad \text{Підставимо } \vec{H} = \vec{H}(r) \exp(i\omega t)$$

$$-\frac{\omega^2 \varepsilon \mu}{c^2} \vec{H}(r) \exp(i\omega t) = k^2 \varepsilon \mu \vec{H}(r) \exp(i\omega t)$$

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}$$

(другу частину питання не на 100%, але мабуть мається на увазі що розглядаються хвилі вздовж однієї осі, або те, що в поперечно-обмеженій системі виникають стоячі хвилі вздовж цього напрямку)

У плоскій хвилі на хвильовому фронті амплітуда і фаза однакова. Нехай хвиля

розповсюджується в напрямку z , то $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0$. Отримаємо $\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + k^2 E_x = 0 \quad (3)$

$\Delta E_x + k^2 E_x = 0$). Розв'язок отриманого рівняння осцилятора:

$$E_x = C_1 e^{-ikz} + C_2 e^{ikz}.$$

Перейдемо до справжньої компоненти поля:

$$E_x^{cnp} = \text{Re}(E_x e^{i\omega t}) = \text{Re}(C_1 e^{-ikz} e^{i\omega t}) = C_1 \cos(\omega t - kz) \quad \text{де} \quad \omega t - kz = \text{Const} -$$

рівняння хвильового фронту (фаза = Const). Цей фронт розповсюджується зліва направо. Якби ми взяли замість $C_1 e^{-ikz}$ компоненту $C_2 e^{ikz}$, то одержали б $\omega t + kz = \text{Const}$ - фронт, що рухається справа наліво. Стояча хвиля – це суперпозиція цих двох компонент.

$$\text{Розглянемо} \quad \text{rot} \vec{E} = -ik\mu \vec{H}_0.$$

$$\begin{vmatrix} i & j & k \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & 0 & 0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} i & j & k \\ 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & 0 & 0 \end{vmatrix} = \vec{j} \frac{\partial E_x}{\partial z} = -ik\mu \vec{H} = \vec{j}(-ik\mu H_y)$$

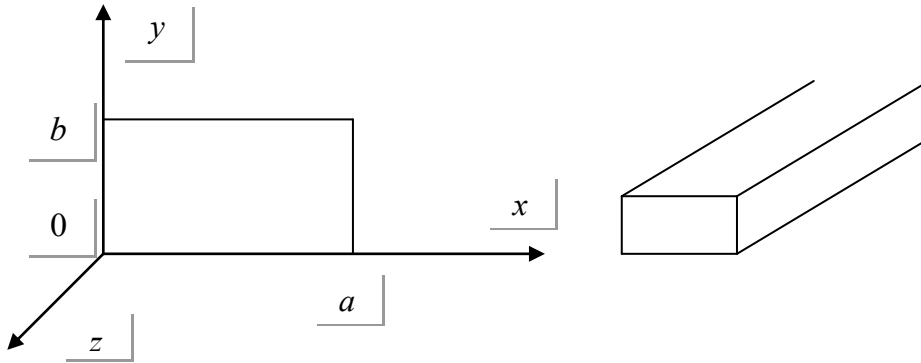
$$-ik\mu H_y = C_1(-iK)E_x; \quad H_y = E_x \frac{K}{k\mu}, \quad \text{тобто маємо дійсно праву трійку} \quad \vec{E}, \vec{H}, \vec{k}$$

$$\text{Оскільки} \quad K = k\sqrt{\varepsilon\mu}, \quad \text{то} \quad E_x = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} H_y, \quad \frac{E_x}{H_y} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = \rho (*)$$

Таким чином у плоскій хвилі E і H залежні величини: якщо одне з них задане, то друге визначається лише серидовищем (див. *). Це в СГСЕ, в інших системах по

$$\text{іншому. Наприклад, в СІ у вакуумі} \quad \frac{E_x}{H_y} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 377 \text{ (Ом)} - \text{опір вільного простору (хвильовий опір простору).}$$

2. Прямокутний металевий хвилевід. Структура мод.



Прямокутний хвилевід – це металева труба прямокутного поперечного перерізу, заповнена, як правило, лінійним однорідним ізотропним діелектриком, наприклад, сухим повітрям. В середині металевого проводу не може бути електростатичних полів. Можуть бути лише E, H-хвилі. Наприклад, рівняння для H-хвилі:

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + (k^2 - \beta^2)H_z = 0. \text{ Граничні умови:}$$

$$H_y|_{y=0,b} = 0; E_y|_{x=0,a} = 0; E_x|_{y=0,b} = 0; \text{ Нехай } H_z = H(x)Y(y); \text{ тоді}$$

$$Y \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + X \frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} + (k^2 - \beta^2)XY = 0; X''Y + Y''X + g^2 XY = 0 \quad | \div XY; \frac{X''}{X} + \frac{Y''}{Y} = -g^2; \frac{X''}{X} = -g_x^2;$$

$$\frac{Y''}{Y} = -g_y^2 \Rightarrow g_x^2 + g_y^2 = g^2.$$

$$X = A \cdot \text{Cos} g_x x + B \cdot \text{Sin} g_x x; Y = C \cdot \text{Cos} g_y y + D \cdot \text{Sin} g_y y \text{ таким чином}$$

$$H_z = (A \cdot \text{Cos} g_x x + B \cdot \text{Sin} g_x x)(C \cdot \text{Cos} g_y y + D \cdot \text{Sin} g_y y). -g^2 E_y = i\beta \frac{\partial E_z}{\partial y} - ik \frac{\partial H_z}{\partial x}.$$

$$\text{Тут } E_z = 0; \text{ звідси } \left. \frac{\partial H_z}{\partial x} \right|_{x=0} = 0. \text{ Аналогічно } \left. \frac{\partial H_z}{\partial y} \right|_{y=0} = 0.$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = (-g_x A \cdot \text{Cos} g_x x + g_x B \cdot \text{Sin} g_x x)(C \cdot \text{Cos} g_y y + D \cdot \text{Sin} g_y y)$$

$$x = 0: B g_x (...) = 0 \Rightarrow B = 0 \text{ за симетрією } D = 0.$$

$$x = a: -A g_x \text{Sin} g_x a (...) = 0 \text{ отже } H_z = A' \text{Cos} g_x x \cdot \text{Cos} g_y y.$$

$$\left. \frac{\partial H_z}{\partial y} \right|_{y=b} = A' \text{Cos} g_x x (-g_y \text{Sin} g_y b) = 0 \Rightarrow g_y = \frac{\pi m}{b}; g_x = \frac{\pi n}{a}.$$

$$\text{Розв'язок: } H_z = A \cdot \text{Cos} \frac{m\pi}{a} x \cdot \text{Cos} \frac{n\pi}{b} y \cdot e^{-i\beta z}; \text{ де } \beta = \sqrt{k^2 - \left(\frac{\pi n}{b}\right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2}, \text{ можна}$$

також знайти E_x, E_y, H_x, H_y , але $E_z = 0$.

Ця задача в частинних похідних має безліч розв'язків H_z^{mn} . Загальна хвиля буде

$$H_z = \sum_{m,n} H_z^{mn}. \text{ Розглянемо один з розв'язків: } m = 1, n = 0 \text{-це хвиля } H_z^{10} \rightarrow H_{10}.$$

$$\text{Отримаємо } H_z^{H_{10}} = \text{Cos} \frac{\pi}{a} x \cdot e^{-i\beta z}.$$

$$H_x^{H_{10}} = i \frac{\lambda_{кр}}{\lambda_{хв}} \sin \frac{\pi}{a} x \cdot e^{-i\beta z}$$

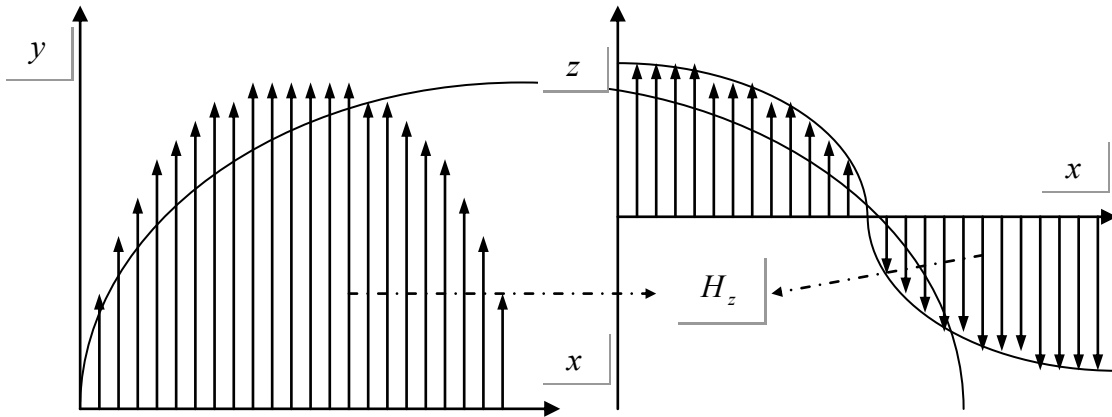
$$E_y^{H_{10}} = i \frac{\lambda_{кр}}{\lambda_{хв}} \sin \frac{\pi}{a} x \cdot e^{-i\beta z}$$

Інші компоненти:

$$H_y^{H_{10}} = E_x^{H_{10}} = E_z = 0$$

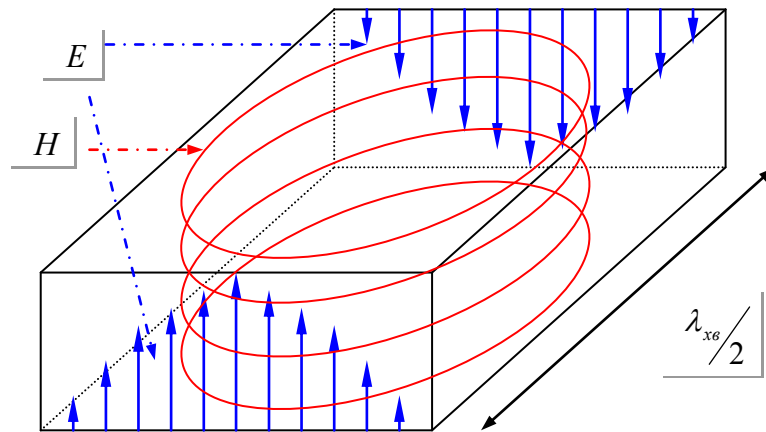
, тут $\lambda_{кр} = 2a$. Інші компоненти, это

Мелков на лекции выводил зависимости их всех от H_z . Это типа из таблицы берут. У хвилеводі будуть розповсюджуватися хвилі з $\lambda < 2a$.



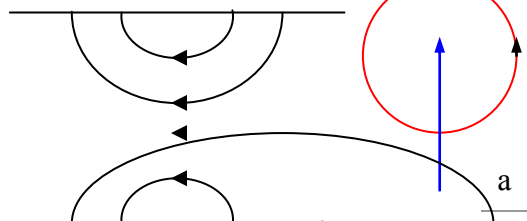
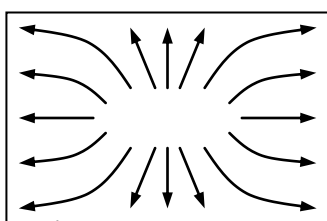
Визначимо фізичний зміст індексів: розглянемо E_y . $m=1$ - по x одна півхвиля. Таким чином, перший індекс m означає скільки варіацій має поле в напрямку x . Другий індекс n - вздовж y .

Розглянемо типову картину полів у хвильоводі для H_{10} :

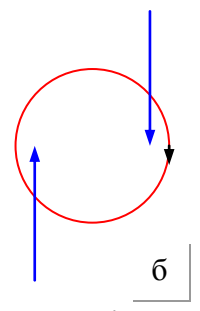


Оскільки хвиля рухається з певною швидкістю, H зсунуте в часі на $T/4$ (в формулі це $i = \sqrt{-1}$), тому маємо картину не а) а б).

Для хвилі E_{11} :

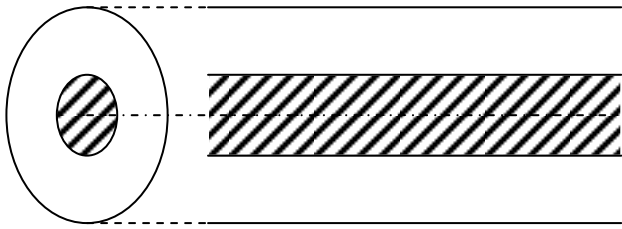


E
H



Для хвилі E_{10} завдяки граничним умовам на стінках $E_z = 0$, а по певній координаті (там, де індекс = 0) це поле однорідне, тоді $E = 0$ буде всюди, тобто цієї хвилі не буде.

