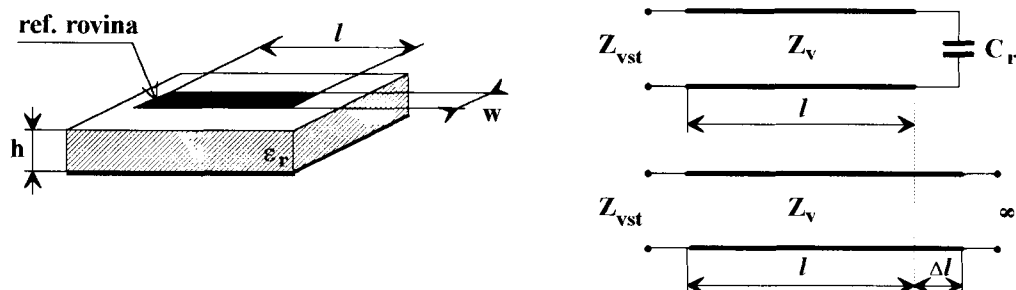


6. Rezonanční obvody v mikrovlnné integrované technice

6.1. Mikropáskové rezonátory

a) Rezonátor z úseku vedení



Obr. 6.1.1.

Vedení o délce $\lambda_g/4$ nebo $\lambda_g/2$ zakončené naprázdno nebo nakrátko.
Předpoklad $w \ll \lambda_g/2$, rezonance s videm kvazi-TEM.

Rezonanční frekvenci ovlivňuje rozptylové pole na konci mikropásku. Lze je reprezentovat rozptylovou kapacitou C_r nebo ekvivalentním prodloužením Δl .

Určení rozptylové kapacity C_r

Wolff a Knoppik navrhli v [88] výpočet rozptylové kapacity pomocí rozptylové kapacity na hraně mikropáskového vedení. Po úpravě lze získat:

$$C_r = \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{\sqrt{\epsilon_{ef}^l(2l, h, t, \epsilon_r)}}{c \cdot Z_v(2l, h, t, \epsilon_r)} - \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot 2l}{h} \right] \cdot w \quad (6.1.1)$$

kde

$\epsilon_{ef}^l(2l, h, t, \epsilon_r)$ je efektivní permitivita mikropáskového vedení šířky $2l$ na substrátu tloušťky h s pokovením tloušťky t a relativní permitivitou ϵ_r .

$Z_v(2l, h, t, \epsilon_r)$ je vlnový odpor mikropáskového vedení šířky $2l$ realizovaného na tomto substrátu.

Vztah (6.1.1) lze upravit [7] na tvar:

$$C_r = \epsilon_0 \cdot \frac{w}{h} \left(\epsilon_{ef}^l l_f - \epsilon_r \cdot l \right) \quad (6.1.2)$$

kde l_f je fiktivní šířka 1/2 mikropáskového vedení šířky $2l$. Lze ji určit např. pomocí vztahů (2.7.1), (2.7.2) případně spolu s (2.7.3) a (2.7.4). ϵ_{ef}^l lze určit podle (2.7.6). Potom např. pro $2l \gg h$:

$$l_f = l_{ef} + \frac{h}{\pi} \cdot \ln \left[17,08 \left(\frac{l_{ef}}{h} \right) + 0,85 \right] \quad (6.1.3)$$

kde

$$l_{ef} = l + 0,625 \cdot \frac{l}{\pi} \left(1 + \ln \frac{2h}{l} \right) \quad (6.1.4)$$

$$\varepsilon_{ef}^l = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{6h}{l}}} - \frac{\varepsilon_r - 1}{4,6} \cdot \frac{l/h}{\sqrt{2l/h}} \quad (6.1.5)$$

Určení ekvivalentního prodloužení Δl

Δl je změna délky mikropáskového vedení šířky w odpovídající kapacitě C_r . Vzhledem k (2.5.1):

$$\frac{C_r}{\Delta l} = \frac{1}{v_f \cdot Z_v} = C \quad (6.1.6)$$

Tedy vzhledem k (2.5.4) a (6.1.2)

$$\Delta l = \frac{1}{C} \cdot C_r = \frac{h}{\varepsilon_{ef}^w \cdot \varepsilon_0 \cdot w_f} \cdot \varepsilon_0 \frac{w}{h} \cdot \left(\varepsilon_{ef}^l l_f - \varepsilon_r \cdot l \right) = \frac{w}{w_f \cdot \varepsilon_{ef}^w} \cdot \left(\varepsilon_{ef}^l l_f - \varepsilon_r \cdot l \right) \quad (6.1.7)$$

kde w_f je fiktivní šířka mikropáskového vedení o šířce w určená podle (2.7.1) až (2.7.4).