3. Коаксіальна лінія



Тут можуть розповсюджуватись хвилі Т (бо тут можна утворити конденсатор), ТЕ, ТМ.

$$\Delta_{\perp} \Psi = 0, \quad \Delta_{\perp} U = 0, \quad \Delta_{\perp} E_{\rho} = 0.$$

$$\Delta_{\perp} H_z + (k^2 - \beta^2) H_z = 0 \quad - \text{TE}$$

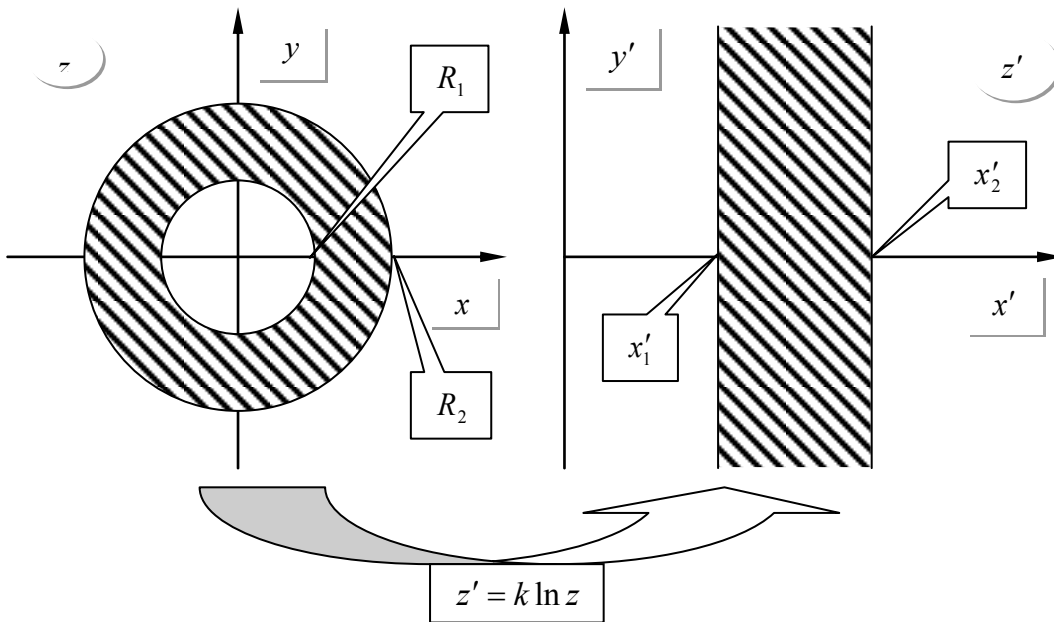
$$\Delta_{\perp} E_z + (k^2 - \beta^2) E_z = 0 \quad - \text{TM}$$

Розглянемо хвилю Т. Нам необхідно

розв'язати рівняння $\Delta_{\perp} U = 0$. Зробимо це методом конформних відображень. Його можна застосувати для аналітичних функцій (тих, що задовольняють рівнянню Лапласа), яким і є поле Т-хвиль.

Для того, щоб скористатись методом КВ, необхідно:

1. Знайти відображення, яке переводить нашу область, де існує ЕМ – поле, у плоский конденсатор;
2. Розв'язати рівняння Лапласа у плоскому конденсаторі;
3. Зворотнім конформним перетворенням знов перейти в нашу область – це і буде розв'язок задачі:



це і буде розв'язок задачі:

Метод конформних відображень можна застосувати для Т – хвилі, бо вона є розв'язком рівняння Лапласа: $\Delta U = 0, \quad \nabla_{\perp}^2 U = 0$. Доведемо, що відображення $z' = k \ln z$ перетворює циліндричний конденсатор в

плоский: $z' = x' + iy'$, $z' = k \ln(x + iy) = k \ln(\rho e^{i\varphi}) = k \ln \rho + ki\varphi$, тобто $x' = k \ln \rho$, $y' = k\varphi$. Таким чином, якщо $\rho = Const \Rightarrow x' = Const$.
 $\rho = R_1 \Rightarrow x'_1 = k \ln R_1$
 $\rho = R_2 \Rightarrow x'_2 = k \ln R_2$

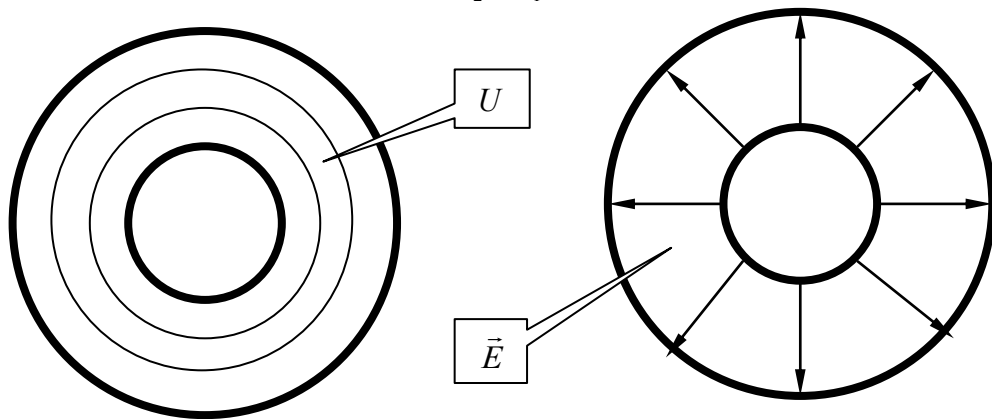
$$\varphi - \nabla \Rightarrow y' - \nabla.$$

Таким чином, можна перетворити межу циліндричної області в межу плоскої. Тому й область z перетворюється в область z' . Розв'язок задачі в плоскому конденсаторі:

$$\begin{cases} \Delta_{\perp} U = 0 \\ U(x = x_1) = U_1; \quad U(x = x_2) = U_2; \end{cases} \text{ має вигляд: } U = U_1 + \frac{U_2 - U_1}{x'_2 - x'_1} (x' - x'_1).$$

Поклавши $U_1 = 0$ (скориставшись тим, що потенціал визначається з точністю до

константи), маємо: $U = \frac{U_2}{x'_2 - x'_1}(x' - x'_1)$. Скориставшись зворотнім перетворенням,



одержимо:

$$U = \frac{U_2}{k \ln \frac{R_2}{R_1}} k \ln \frac{R}{R_1} = \frac{U_2 \ln \frac{R}{R_1}}{\ln \frac{R_2}{R_1}}$$

Знайдемо поле:

$$\vec{E} = -\vec{\text{grad}}U = \frac{\partial U}{\partial \rho}$$

$$\vec{E} = \frac{U_2}{\rho \ln \frac{R_2}{R_1}} \vec{\rho} \cdot \text{Хвильовий опір: } z_0 = \frac{E}{H} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = 1(\text{CYSE}) = 120\pi(\text{Om}) \approx 377(\text{Om}).$$

Проте такий опір не вимірюється. Більш практичне означення хвильового опору: $z = \frac{U}{J}$ - відношення напруг лінії до струмів у цій лінії. Знайдемо z для Т - лінії,

використавши інтегральні рівняння Максвела:

$$\left\{ \begin{aligned} \oint \vec{H} d\vec{l} &= \frac{4\pi}{c} J \Rightarrow \oint \vec{H} d\vec{l} = \oint \vec{E} d\vec{l} - \text{в розрахунку на одиницю довжини} \\ \oint \vec{E} d\vec{S} &= 4\pi q; \quad \frac{4\pi}{c} J = 4\pi q \end{aligned} \right. , \text{ тут } q - \text{ заряд,}$$

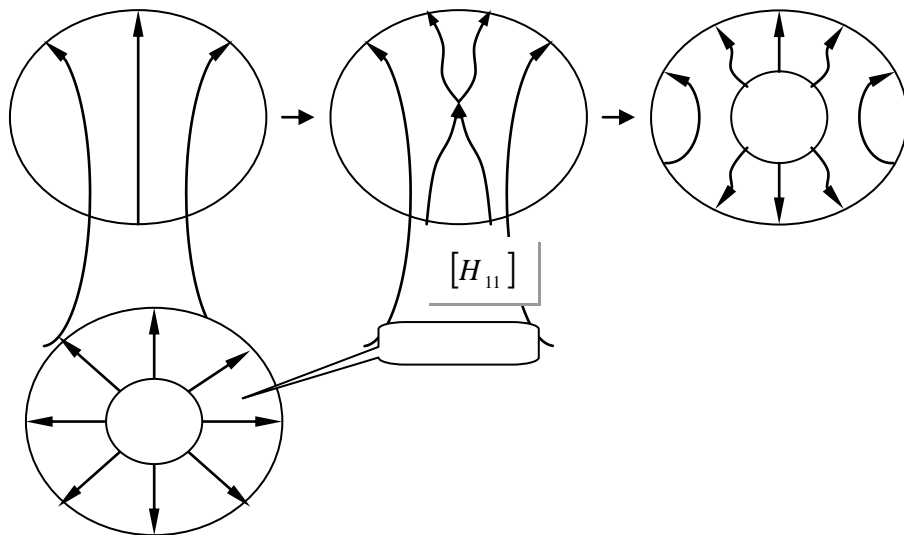
C - ємність на одиницю довжини. З урахуванням $q = UC$ можна записати: $z = \frac{1}{cC}$.

$z = 60 \ln \frac{R_2}{R_1} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} (\text{Om})$. Окрім Т - хвилі, в коаксіальному кабелі може існувати ще й

ТЕ чи ТМ хвиля:

$$\left\{ \begin{aligned} \nabla_{\perp}^2 H_z + (k^2 - \beta^2) H_z &= 0 \\ E_{\varphi} |_{r=R_1, R_2} &= 0 \end{aligned} \right.$$

Картина хвиль:



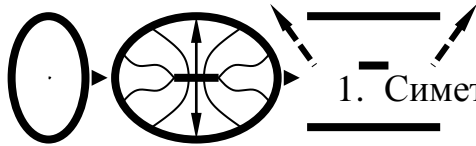
$$\lambda_{крH_{11}} = \pi(R_1 + R_2)$$

. Наприклад, для $R_1=1\text{мм}$,

$R_2=6\text{мм}$: $\lambda_{крH_{11}} \sim 2.2\text{см}$.

4. Відкриті металеві хвилеводи.

Лінії передач для інтегральних схем.



В інтегральній електроніці використовуються в основному плоскі лінії.

1. Симетрично – смушкова лінія (ССЛ): вона відкрита, тому має втрати.

2. Не симетрично – смушкова лінія (НСЛ):



3. Мікросмушкова лінія (microstrip line) – МСЛ. Тут ємність дуже велика, енергія сконцентрована. Підкладка з діелектрика ν' . Лінія двоповерхова – це не дуже зручно.



4. Щілинна лінія (slot line). Вона є одноповерховою:

5. Компланарний хвильовід – все в одній площині.



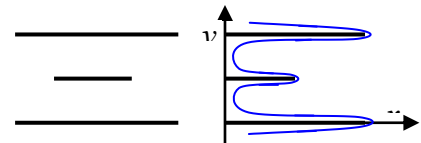
Для характеристики якості лінії використовують добротність лінії: $Q = \frac{\beta'}{2\beta''}$, де

$\beta' = \frac{2\pi}{\lambda_{xв}}$ (по аналогії з добротністю КК: $Q = \frac{f_0}{2\Delta f_0}$). Для: - хвильоводів - $Q \sim 10^3$; - коаксіальних кабелів - $Q \sim 10^2$; Мікросмушкових ліній - $Q \sim 200 \div 300$.

Симетричний смушковий хвилевід.

Скористаємося тими самими наближеннями:

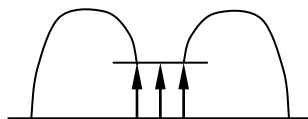
1. Г – хвиля; \Rightarrow рівняння Лапласа \Rightarrow конформні відображення.



2. Розглянемо половину (симетрія).

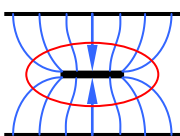
Застосуємо перетворення Кристофеля-Шварца. Далі – аналогічно попереднім задачам. Розв'язавши, одержимо картинку полів:

Її параметри: аніж у попередній лінії, тут $z_{л}$ менше не в 2 рази,



$z_{л} = \frac{200}{1+b/d} \left(1 - \frac{\Delta}{d}\right)$. Тут $z_{л}$ менше, оскільки ємність тут більша. Однак,

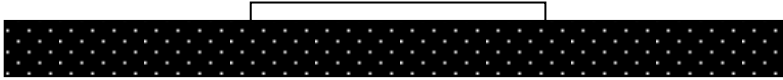
оскільки у попередньому хвильоводі ємність враховувалась і до верхньої сторони верхньої смужки, і до нижньої (див. Мал.), тому там ємність більша, аніж у звичайному конденсаторі.



Довжина хвилі для симетрично смушкової лінії $\lambda_{xв} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon}}$, якщо всі три смужки знаходяться в середовищі ϵ .

Відкриті лінії.

$$\varepsilon \gg 1$$



Тут смужка на шарі діелектрику. Тоді:

- Зверху - $\lambda_{x\theta} = \lambda_0$.

- Знизу - $\lambda_{x\theta} = \lambda_0 / \sqrt{\varepsilon}$.

Тому використовують деяке ефективне ε : $\lambda_{x\theta} = \lambda_0 / \sqrt{\varepsilon_{eff}}$, треба знайти частину енергії, яка йде по діелектрику. Нехай ця частина W_1 в $W = W_1 + W_2$. Тоді:

$$\varepsilon_{eff} = \frac{\varepsilon W_1 + W_2}{W_1 + W_2}. \quad \text{Часто використовують таку наближену формулу:}$$

$$\varepsilon_{eff} = \frac{\varepsilon + 1}{2} + \frac{\varepsilon - 1}{2} \left(1 + \frac{10b}{d} \right)^{-1/2}.$$

6. Діелектричні хвилеводи і резонатори. Добротність

Діелектричний хвилевід – хвилевід, який складається з діелектричного стрижня. Розповсюдження хвиль по діел. хвилеводу обумовлено повним внутрішнім відбиттям при «наклонном» падінні хвилі на поверхню розділу двох діелектриків зі сторони середовища, що має більш високу діел. проникність. Хвилі, що розповсюджуються по хвилеводу, в загальному випадку є гібридними, тобто мають шість компонент електричного та магнітного поля.

Серед... (продолжение- страница из книжки)

и.

В генераторах СВЧ[1]-излучений (клизотрон, магнетрон) резонаторы представляют собой металлическую конструкцию, используемую для генерации волн определённой длины.

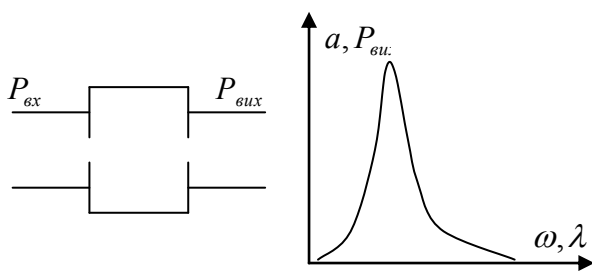
Добротність

Добротність – це кількість періодів коливань, за які амплітуда сигналу згасає в e разів

Добротність – відношення енергії, що запасається в резонаторі за один період коливань, до енергії, що втрачається, за той же самий проміжок часу.

Енергія втрачається за рахунок випромінювання, в зовнішній простір, в металеві стінки.

Для будь-якого резонатора звичайно існує АЧХ, яка має ширину:



Чим більший коефіцієнт затухання, тим більше крива розпливається.

Напівширина $\Delta\omega$ вимірюється для $P_{вих}$ на 0.5; а для вихідної амплітуди – на 0.7 висоти контуру. $\Delta f = \frac{\Delta\omega}{2\pi}$. Хвиля затухає

із декрементом δ : $W = W_0 e^{-2\delta t}$, $a = a_0 e^{-\delta t}$. Доведемо, що $\delta = \Delta\omega$. Це

випливає з розв'язку рівняння: $\ddot{x} + 2\delta\dot{x} + \omega_0^2 x = f \cos \omega t$. Втрати

$\frac{dW}{dt} = -2\delta W = \frac{\omega W}{Q}$ - тут добротність $Q = \frac{\omega}{2\delta}$. Дану формулу можна застосовувати, коли втрати не дуже великі.

Якщо великі втрати, вводять комплексну частоту: $\omega = \omega' + i\omega''$, $Q = \frac{\omega}{2\delta} = \frac{\omega'}{2\omega''}$

Це можна зробити тоді, коли ω' не залежить від ω'' .

$Q_0 = \frac{\omega_0 \Gamma}{2\omega_0 \Gamma \operatorname{tg} \delta} = \frac{1}{\operatorname{tg} \delta}$, де δ -визначає добротність нескінченного діелектрика, в якому

поширюється монохроматична хвиля.
$$\frac{P_{вт}}{Q} = \frac{P_1}{Q_1} + \frac{P_2}{Q_2} + \frac{P_3}{Q_3}$$

$$Q = \omega \frac{W}{P_{вт}} \quad \text{В круглому резонаторі:}$$

Існує дуже багато типів резонаторів. Наприклад, резонатор хвилі, що біжить, такий резонатор ще називають кільцевим. Резонанс: $2\pi r = n\lambda_{хв}$.

Коливання в об'ємному резонаторі можна збудити, наприклад, за допомогою вібратора (штиря, зонду) або електронного потоку; ці джерела коливань можна представити як сторонні електричні струми; якщо вібратор рахувати ідеально провідним, то сторонній струм в ньому буде поверхневим. Петлю зв'язку, що збуджує об'ємний резонатор, можна змінити стороннім магнітним струмом. Об'ємний резонатор можна збудити через отвір або щілину в його стінці; отвір потрібний, щоб ввести в резонатор вібратор або електронний потік або щоб зв'язати резонатор з лінією передачі. Щілина або отвір в стінці резонатора, що ідеально проводить можна трактувати як сторонній поверхневий магнітний струм на суцільній (нерозрізаній) стінці резонатора: такий розгляд зручний, якщо тангенціальне електричне поле на щілині або отворі відоме.

множества типов волн, могущих существовать в диэлектрическом волноводе, наибольший интерес представляет так называемая дипольная волна типа HE_{11} , структура поля которой изображена на рис. 5.16. Этот тип имеет бесконечно большую критическую длину волны, т. е. может в принципе существовать на любых частотах. Напряженность поля спадает приблизительно по экспоненциальному закону в радиальном направлении при удалении от поверхности диэлектрика. Часть энергии передается внутри диэлектрика, а остальная — движется за пределами диэлектрического цилиндра. Излучения энергии при этом не происходит: поле как бы «прижимается» к диэлектрическому стержню. Это прижимание тем значительнее, чем больше отношение диаметра стержня d к длине волны в свободном пространстве и чем выше диэлектрическая проницаемость материала, из которого изготовлен стержень.

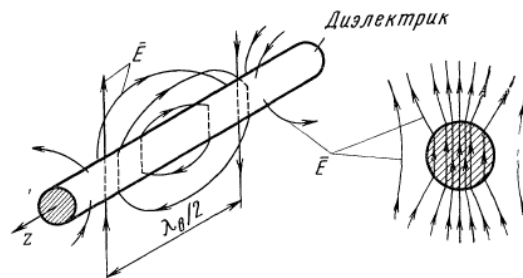


Рис. 5.16. Структура поля в диэлектрическом волноводе при гибридной волне типа HE_{11}

Волны, обладающие подобными свойствами, принято называть *поверхностными*. Как будет показано в гл. 11 при рассмотрении замедляющих систем, фазовая скорость поверхностных волн всегда несколько ниже (а не выше, как в обычных волноводах) скорости света в свободном пространстве.

Затухание волн в диэлектрическом волноводе зависит от тангенса угла потерь используемого диэлектрика и убывает с уменьшением отношения $\frac{d}{\lambda}$, так как при этом все меньшая часть энергии волны переносится внутри диэлектрика.

Диэлектрический волновод особенно важен для нижней части миллиметрового и для субмиллиметрового диапазонов волн, где полые металлические волноводы обладают значительным коэффициентом затухания и имеют весьма малые размеры сечения. Для работы на одной волне типа HE_{11} диаметр d диэлектрического стержня должен быть достаточно малым, чтобы не допустить существования ближайшего высшего типа волны. Анализ показывает, что критическая длина волны* ближайшего высшего типа составляет

здесь ϵ_1 и ϵ_2 — относительные диэлектрические проницаемости диэлектрика, из которого изготовлен волновод, и окружающей среды.

Таким образом, для работы на одном типе волн диаметр волновода d должен быть меньше, чем $\lambda/1,3\sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2}$.

У вимірювальній практиці часто застосовують систему, в якій електромагнітна енергія підводиться в об'ємний резонатор через хвилевід. Зв'язок між резонатором і хвилеводом здійснюється одним із способів типу зонд, петля, отвір, щілина. Найбільш зручний зв'язок, який можна безперервно варіювати, наприклад, всуваючи зонд або петлю в резонатор.

Добротність зв'язку – втрати передачі зовнішньої системи від генератора до нашої системи.

Навантажена добротність:
$$\frac{1}{Q_n} = \frac{1}{Q_{вл}} + \frac{1}{Q_{зв}}$$

7. Стоячі хвилі, їх основні властивості.

Рассмотренная векторная диаграмма, изображенная на рис. 7.1 и 7.2, и уравнение (7.11) позволяют сделать выводы о некоторых существенных свойствах стоячих волн при отсутствии потерь в линии.

1. Расстояние между максимумами стоячей волны (или между минимумами) составляет $\frac{\lambda_B}{2}$. В передающей линии, возбужденной на волне типа TEM, это расстояние при вакуумном наполнении должно составлять $\frac{\lambda}{2}$. На рис. 7.2 максимум напряжения характеризуется точкой *A*, минимум — точкой *B*.

2. В точке максимума стоячей волны напряжения имеется минимум стоячей волны тока и, наоборот, в минимуме стоячей волны напряжения существует максимум тока.

3. В максимумах и минимумах стоячей волны ток и напряжение синфазны и, следовательно, входное сопротивление линии в этих точках имеет чисто активный характер.

4. Зависимость $|\dot{U}| = f(z)$ при $|\Gamma| = 1$ на основании выражения (7.11) имеет чисто синусоидальный характер. В общем случае при $|\Gamma| \neq 1$ распределение напряжения и тока вдоль линии отличается от синусоидального.

5. Минимумы стоячей волны напряжения и тока острее, чем максимумы.

Стояча хвиля – це суперпозиція двох біжучих хвиль, що поширюються у протилежних напрямках (прямої і відбитої хвилі):

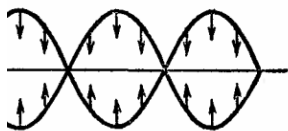
$$U_1(x, t) = U \cos(\omega t - kx) \text{ - зліва направо}$$

$$U_2(x, t) = U \cos(\omega t + kx) \text{ - справа наліво}$$

$$\text{Суперпозиція цих двох хвиль: } U(x, t) = U_1(x, t) + U_2(x, t) = 2U \cos(kx) \cos(\omega t)$$

Кожна точка у часі здійснює коливання, амплітуда яких змінюється за законом: $2U \cos(kx)$

В певних точках (вузлах) ця амплітуда перетворюється на 0.



Відстань між вузлами Δx визначається із умови: $k\Delta x = \pi$

звідки $\Delta x = \frac{\pi}{k} = \frac{\lambda}{2}$. Всі точки, що знаходяться між двома сусідніми вузлами коливаються синфазно. При переході

через вузол, фаза коливань змінюється на π .

В стоячій хвилі нема розповсюдження енергії, отже хвиля не розповсюджується (стояча хвиля).

У вузлах похідна $\frac{\partial U}{\partial x}$ максимальна, у пучностях – навпаки $\frac{\partial U}{\partial x} = 0$

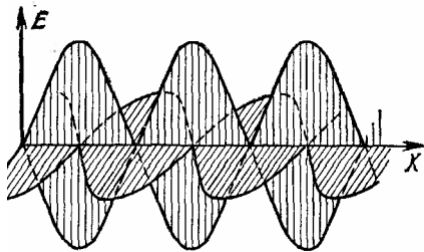
Якщо стояча хвиля існує у просторі (вона необмежена), то її довжина може бути довільною.

Якщо хвиля утворюється у замкненому просторі, між двома стінками, то довжина хвилі має бути такою, щоб на відстані між цими двома стінками вкладалось ціле число півхвиль:

$$l = n \frac{\lambda}{2}, \text{ звідки } \lambda = \frac{2l}{n}, \quad \omega = \frac{2\pi c}{\lambda} = \frac{\pi c}{l}$$

Тобто для даного резонатора маємо нескінченну кількість коливань (мод) із різними n . $n=0$ – основне коливання (мода). Всі інші хвилі – це гармоніки або обертони.

Вищезазначені речі відносяться до стоячих хвиль довільної природи. Перейдемо до



стоячих НВЧ хвиль. Нехай маємо взаємоперпендикулярні вектори E та H . Хвиля, що розповсюджується у додатньому напрямку

$$\text{осі } ox: H_z = H_0 \cos(\omega t - kx)$$

$$E_y = E_0 \cos(\omega t - kx)$$

Вектори $(E H k)$ утворюють праву трійку

Хвиля, що розповсюджується у від'ємному напрямку осі ox :

$$E_y = E_0 \cos(\omega t + kx) \quad H_z = -H_0 \cos(\omega t + kx)$$

Суперпозиція двох хвиль:

$$E_x = 2E_0 \cos(kx) \cos(\omega t) \quad H_z = 2H_0 \sin(kx) \sin(\omega t)$$

Коливання електричної і магнітної компоненти зсунуті один відносно одного на $\frac{\pi}{2}$. Вузли магнітного поля співпадають із пучностями електричного і навпаки.