Další vztah pro výpočet Δl uvádí Hammerstad v [90].

$$\Delta l = 0,412 \cdot h \cdot \frac{\varepsilon_r + 0,3}{\varepsilon_r - 0,258} \cdot \frac{w/h + 0,264}{w/h + 0,8} \quad (6.1.8)$$

Vztah je platný pro $w/h \geq 0,2$ a $2 \leq \varepsilon_r \leq 50$ s chybou menší než 4%.

Sériová rezonance

1) rezonanční délka

podmínka sériové rezonance:

$$Z_{vst} = \frac{Z_k + j \cdot Z_v \cdot \operatorname{tg} \alpha l}{1 + j \frac{Z_k}{Z_v} \cdot \operatorname{tg} \alpha l} = 0 \quad (6.1.9)$$

kde

$$Z_k = \frac{1}{j \omega_0 C_r} \quad (6.1.10)$$

odtud

$$Z_v \cdot \operatorname{tg} \alpha_0 l = \frac{1}{\omega_0 C_r} \quad (6.1.11)$$

rezonanční délka

$$l = \frac{c}{\omega_0 \sqrt{\varepsilon_{ef}^w}} \cdot \operatorname{arctg} \frac{1}{\omega_0 C_r Z_v} + (n-1) \cdot \frac{\lambda_{g0}}{2} \quad (6.1.12)$$

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

případně

$$l + \Delta l = (2n-1) \cdot \frac{\lambda_{g0}}{4} \quad (6.1.13)$$

2) činitel jakosti

$$Q_0 = \frac{\omega \cdot W}{P_z} \quad (6.1.14)$$

W je střední hodnota celkové energie elmag. pole při rezonanci

P_z je střední hodnota činného výkonu ztraceného v obvodu při rezonanci

Platí:

$$P_z = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[Z_{vst}(\omega_0) \right] \cdot I I^* = \frac{1}{2} \cdot R_{vst} \cdot |I|^2 \quad (6.1.15)$$

$$W = W_e + W_m = \frac{I I^*}{4} \cdot \frac{dX_{vst}}{d\omega} \quad (\omega = \omega_0) \quad (6.1.16)$$

kde

$$Z_{vst} = R_{vst} + jX_{vst} \quad (6.1.17)$$

Pak (6.1.14) po dosazení, [91]:

$$Q_0 = \frac{\omega_0}{2 \cdot R_{vst}(\omega_0)} \cdot \frac{dX_{vst}}{d\omega} \quad (\omega = \omega_0) \quad (6.1.18)$$

Po dosazení (6.1.9) do (6.1.15) a (6.1.16) lze vztah (6.1.18) upravit na, [91]:

$$Q_0 = \frac{\alpha}{2\beta} \cdot \left(1 + \frac{\sin 2\alpha l}{2\alpha l} \right) \approx \frac{\alpha}{2\beta} \quad (6.1.19)$$

β je konstanta útlumu, pro kterou v tomto případě platí:

$$\beta = \beta_c + \beta_d + \beta_r \quad (6.1.20)$$

β_r vyjadřuje ztráty způsobené vyzářováním

Pro Q_0 tedy platí:

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_r} \quad (6.1.21)$$

a

$$Q_c = \frac{\alpha}{2\beta_c} \quad (6.1.22)$$

$$Q_d = \frac{\alpha}{2\beta_d} \quad (6.1.23)$$

Pro Q_r uvádějí Belohoubek a Denlinger [92]:

$$Q_r = \frac{Z_v}{480\pi(h/\lambda_0)^2 F(ef)} \quad (6.1.24)$$

kde pro $F(ef)$ uvádí Lewin, [93], (viz též [95] a [96]):

$$F(ef) = \frac{\epsilon_{eff} + 1}{\epsilon_{eff}} - \frac{(\epsilon_{eff} - 1)^2}{2\epsilon_{eff}^{3/2}} \cdot \ln \frac{\sqrt{\epsilon_{eff}} + 1}{\sqrt{\epsilon_{eff}} - 1} \quad (6.1.25)$$