А это из лекцій мелкова

Стоячі хвилі в лініях передачі.

Хвиля у прямому напрямку з напругою V_1 : $V_1 e^{i(\omega t - \beta z)}$. Струм

$$J_1 e^{i(\omega t - \beta z)} = \frac{V_1}{Z_0} e^{i(\omega t - \beta z)}$$

$$\text{Відбита хвиля: } V_2 e^{i(\omega t - \beta z)}; J_2 e^{i(\omega t - \beta z)} = -\frac{V_2}{Z_0} e^{i(\omega t - \beta z)}$$

, (мінус – бо струм у зворотному напрямку).

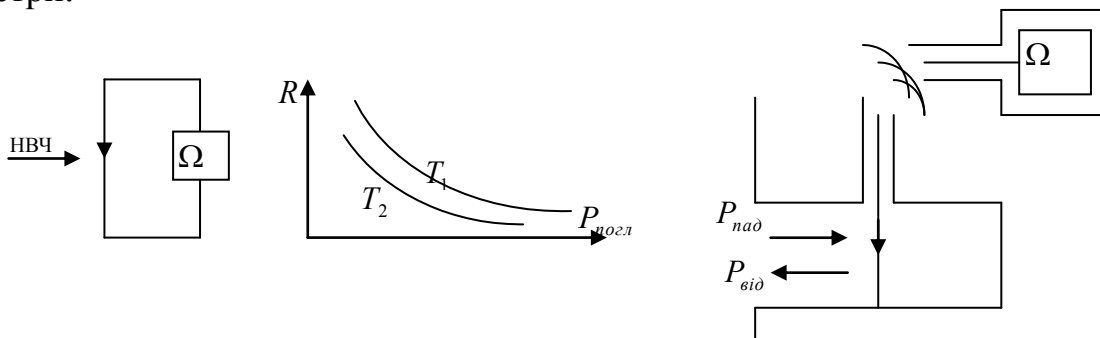
$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{Z_l - Z_0}{Z_l + Z_0} e^{-2i\beta l} = \Gamma = |\Gamma| e^{i\varphi} \quad \text{де } \Gamma - \text{ коефіцієнт відбиття, } \Gamma = 0 \text{ при}$$

$Z_l = Z_0$. Введемо коефіцієнт стоячої хвилі. до хвилі, що біжить, відбита

$$\text{хвиля додається чи віднімається: } V_{\max} = |V_1| + |V_2|, \quad V_{\min} = |V_1| - |V_2|,$$

$$r = \frac{V_{\max}}{V_{\min}} = \frac{|V_1| + |V_2|}{|V_1| - |V_2|} = \frac{1 + \frac{|V_2|}{|V_1|}}{1 - \frac{|V_2|}{|V_1|}} = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|} - \text{ коефіцієнт стоячої хвилі.}$$

8. Детектування електромагнітної хвилі. НП – детектори не можуть використовуватись для вимірювання, бо з часом вони самі змінюються, тобто не існує однакових НП – детекторів. Найбільш точні методи – калориметричні, але вони розраховані на великі потужності (>1Вт). Використовують термістори і болометри:



НП-бусинка. Це все поміщують у термостат. Але це знову ж дає мало переваг у порівнянні з НП-детекторами.

$$P_{\text{погл}} = P_{\text{над}} - P_{\text{від}}$$

$$P_{\text{над}} = cV_{\text{над}}^2$$

$$P_{\text{від}} = cV_{\text{від}}^2$$

$$|\Gamma| = \frac{V_{\text{від}}}{V_{\text{над}}}$$

Тоді можна записати:

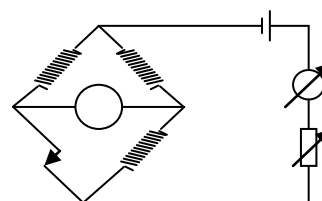
$$P_{\text{погл}} = P_{\text{над}}(1 - |\Gamma|^2), \text{ звідки маємо } P_{\text{над}} = \frac{P_{\text{погл}}}{1 - |\Gamma|^2} = \frac{1}{\eta}$$

Перевага бусинки - в електроніці. Намалюємо вимірювальний міст: η - з'являється тому, що НВЧ нагріває по поверхні, а батарея - по об'єму.

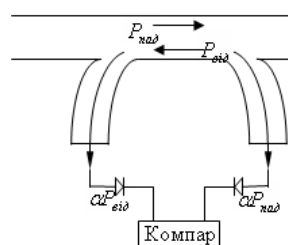
Спочатку міст балансується опором R тобто гальванометр нічого не показує. Подаємо НВЧ, тобто болометр перегрівається, баланс порушується. Для встановлення балансу опір R збільшуємо так, щоб загальна потужність:

$$P_{\text{НВЧ}} = P_{\text{пост}_0} - P_{\text{пост}}. \text{ Для точності використовують } \eta.$$

Іноді потрібно зменшити падаючу потужність. Для цього використовують атенюатори (поглинаюча пластина, що вставляється в хвилевід). Вони можуть зменшувати потужність на 30-40 дБ. Існують прецизійні атенюатори, точність 0,01 дБ: $J \sim \cos \alpha$, а потужність, що поглинається, $\sim J$.



А залежність кута



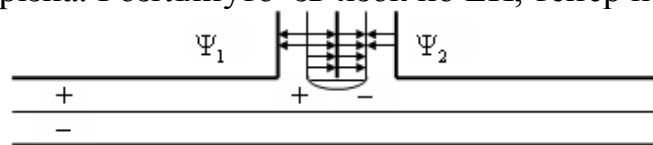
можна визначити точно. Існують направлені

відгалужувачі: $P_1 \sim SP_{\text{над}} : 10 \div 30 \text{ дБ}$

Лівий відгалужувач реагує лише на відбиту хвилю, правий – на падаючу. Компаратор автоматично рахує Γ .

Існують розподілені розгалджувачі – (для верхньої смуги пропускання) – тут випромінює щілина.

Виявляється, що зв'язок цього хвилеводу з трубами існує по ЕМП, і фаза зв'язків по ЕП та МП – різні. Розглянуто зв'язок по ЕП, тепер по МП:



$\varphi_1 = \varphi_2, \Psi_1 = -\Psi_2$ - тобто хвиля піде лише у ліву трубу: від діелектричного зв'язку все “+”, від магнітного “+” та “-”, тобто в правій трубі $+ - = 0$. Хвиля піде у ліву трубу.

9. Модуляція та змішування НВЧ сигналів.

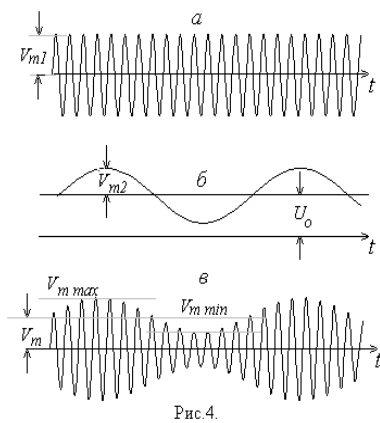


Рис.4.

Модуляцією називають зміну одного з параметрів гармонічного високочастотного сигналу (амплітуди, фази, або частоти) у відповідності з законом зміни деякого другого низькочастотного сигналу. Так, наприклад, під **амплітудною модуляцією** (АМ) розуміють зміну амплітуди високочастотного сигналу $v_{m1} \cos \omega_1 t$ (рис.4а) у відповідності з законом зміни деякого низькочастотного сигналу. У даному випадку за такий взято гармонічний сигнал $v_{m1} \cos \omega_1 t$, у якого $\omega_2 \ll \omega_1$ (рис.4б). В результаті одержується високочастотний сигнал з амплітудою, що змінюється у часі і описується виразом (8)

$$v(t) = [v_m (1 + m \cos \omega_2 t)] \cos \omega_1 t \quad (8)$$

Величина m має назву глибини модуляції і дорівнює

$$m = \frac{v_{m \max} - v_{m \min}}{v_{m \max} + v_{m \min}} \text{ де } v_{m \max} \text{ та } v_{m \min} - \text{ найбільше і}$$

найменше значення амплітуди модульованих коливань. Величина m має бути пропорційною до амплітуди низькочастотного сигналу v_{m2} . Амплітудну модуляцію можна одержати за допомогою нелінійного елемента, якщо зберегти не тільки частоту ω_1 , але і близькі до неї комбінаційні частоти $\omega_1 \pm \omega_2$. Для цього потрібно тільки настроїти контур на частоту ω_1 . Смуга пропускання контуру має бути досить широкою щоб у ній вклялися комбінаційні частоти $\omega_1 \pm \omega_2$ і разом з тим досить вузькою, щоб до неї не потрапили ані низькочастотний сигнал, ані другі гармоніки від ω_1 і ω_2 (рис.5)

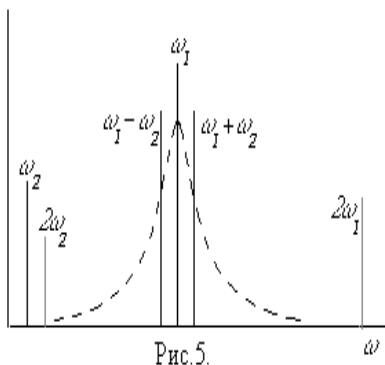


Рис.5.

пропускання контуру має бути досить широкою щоб у ній вклялися комбінаційні частоти $\omega_1 \pm \omega_2$ і разом з тим досить вузькою, щоб до неї не потрапили ані низькочастотний сигнал, ані другі гармоніки від ω_1 і ω_2 (рис.5)

Фазова модуляція: крім амплітуди гармонічний сигнал може бути охарактеризований ще двома параметрами: фазою і частотою, які також можна варіювати “в такт” з низькочастотним інформаційним сигналом, тобто створювати фазову або частотну модуляцію несучого високочастотного сигналу.

При фазовій модуляції (ФМ) миттєве значення величини високочастотного сигналу має вигляд: $U(t) = U_m [\omega_1 t + \varphi(t)]$, (1), де фаза сигналу $\varphi(t)$ пропорційна миттєвому значенню інформаційного низькочастотного сигналу $V(t)$:

$$U(t) = U_m [\omega_1 t + AV(t)], \quad (2)$$

де A - константу пропорційності.

Якщо модулюючий сигнал є гармонічним $V(t) = V_m \sin \omega_2 t$ де $\omega_2 \ll \omega_1$

, то $U(t) = U_m \sin (\omega_1 t + M_\varphi \sin \omega_2 t)$ (3), де M_φ - є так званий

індекс фазової модуляції. Він повинний бути пропорційним амплітуді V_m модулюючого низькочастотного сигналу. Фазово-модульований сигнал можна зобразити на

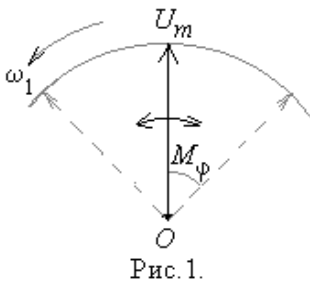


Рис. 1.

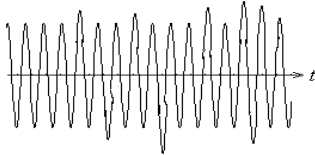


Рис. 2.

векторній діаграмі (рис. 1) у вигляді вектора U_m незмінної величини, який коливається навколо свого середнього положення, відхиляючись від нього на кут $\phi(t)$ пропорційний до $V(t)$. Певною перевагою ФМ є дещо краща завадозахищеність порівняно з амплітудною модуляцією.

Дійсно, імпульсні завади, які виникають від грозових розрядів або роботи індустриальних пристроїв, накладаючись на високочастотний сигнал, створюють короткочасні викиди, які після детектування стають причиною трісків у звуковому сигналі (рис. 2).

При фазовій модуляції можна за допомогою амплітудного обмежувача позбутися цих викидів і зберегти незмінний за амплітудою високочастотний сигнал. Усування завад при цьому звичайно не буває повним, бо завада може дещо змістити фронт коливань ліворуч чи праворуч, імітуючи тим фазову модуляцію. Проте, рівень завад все ж таки дещо зменшується.

Частотна модуляція При частотній модуляції (ЧМ) у такт з низькочастотним сигналом змінюється частота високочастотного сигналу

$U(t) = U_m \{[\omega_1 + \Delta\omega(t)] t\}$, де $\Delta\omega(t) = AV(t)$. Цей процес схематично зображений на рис. 4. В моменти, коли миттєве значення $V(t)$ велике, велика і частота високочастотного сигналу. Навпаки, у моменти, коли $V(t)$ зменшується, зменшується і частота ВЧ сигналу. При гармонічному низькочастотному сигналі $V(t) = V_m \cos \omega_2 t$ миттєве значення частоти дорівнює

$\omega(t) = \omega_1 + \delta\omega \cos \omega_2 t$, (5) де $\delta\omega$ - девіація частоти. Вона пропорційна амплітуді модулюючого низькочастотного сигналу V_m .

Фазова і частотна модуляції тісно пов'язані між собою. Дійсно, високочастотний сигнал можна представити у такому загальному вигляді:

$U(t) = U_m \sin \phi(t)$ (6) де $\phi(t)$ - миттєва фаза високочастотного сигналу.

У відсутності частотної модуляції миттєва фаза $\phi(t)$ зростає пропорційно до часу

$\phi(t) = \omega_1 t$; за наявності ЧМ вираз (6) може бути записаний у вигляді

$$U(t) = U_m \sin [\omega_1 t + A \int V(t) dt] \quad (8)$$

Доведений вище взаємозв'язок між ФМ та ЧМ дає можливість використовувати ЧМ-апаратуру для отримання фазової модуляції і навпаки - ФМ-апаратуру для реалізації частотної модуляції. Так, наприклад, для одержання ЧМ можна скористатися фазовим модулятором (рис. 5а). тільки модулюючий низькочастотний сигнал слід спочатку пропустити через інтегруючу комірку. Можна здійснити і зворотну операцію: за допомогою частотного модулятора отримати фазову модуляцію (рис. 5б). Потрібно лише спочатку продиференціювати модулюючий сигнал пропустивши його через диференціюючу комірку.

Лінійний детектор, змішувач. $J = J_s \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right)$; $V = V_C \cos(\omega_C t + \phi_C) + V_{zem} \cos(\omega_{zem} t + \phi_{zem})$.

Якщо розписати квадратний член, то одержимо:

$$i_{нч} \sim V_C \cos(\omega_C t + \varphi_C) \cdot V_\Gamma \cos(\omega_\Gamma t + \varphi_\Gamma) \sim V_C V_\Gamma \cos[(\omega_C - \omega_\Gamma)t + (\varphi_C - \varphi_\Gamma)]$$

$$i \sim V_C^2 - \text{постійний струм, тобто } i_{нч} = AV_C V_\Gamma \cos[\Omega_\Gamma t + (\varphi_C - \varphi_\Gamma)].$$

Принципова схема супергетеродинного приймача НВЧ – діапазону. Відгук пропорційний квадрату сигналу.

Розглянемо характеристики приймача:

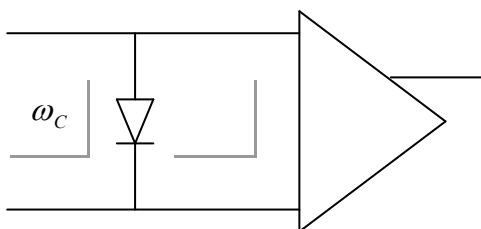
1. Втрати перетворення: $L = \frac{P_{НВЧ}}{P_{ПЧ}} > 3dB$, бо існують втрати на дзеркальні канали, тощо. У діапазоні 40ГГц типове значення $L \sim 6 \div 7dB$.

2. Шум-фактор (класичне визначення): $F = \frac{\left(\frac{P_C}{P_{ш}}\right)_{вх}}{\left(\frac{P_C}{P_{ш}}\right)_{вих}}$.

Шум завжди підсилюється більше ніж сигнал, тому F показує, у скільки разів шум

підсилюється більше, ніж сигнал. $F = \frac{\left(\frac{P_C}{P_{ш}}\right)_{вх}}{\left(\frac{P_C}{P_{ш}}\right)_{вих}} = \frac{1}{g} \frac{P_{ш\ вих}}{P_{ш\ вх}} \geq 1$, бо немає схем в

яких $F < 1$. $F = \frac{1}{g} \frac{P_{ш\ вих}}{P_{ш\ вх}} = \frac{1}{g} \frac{gP_{ш\ вх} + P_{ш\ вих}^0}{P_{ш\ вх}} = 1 + \frac{P_{ш\ вих}^0}{gP_{ш\ вх}} = 1 + \frac{P_{ш\ вх}^0}{P_{ш\ вх}}$ де $P_{ш\ вих}^0$ - шум, згенерований всередині.



Мінімальну потужність, яку приймає приймач

$$P_{ш\ вх\Sigma} = P_{ш\ вх} + P_{ш\ вх_0} = 2FP_{ш\ вх} - \text{шум-фактор.}$$

Він показує, у скільки разів еквівалентні шуми більше, ніж зовнішні шуми.

Визначимо F для змішувача: $F = L \frac{T_c}{T_0} = Ln_{ш} \sim 1$

, - бо це пасивний прилад.

Для наступної схеми можна записати: звідки $F = L(n_{ш} + F_{ПЧ} - 1)$ - врахуємо

шуми подальших каскадів. В середньому $F_{норм} = L(n_{ш} + 0,41)$.

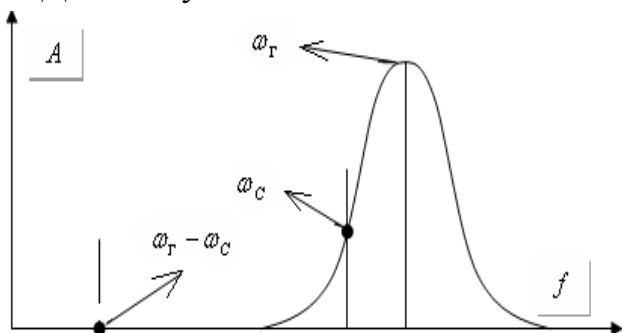
$$P_{\min} = 2FkT_0\Delta f = 10^{-13} \text{ Вт.}$$

$P_{\min} = 2FkT_0\Delta f$, бо впевнений прийом при P в 2 рази менший, ніж максимальний.

Балансний змішувач.

Якщо уявити, що у генератора є деякий контур, то при перекритті ω_C та ω_Γ може виникнути биття генератора з самим собою навіть при відсутності сигналу.

Балансний змішувач бореться саме з цим – він знищує гармоніки гетеродина.



10. Вимірювання потужності НВЧ хвилі

Вимірювання потужності НВЧ за допомогою термісторів.

Термістором називають терморезистор із спеціального напівпровідникового матеріалу з великим від'ємним температурним коефіцієнтом опору. Застосовують два типи термісторів: стержневий та бусинковий. Термістори стержневого типу мають більш високу електричну міцність і відносно менший реактивний опір. Бусинковий термістор при інших рівних умовах, має меншу поверхню охолодження і тому має більшу чутливість. Основними перевагами термісторів є висока чутливість і велика стійкість до перевантажень. Хвилеводна термісторна камера вміщує термісторну вставку та хвилеводний перехід, який забезпечує узгодження опору термісторної вставки з хвилевим опором нормалізованого прямокутного хвилеводу, до якого підключають вимірювач потужності. Суттєвим недоліком термісторних ватметрів є обмеження максимальної величини вимірювальної потужності. Практично стандартні термістори спроможні без руйнування витримувати потужність, що не перевищує декількох десятків міліват. Верхню границю вимірювальної потужності можна збільшити, якщо перед термісторною камерою розмістити калібрований атенуатор. У цьому випадку результат вимірювання визначається відліком по шкалі приладу, помноженим на величину затухання, що вноситься атенуатором. У вимірювачах малої потужності НВЧ застосовують атенуатори поглинаючого та граничного типів.

Важливою частиною вимірювача потужності НВЧ є мостова схема. Приріст опору термісторів можна виміряти за допомогою схем простих омметрів, але таке вимірювання не буде точним. Більш високу точність дають мостові вимірювальні схеми. Застосовуються два способи вимірювання опору термістору - за допомогою неврівноваженого та врівноваженого мостів.

Високу точність вимірювання забезпечує врівноважений міст, за допомогою якого досягається порівняння вимірювальної потужності НВЧ з каліброваною потужністю постійного струму. На рис.6 дана схема врівноваженого моста з безпосереднім відліком результату вимірювання. Живлення моста постійним струмом здійснюється за допомогою резистору R_4 . Паралельно мостовій схемі включений шунтуючий ланцюг, що створений резистором R_5 та реостатом R_6 , на движку якого закріплена відлікова шкала потужності. Струм живлення моста I_n , отже і потужність, що розсіюється на термістор і є функцією положення движка реостата R_6 . Максимум струму є в приведеному реостаті. Цьому положенню движка відповідає нульовий відлік по шкалі потужності ($P_{НВЧ} = 0$).

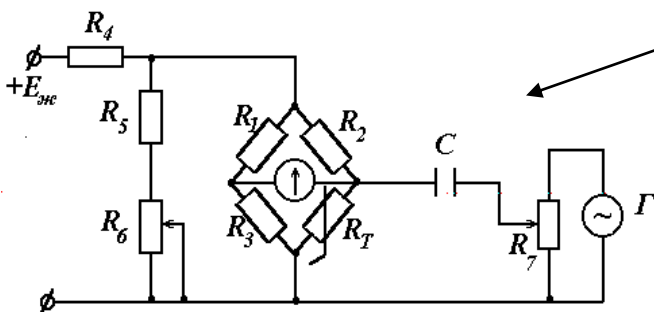


Рис.6 Схема зрівноваженого моста.

Процес вимірювання потужності за допомогою врівноваженого моста складається з двох етапів. Перший - вихідне балансування моста, що здійснюється при відсутності потужності НВЧ та при повністю введеному реостаті R_6 ($P_{НВЧ} = 0$). Міст врівноважують за

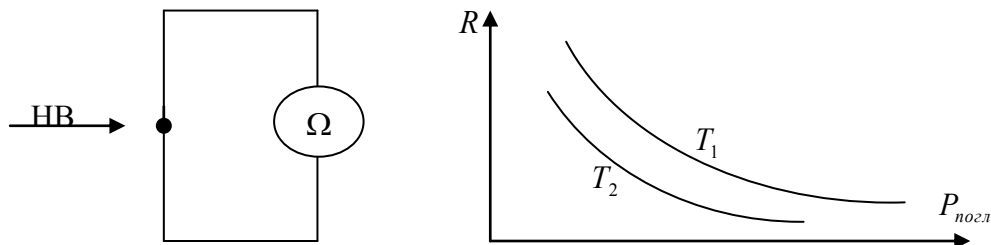
допомогою потенціометру R_7 , змінюючи змінну напругу, що підводиться до термістора. Початкове врівноваження моста виключає із результату вимірювання помилки, що обумовлені коливаннями температури навколишнього середовища та старінням термістора.

На другому етапі здійснюють безпосереднє вимірювання потужності НВЧ, при цьому початковий режим рівноваги моста підтримується незмінним і після надходження вимірювальної потужності НВЧ. Це досягається зменшенням потужності постійного струму при $P_{пт}$ так, що сума розсіюваних потужностей завжди лишається незмінною. $P_{НВЧ} + P_{пт} = P_0$ (26), де P_0 - потужність, що розсіюється на термісторі при попередньому врівноваженні.

Із співвідношення (26) слідує, що для встановлення рівноваги моста потужність постійного струму повинна бути зменшена на величину, що дорівнює $\Delta P_{пт} = -P_{НВЧ}$ (27). Останнє забезпечують пропорційним зменшенням опору R_6 , яке стає мірою величини вимірювальної потужності НВЧ. Результат вимірювання можна прочитати за шкалою, що пов'язана з движком реостата R_6 та проградуєваною в одиницях потужності. Для збільшення точності відліку у якості R_6 використовують спеціальний реостат, забезпечений спіральною шкалою.

Из электронных лекций мелкова:

НП – детектори не можуть використовуватись для вимірювання, бо з часом вони самі змінюються, тобто не існує однакових НП – детекторів. Найбільш точні методи – калориметричні, але вони розраховані на великі потужності (>1Вт).



Використовують термістори і болометри:

• - НП-бусинка. Це все поміщують у термостат. Але це знову ж дає мало переваг у порівнянні з НП-детекторами.

$$P_{погл} = P_{над} - P_{від}$$

$$P_{над} = cV_{над}^2$$

$$P_{від} = cV_{від}^2$$

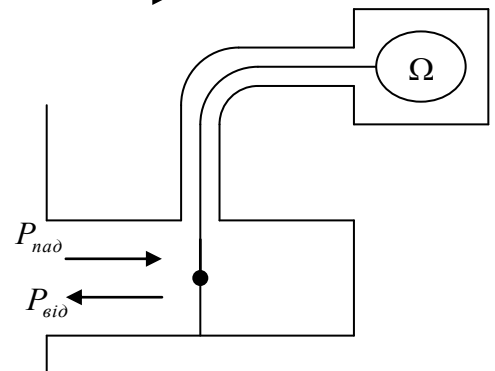
$$P_{погл} = P_{над} (1 - |\Gamma|^2)$$

$$P_{над} = \frac{P_{погл}}{1 - |\Gamma|^2} \frac{1}{\eta}$$

,где η - ККД, з'являється тому, що НВЧ

діє по поверхні, а постійний струм – на весь балориметр.

Намалюємо



вимірювальний міст:

1) Баланс моста: $R_6 = R$

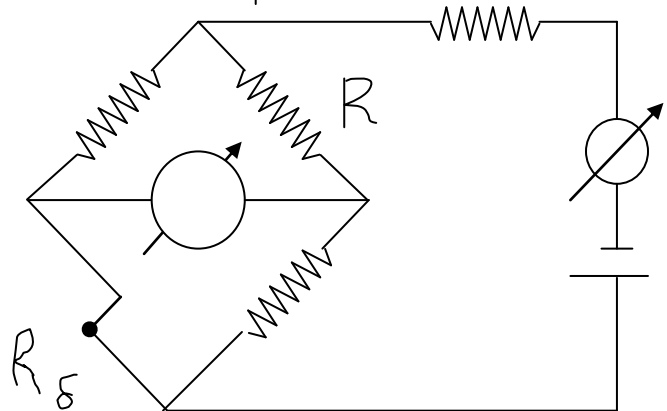
2) Подаємо НВЧ

3) Підстроюємо струмом знову на баланс

$$P_{дж} + P_{нвч} = P_{дж0}$$

$\Delta P_{дж} = P_{нвч}$ – вимірювання. Це є метод компенсації Джоулевого нагрівання.

Балориметри та термістори вимірюють малі потужності. Для великих використовуються атенюатори.



Ми на лекціях розглядали тільки методи з використанням болометрів і термісторів, які описані вище. Інші просто існують, і принципів ми їх не знаємо☺.ну короче, я бы вообще этот список не писал, ибо это взято из книжки в которой описаны они все, но на свой страх и риск как хотите.Удачи.

Загалом методи вимірювання потужності можна поділити на такі групи:

1. Для вимірювання поглинутої потужності
 - 1) Калориметричний метод
 - 2) Болометричний метод.
 - 3) Термоелектричний метод.
2. Для вимірювання потужності що пройшла
 - 1) Поглинаючої стінки
 - 2) Зондовий метод
 - 3) З використанням направлених відгалужувачів.
3. Для вимірювання імпульсної потужності.

11. Вимірювання частоти НВЧ хвилі.

Найпростіший вимірювач – вимірювальна лінія. Намалюємо її:

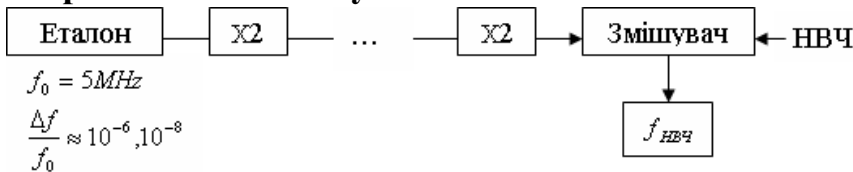
Тут максимум та мінімум – нечіткі, тому краще помістити у резонатор:

$\lambda_{xв} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}}\right)^2}}$. Це – ВСТ, хвильоводи середньої потужності. Для більшої точності є гетеродинні вимірювачі частоти, котрі працюють зі стандартними генераторами частот.

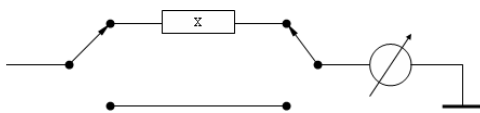
Гетеродином може бути кварц чи молекулярний випромінювач на NH_3 (точність 10^{-12}), також іноді використовується ефект

Мьосбауера (точність 10^{-17}). На всякий случай: ((Ефэкт Мессбауера — фізичне явище резонансного поглинання гамма-випромінювання атомів у твердому тілі. Ядро ізольованого атома не поглинає гамма-кванти тієї ж енергії, що й випромінює. Причина цього в тому, що при великій енергії фотона не можна нехтувати втратою енергії на віддачу ядра. Випромінюючи гамма-квант, ядро згідно із законом збереження імпульсу повинно рухатися в протилежному напрямку. Поглинаючи гамма-квант, ядро вбирає в себе його імпульс і рухається в тому ж напрямку. В оптичному діапазоні енергія віддачі маленька, і атоми зазвичай поглинають на тій же частоті, що й випромінюють.))

Випромінювання затухання.

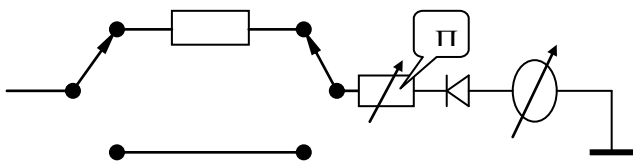


Розглянемо метод відношення потужностей:



Якщо детектор лінійний, то $L = \frac{P_1}{P_x} = \left(\frac{J_1}{J_x}\right)^2$,

якщо ж детектор квадратичний, то $L = \frac{J_1}{J_x}$. Однак, цей спосіб неточний, він залежить від приладу. Тому існує його модифікація – метод еталонного атенюатора. Тут використовується прецизійний атенюатор:



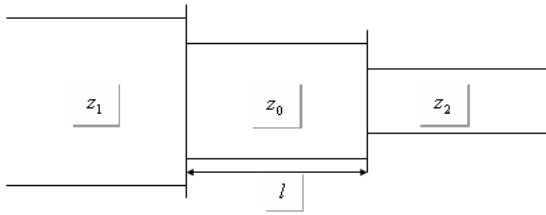
$P_{дБ} - 100$ поділок
 $P_{хдБ} - 100$ поділок,

$$L = P_{дБ} - P_{хдБ}$$

незалежно від властивостей детектора, бо на ньому завжди 100 поділок.

12. Узгодження опорів в техніці НВЧ.

Чвертьхвильовий трансформатор.

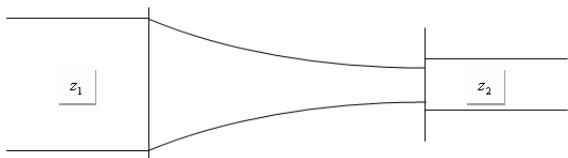


Нехай маємо два хвильоводи: z_1, z_2 ; та стоїть задача передати енергію з одного в інший. Це можна зробити, з'єднавши їх відрізком хвильоводу з деяким опором z_0 .

Виявляється, що $z_0 = \sqrt{z_1 z_2}$, $l = \frac{\lambda}{4}$ для

узгодження. Підрахуємо це: $z = z_0 \frac{z_1 + iz_0 \operatorname{tg} \beta \cdot l}{z_0 + iz_1 \operatorname{tg} \beta \cdot l}$. Тут $z_1 = z_2$, тоді, це фактично

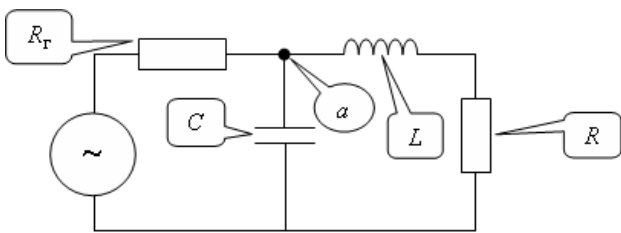
резонансний пристрій. $z_1 = z_0 \frac{z_2 + iz_0 \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda_{xв}} \cdot \frac{\lambda_{xв}}{4}}{z_0 + iz_2 \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda_{xв}} \cdot \frac{\lambda_{xв}}{4}} = \frac{z_0^2}{z_2}$ Для ширококутового



узгодження роблять багато "східців":

Або ж плавний перехід (однак він більш довгий):

Узгодження в МЕ.



Потрібно щось увімкнути між генератором та опором, щоб виділялась максимальна потужність. Зробимо так як показано на малюнку: Підрахуємо опір в точці a :

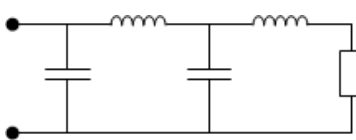
$$Y = j\omega C + \frac{1}{j\omega L + R},$$

$$z = \frac{1}{Y} = \frac{j\omega L(1 - \omega^2 CL) - iR^2\omega C + R(1 - \omega^2 CL) + \omega^2 RC}{(1 - \omega^2 CL)^2 + R^2\omega^2 C^2}, \quad z = z' + jz'', \quad z'' = 0, \quad \text{тобто}$$

$1 - \omega^2 CL = \frac{R^2 C}{L} \rightarrow 0 \Rightarrow \omega = \frac{1}{\sqrt{CL}}$. Таким чином маємо коливальний контур на частоті

ω . Тобто, $z' = \frac{L}{RC} = \frac{\omega^2 L^2}{R}$ - це повинно дорівнювати R_{Γ} , тобто $\omega^2 L^2 = R \cdot R_{\Gamma}$ - цим

умовам має задовольняти контур LC .



Таким чином, для узгодження опір необхідно включати в паралельний коливальний контур. Тепер ми знаємо повну теорію узгодження. Щоб збільшити ширину смуги пропускання, використовують більш складні ланцюги, це

зв'язані ланцюги, тут смуга пропускання ширша:

А що робити, якщо необхідно узгодити комбінований опір, наприклад CR . В

таких випадках включають послідовно L : $j\omega L' + \frac{1}{j\omega C'} = 0$, а потім узгоджують так

само як і в попередньому випадку.

Взагалі, використовують два методи:

1. Комбінація штирів.
2. Комбінація L, C .

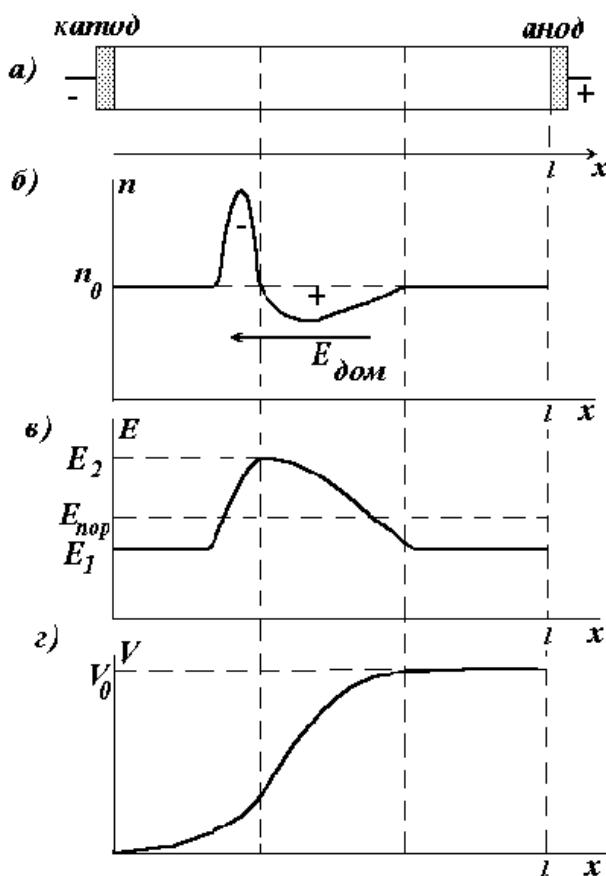
13. Генератор Ганна

У 1963 р. Дж.Б.Ганн виявив виникнення електричних коливань в однорідному кристалі напівпровідника при підведенні постійного електричного поля. Прилади на основі цього ефекту називають або генераторами НВЧ коливань на основі ефекту Ганна (генераторами Ганна), або діодами Ганна (хоч такі прилади і не мають *p-n*-переходу).

Нехай при подачі постійної напруги на кристал між анодом і катодом виникає велика напруженість поля E_0 (але $E_0 < E_{пор}$). У цьому випадку усі електрони легкі і густина струму через кристал має максимальне значення

$$I_{max} = qn_0\mu_1 E_0 = qn_0 v_0 \quad (4)$$

Якщо поблизу катода існує найменша неоднорідність кристала (що є дуже ймовірним), то локальна напруженість поля у цій частині буде дещо вищою ніж величина поля у останній частині кристалу і може перевищувати порогову величину. Порогова напруженість поля у цій частині кристалу забезпечує ріст концентрації "важких електронів" з малою рухливістю та зменшення концентрації "легких" електронів з великою рухливістю, що призводить до локального збільшення опору. Відбувається перерозподіл падіння напруги по довжині кристалу. Напруженість поля у деякій частині кристалу (у домені) збільшується, а в останній частині зменшується. Отже, виникнення домену на одній з неоднорідностей кристалу виключає можливість виникнення доменів на інших неоднорідностях, тобто одночасно в кристалі може існувати тільки один домен.



В області домену електрони з меншою рухливістю рухаються під дією поля з меншою швидкістю, ніж електрони за границею домену. У зв'язку з цим "легкі" електрони доганяють домен, перетворюючись там у "важкі" і створюючи область підвищеної концентрації електронів - область від'ємного заряду. "Легкі" електрони з боку катода рухаються до анода швидше, ніж "важкі" електрони домену. У зв'язку з цим з боку анода створюється область домену із зниженою концентрацією електронів - область додатнього об'ємного заряду (рис.3).

Рис.3. Структура електричного домена у генераторі Ганна: а) схематичне зображення генератора; розподіл вздовж генератора Ганна: б) концентрації електронів; в) напруженості електричного поля; г) напруги.

Таким чином, домен уявляє собою сформовані області об'ємних зарядів, але всередині домену під час росту напруженості електричного поля зростає швидкість "важких" електронів. В той же час за границями домену швидкість електронів зменшується через те, що зменшується напруженість поля в результаті перерозподілу падінь напруги. В деякий момент часу швидкості руху електронів всередині домену та за його границями вирівнюються, і настає стан динамічної рівноваги.

Тому, стан динамічної рівноваги характеризується різними величинами напруженості поля за границями домену E_1 і всередині домену E_2 , але з однією і тією же швидкістю руху "легких" та "важких" електронів, тобто

$$v_1 = v_2 \quad (5)$$

чи

$$\mu_1 E_1 = \mu_2 E_2 \quad (6)$$

де v_1 - швидкість руху електронів за границями домену, v_2 - швидкість руху електронів всередині домену, що відповідає швидкості руху домену від катода до анода.

Очевидно, що $v_1 < v_0$, тому що $E_1 < E_0$. Тому після утворення домену щільність струму зменшується до

$$I_{min} = qn_0v_1 \quad (7)$$

Мінімальне значення щільності струму через кристал буде зберігатися під час всього руху домену через кристал чи на протязі часу прольоту

$$t_{np} = l/v_2 \quad (8)$$

де l - довжина кристалу.

При досягненні аноду домен зникає і щільність струму зростає до величини I_{max} , що відповідає відсутності домену. Негайно після цього біля катода формується новий домен і процес періодично повторюється.

14. Генератори на лавино-пролітних діодах.

ЛПД був створений в 1959 р. А.С.Тагером.

Механізм його роботи оснований на ефекті від'ємного динамічного опору, який виникає при лавинному пробіі n/p діода внаслідок ударної іонізації.

Вперше генерація спостерігалася на германієвих обернено-зміщених діодах, які мають різкий злам у ВАХ. Пізніше – на кремнієвих, арсенід-галієвих...

ЛПД по частоті перекрили весь діапазон НЧ від 0.5 до 500 ГГц. Мають суттєве підвищення ККД до 20-30% в см-діапазоні та 60-70% в дм-діапазоні.

На основі ЛПД створено ряд приладів НЧ: генератори, підсилювачі, джерела шуму та ін.

Розглянемо механізм роботи ЛПД; для цього будемо використовувати діод з широким p-n-переходом:

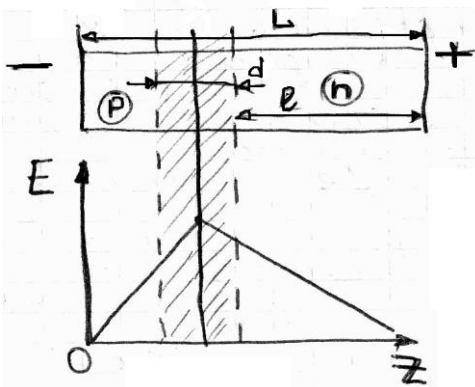


Рис 1.

Оскільки ми з'ясували, що ЛПД працює на ефекті дин. від'ємної провідності (динамічною називається тому, що проявляється лише для змінних складових струму та напруги в певному діапазоні частот). То з'ясуємо як вона виникає.

Прикладемо обернену напругу, за допомогою цього ми розширимо заборонену зону, в якій майже відсутні вільні носії заряду. В області металургічної

границі поле досягає максимуму.

По мірі збільшення зворотної напруги напруженість поля в переході p-n зростає. Електрон (дірка) прискорені електричним полем на довжині вільного пробігу в переході p-n, при зіткненні з атомом можуть вибити електрон → народжується нова пара електрон – дірка і т.д.

Коли поле в площині металургічної границі досягає $E_{кр}$ – починається інтенсивний процес ударної іонізації – виникає лавинне помноження числа носіїв.

Утворені в шарі помноження носії дрейфують під дією сильного електричного поля: дірки через p-шар, а електрони – через n-область. В цей час поле проявляє гальмуючу дію. Саме лавинна природа струму емісії обумовлює інерційність. Для

розвитку лавини необхідно певний час (миттєве значення поля E визначає не величину лавинного струму, а швидкість його зміни).

Зміна струму емісії I_e відстає від зміни електричного поля на час τ_3 . Отже, у нас під дією змінної напруги в шарі помноження будуть формуватися згустки електронів.

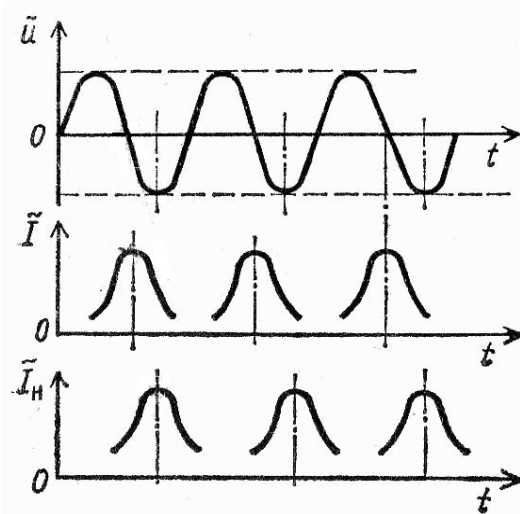


Рис. 6.21. Временные распределения \tilde{U} , \tilde{I} , \tilde{I}_H для ЛПД

На виході будемо мати короткі імпульси струму(Рис 2.)

Бачимо, що змінна складова струму знаходиться у протифазі до прикладеної напруги. При цьому в діоді спостерігається диф. від'ємна провідність.

Можна виділити три діодні структури, які

можуть використовуватися у якості ЛПД:

1) діод Ріда

p ⁺	n	i	n
----------------	---	---	---

2) діод Тагера

p	n
---	---

3) діод

p	i	n
---	---	---

 Місави

Можна виділити два основні режими роботи ЛПД:

1) *impatt* – не дуже високі амплітуди поля НВЧ. КПД – 25% ;

2) *trapatt* – різкий неоднорідний розподіл електричного поля, значна напруга НВЧ на діоді.

Виникаючі носії заповнюють весь простір дрейфу у вигляді електронно-діркової плазми. Провідність діода різко зростає і через нього за час від'ємного напівперіоду „проштовхується” імпульс струму великої амплітуди. Саме цим і обумовлена велика від'ємна провідність ЛПД в *trapatt*-режимі.

Розсмоктування носіїв заряду проходить дуже повільно і закінчується до моменту переходу напруги до позитивного напівперіоду.

Режими генерації и усиления. На основе ЛПД можно создать СВЧ-генераторы (ГЛПД) и усилители (УЛПД). В обоих случаях ЛПД включен в колебательную систему. Генерацию или усиление объясняют наличием при определенном режиме работы ЛПД отрицательного дифференциального сопротивления.

Отрицательное сопротивление зависит от тока ЛПД, поэтому в ГЛПД с заданным сопротивлением потерь (сопротивления нагрузки, резонатора и областей диода) существует минимальный пусковой ток, начиная с которого возможна генерация. При токе менее пускового обеспечивается усилительный режим. Простейшая схема ГЛПД показана на рис. 10.10. Схема содержит коаксиальный резонатор, перестраиваемый с помощью поршня (плунжера) и ЛПД, помещенного между центральным проводником резонатора и его торцом (ЛПД находится в пучности напряжения).

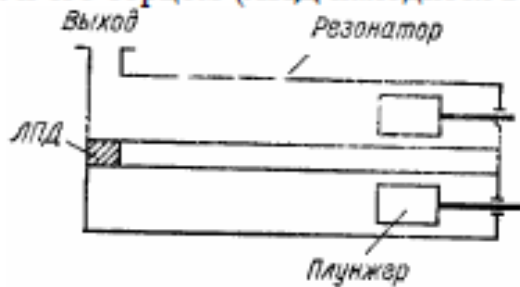


Рис. 10.10

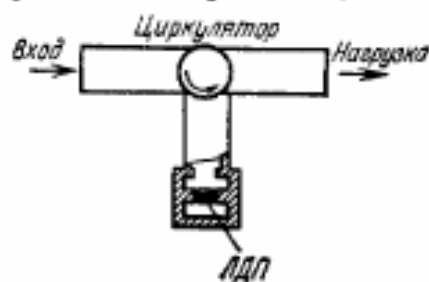
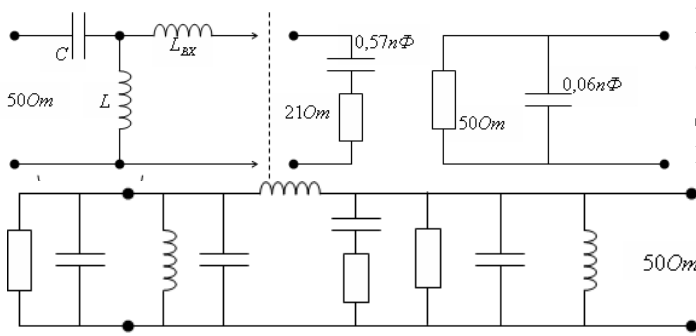


Рис. 10.11

15. Підсилення НВЧ сигналів.

Підсилювачі на НВЧ - транзисторах.

Підсилювачі НВЧ відрізняються від звичайних тим, що треба узгодити вхід-вихід та каскади.



Наприклад розглянемо еквівалентну схему транзистора АП-326А: Для узгодження з лінією 50 Ом підключають L_{BX} і трансформатор (лампу). L_{BX} підбирається так, щоб узгодити з опорам 50 Ом. Аналогічно створюється резонанс та узгодження по опору на виході:

Принципова схема підсилювача:

Параметричний підсилювач на НП-діодах.

$C = C_0 + \Delta C \cdot \cos \omega t$. Система генерує $\omega = \omega_1 + \omega_2$, при $\Delta C > C_{пор}$, якщо ж $\Delta C < C_{пор}$ то система не генерує, проте зовнішній сигнал не підсилюється. ω - частота накачки.

Інший варіант: ω_c - сигнал, ω_x - холостий, ω_p - накачка. $\omega_c + \omega_x = \omega_p$.

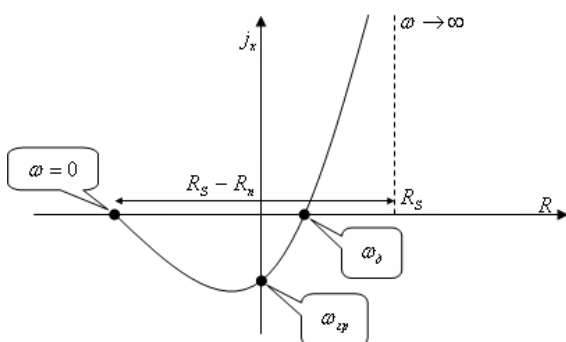
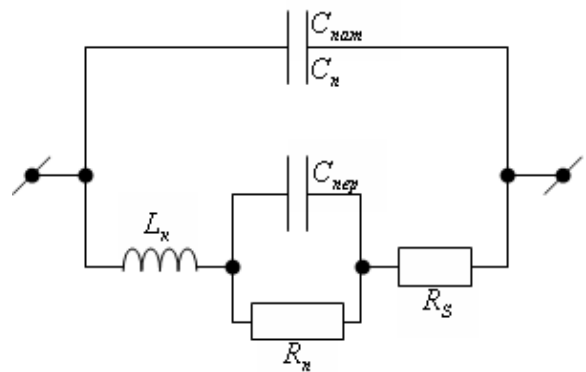
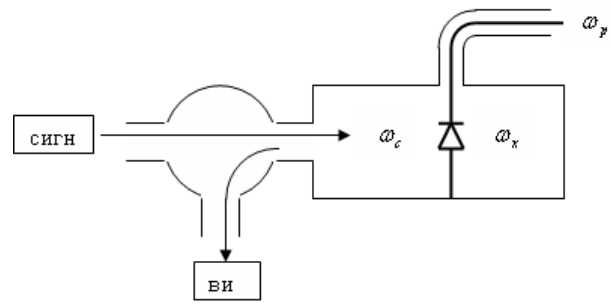
Умова існування резонансу на сигнальній частоті: $x_{oc}(\omega_c) + x_d(\omega_c) = 0$, $x_{oc}(\omega_x) + x_d(\omega_x) + x_{ax}(\omega_x) = 0$ Тоді

змінюючи l_{oc} та l_{ax} , можна регулювати частоту, змінюючи умови резонансу. Схема була б "найбільш" мікроелектронною, якби можна було використати власні частоти діода. Спробуємо зробити це: розглянемо еквівалентну схему (див. Мал.):

Тут може бути послідовний резонанс

$L_k C_{пер}(\omega_d, \omega_{noc})$ і паралельний $L_k C_{нат}(\omega_{нар})$, $\omega_{noc} \sim 10^{11}$, $\omega_{нар} \sim 10^{12}$.

Останнім часом роблять $C_{нат}$ малим, отже $\omega_{нар}$ дуже велика, і її не використовують. Можна використовувати ω_{noc} . Розглянемо телевізійний

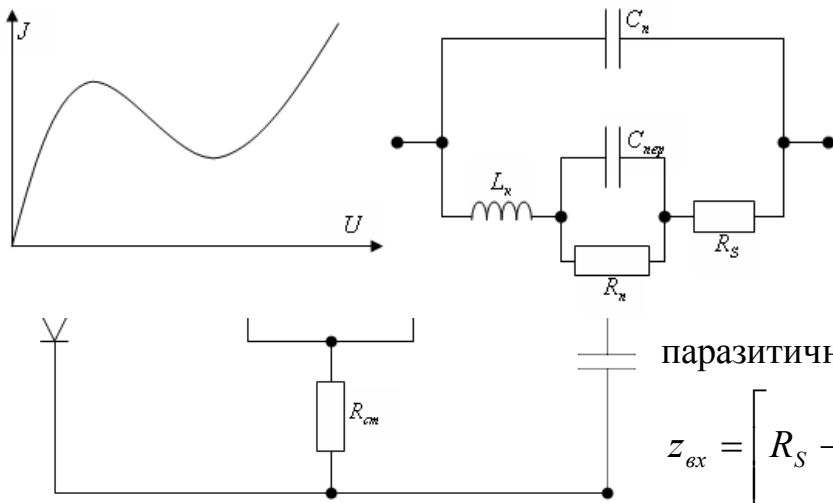


параметричний підсилювач. ω_c , ω_x - позначені частоти відповідних резонаторів.

Генерування та підсилення НВЧ.

Підсилювач на тунельному діоді.

ВАХ $J(U)$ тунельного діоду має від'ємну ділянку, де $\frac{dU}{dJ} < 0$. Будь-який діод можна представити еквівалентною схемою: В



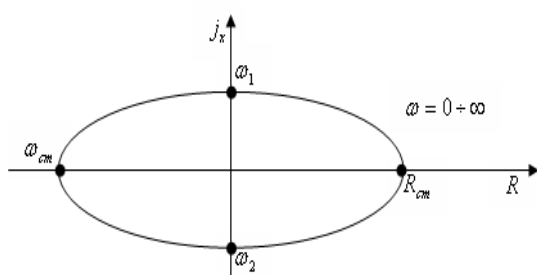
термінах цієї схеми буде $\frac{dU}{dJ} = R_s + R_n = R_s - |R_n|$ (тут ми врахували опір переходу $R_n < 0$). Звичайні значення $R_n \sim 10 \div 100 \text{ Ом}$. Підрахуємо загальний опір діоду z_{ex} . Знехтуємо

паразитичною ємністю C_n , тоді

$$z_{ex} = \left[R_s - \frac{R_n}{1 + \omega^2 C_{nep} R_n^2} \right] + i \left(\omega L_k - \frac{\omega_n C_{nep} R_{nep}}{1 + \omega^2 C_n^2 R_{nep}^2} \right)$$

, тут введено позначення: $\omega_{zp}^2 = \frac{1}{(C_{nep} R_{nep})^2} \left(\frac{R_{nep}}{R_s} - 1 \right)$, $\omega_\delta^2 = \frac{1}{(L_k C_{nep})} \left(1 - \frac{L_k}{C_{nep} R_{nep}^2} \right)$.

У формулі R_n - по модулю, тобто його від'ємність вже враховано. Графічний вигляд опору чи іншої комплексної величини, де параметром є частота, представляється годографом. Зобразимо його: ω_δ - це резонансна частота діода, вона відповідає чисто реактивному опору. ω_{zp} - гранична частота, на якій опір перестає бути від'ємним. Може бути картина, коли $\omega_\delta < 0$, тоді настає самозбудження, оскільки тут резонанс і від'ємний опір. Щоб запобігти цьому, вводять стабілізуючі ланки для обмеження смугу частот від'ємного опору:



На резонансній частоті контуру $\omega \sim \frac{1}{\sqrt{C_{cm} L_{cm}}}$ опір всієї ланки ∞ , а на всіх інших частотах: $R = R_{cm}$. Таким чином, маємо два паралельно з'єднані опори. Один з них $R_2 < 0$, $R_1 = R_{cm} > 0$, тоді сумарний опір $R_\Sigma = \frac{-R_1 |R_2|}{R_1 - |R_2|}$. Тоді при

$R_1 < |R_2|$ буде $R_\Sigma > 0$, підсилення не буде. Тепер годограф буде мати інший вигляд, смуга буде на частотах $\omega_1 < \omega < \omega_2$.

Крім цих елементів, у схемі використовуються узгоджуючі трансформатори.

Коефіцієнт підсилення підсилувача на тунельному діоді $\Gamma = \frac{z_{ex} - z_0}{z_{ex} + z_0}$. При цьому

тут вхід та вихід не розв'язані, тому, по суті, коефіцієнт підсилення є коефіцієнтом відбиття. Такі підсилувачі нестійкі, нестабільні – параметрично залежать від навантаження.

Транзистор має розв'язані вхід та вихід (зв'язок порядку МОм). Тому зараз використовують саме транзистори.

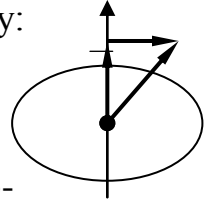
Регенеративний підсилувач – це генератор в недозбудженому режимі.

Перевага транзисторів – триполюсна схема (земля, вхід та вихід), хоча швидкодія гірша чим у діода.

16. Невзаємні елементи НВЧ.

Закон Ньютона каже, що $\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} = f \cdot \vec{F}$. Однак, в загальному випадку:

$\vec{a} = \vec{f} \cdot \vec{F}$, тобто зв'язок не векторний, а тензорний – напрямок руху не завжди співпадає з напрямком сили. Приклад – гіроскоп чи дзига.



В природі існують середовища, що працюють таким чином – електро- чи магнітно-гіротропні. У них намагніченість - $\vec{M} = \vec{\chi} \vec{H}$, поляризація - $\vec{P} = \vec{\epsilon} \vec{E}$.

$$\vec{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu \end{pmatrix}, \quad \vec{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon & i\epsilon_a & 0 \\ -i\epsilon_a & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon \end{pmatrix}, \quad \mu_a - \text{антисиметричний}, \quad \vec{\mu} = 1 + 4\pi\vec{\chi}.$$

Ферити мають магнітогіротропні властивості, плазма має електрогіротропні властивості. Зараз використовують магнітогіротропність, тому її й розглядатимемо.

$$m_x = h_x \chi + h_y (i\chi_a) + 0 \cdot h_z$$

$$m = \vec{\chi} \cdot \vec{h} \Rightarrow m_y = h_x (-i\chi_a) + h_y \chi + 0 \cdot h_z, \quad \text{бо } \vec{\chi} = \begin{pmatrix} \chi & i\chi_a & 0 \\ i\chi_a & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

$$m_z = 0$$

Тензор магнітної проникності фериту.

Рівняння Ландау-Лівшица руху в МП: $\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}]$. Ми будемо шукати $\vec{\chi}$ в

$\vec{M} = \vec{\chi} \vec{H}$. $\gamma = \frac{e}{mc} = 2,8 \frac{\text{МГц}}{\text{ерст}}$. Нехай маємо феромагнітне середовище в \vec{H}_0 , при

цьому орієнтація доменів $\vec{M}_0 \uparrow \vec{H}_0$, оскільки це енергетично вигідно.

Нехай тепер $\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{h} e^{i\omega t}$, $\vec{H}_0 \gg \vec{h}$, $\vec{H}_0 \perp \vec{h}$, тобто додали невелике змінне поле у перпендикулярному напрямку. Звичайно, при цьому зміниться \vec{M} : $\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}$, $\vec{m} \ll \vec{M}_0$.

Тепер треба знайти $\vec{m} = f(\vec{h})$, тобто $\vec{m} = \vec{\chi} \vec{h}$. Розглядатимемо лінійну задачу, нелінійності не враховуємо. Можна представити $\vec{m} = \vec{m}_0 e^{i\omega t}$.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \frac{d\vec{m}}{dt} = \vec{m}_0 e^{i\omega t} i\omega$$

$$-\gamma [\vec{M} \times \vec{H}] = -\gamma \begin{vmatrix} i & j & k \\ m_x & m_y & M_0 \\ h_x & h_y & H_0 \end{vmatrix}.$$

Ми знехтували m_z , h_z прирівнявши їх відповідно з

M_0 , H_0 .

$$m_{ox} e^{i\omega t} i\omega = -\gamma (m_{oy} e^{i\omega t} H_0 - M_0 h_y e^{i\omega t})$$

$$m_{oy} e^{i\omega t} i\omega = -\gamma (m_{ox} e^{i\omega t} H_0 - M_0 h_x e^{i\omega t}), \quad m_{oz} = 0$$

оскільки добутки $\vec{h} \cdot \vec{m}$ мають

другу ступінь малості. З цієї системи одержимо розв'язок:

$$m_x = \frac{M_0}{H_0} \frac{\omega_H^2}{\omega_H^2 - \omega^2} h_x + \frac{M_0}{H_0} \frac{i\omega\omega_H}{\omega_H^2 - \omega^2} h_y = \chi h_x + i\chi_a h_y$$

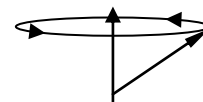
$$m_y = \frac{M_0}{H_0} \frac{\omega_H^2}{\omega_H^2 - \omega^2} h_y - \frac{M_0}{H_0} \frac{i\omega\omega_H}{\omega_H^2 - \omega^2} h_x = \chi h_y - i\chi_a h_x$$

Тут гіромагнітна частота $\omega_H = \gamma H_0$, тобто маємо гіромагнітний ефект у фериті.

Ферит – це магнітний

діелектрик.

При $\omega = \omega_H$ (нескінченності не буде, оскільки ω_H можна замінити як $\omega_H + i\omega'_H$) буде $m_y = -im_x$. Нехай $m_x = e^{i\omega t}$, $m_y = -ie^{i\omega t}$ тоді



$\bar{m}_x = \text{Re}(e^{i\omega t}) = \text{Cos}\omega t$, $\bar{m}_y = \text{Re}(-ie^{i\omega t}) = \text{Sin}\omega t$. Таким чином точка обертається по годинниковій стрілці.

Виявляється, магнітний момент, як і спін електрона, може рухатись лише по правому колу. Таким чином, лівополяризоване поле не буде впливати. На даних властивостях працюють всі прилади.

Прилади. Вони бувають трьох основних типів:

1. Резонансні. $\omega_H = \omega$, характеристика поглинання поля:
2. Прилади на ефекті **зміщення поля**.

Помістимо феритову кулю в поле. Хвиля рухається, налітає на кулю. Якщо куля в центрі, то поле на кулі матиме поперечну поляризацію. На стінці поляризація буде повздовжньою. Якщо куля ні в центрі, ні на стінці, то поле буде обертатися, тобто кругова поляризація. Таким чином у хвилеводі існують точки повздовжньої, поперечної та кругової поляризації. Оскільки моменти в фериті обертаються в одну сторону, то поляризація в різних точках хвилеводу буде різною. Взаємодія буде протилежною при зміні напрямку поля, напрямку хвилі та при симетричній зміні положення зразка у хвилеводі.

При взаємодії фериту з полем $\mu \gg 1$, при відсутності взаємодії $\mu \sim 1$.

У циркуляторі з феритом хвиля в одному напрямку буде взаємодіяти з феритом сильніше, ніж у протилежному (як і в хвилеводі – див. Мал.). Відповідно і довжина хвилі, що обертається за часовою стрілкою, буде λ_1 , а для хвилі, що обертається проти, λ_2 . Змінюючи радіус та H_0 , можна налагодити прилад так щоб хвиля повністю переходила: 1→2, 2→3, 3→1 і не інакше.

3. Прилади на ефектах **Фарадея**.

Фарадеївський вентиль і циркулятор. Ці прилади працюють на великих потужностях. Вхідна та вихідна щілини повернуті на 45° одна відносно іншої. В середині – ферит, навколо – електромагнітна котушка. Підбираємо параметри так, щоб хвиля змінювала поляризаційний кут на 45° після проходження 1→2.

Отримуємо циркулятор 1→2, 2→3. Якщо замість 2 поставити заглушку, то отримаємо вентиль, бо хвиля піде 1→2→3.

Мікросмушкові лінії з феритом. Замість діелектрику беремо ε , $\bar{\mu}$.

Площина поляризація задана металевими смужками і не може обертатися. Можна змінювати $\beta = \beta(H)$. Є також три варіанти намагнічення [1], [2], [3].

1. $\mu_1 \approx \mu_\perp$. 2. $\mu_2 \approx 1$, оскільки в цьому напрямку змінне $\vec{h} \parallel \vec{M}_0, \vec{H}_0$, і не може взаємодіяти. 3. $\mu_3 \approx \mu \pm \mu_a$ (нас цікавить $\mu + \mu_a$).