ϵ_{eff} je kmitočtově závislá efektivní permitivita určená podle (2.7.11)

3) rezonanční odpor

$$R_{vst}(\omega_0) = Z_v \cdot \tanh \beta l \approx Z_v \cdot \beta l = Z_v \cdot (\beta_c + \beta_d + \beta_r) \quad (6.1.26)$$

Paralelní rezonance

1) Rezonanční délka

podmínka paralelní rezonance pro bezeztrátové vedení $Y_{vst} = 0$.

odtud $\operatorname{tg} \alpha l = -\omega_0 C_r Z_v$ (6.1.27)

rezonanční délka $l = n \cdot \frac{\lambda_{g0}}{2} - \frac{c}{\omega_0 \sqrt{\epsilon_{ef}^w}} \cdot \arctg(\omega_0 C_r \cdot Z_v)$ (6.1.28)

$n=1,2,3,\dots$

případně $l + \Delta l = n \cdot \frac{\lambda_{g0}}{2} = n \cdot \frac{c}{2f_0 \cdot \sqrt{\epsilon_{ef}^w}}$ (6.1.29)

2) Činitel jakosti

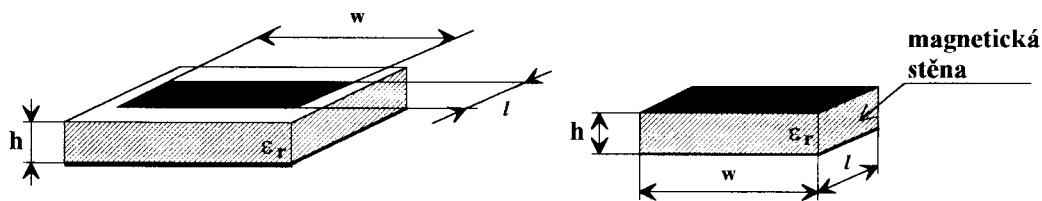
$$Q_0 = \frac{\alpha}{2\beta} \cdot \left(1 - \frac{\sin 2\alpha l}{2\alpha l}\right) \approx \frac{\alpha}{2\beta} \quad (6.1.30)$$

3) Rezonanční odpor

$$R_{vst}(\omega_0) = \frac{Z_v}{\beta l} = \frac{Z_v}{(\beta_c + \beta_d + \beta_r) l} \quad (6.1.31)$$

b) Obdélníkový rezonátor

Zjednodušená analýza



Obr. 6.1.2.

Zanedbané rozptylové pole na okrajích rezonátoru a předpoklad ϵ_r v rezonátoru.

Rezonanční kmitočty:

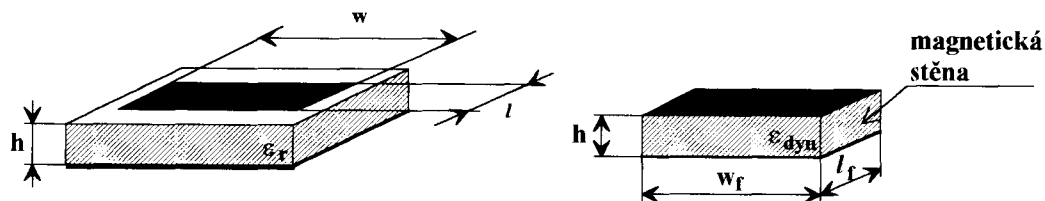
$$\omega_0^{TE_{m0p}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \cdot \sqrt{\left(\frac{m\pi}{w}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{l}\right)^2} \quad (6.1.32)$$

kde $m=1, 2, 3, \dots$, $p=0, 1, 2, 3, \dots$ jsou vidová čísla. Při $w > l$ má nejnižší kmitočet vid TE_{100} , následuje TE_{200} , TE_{201} , ...

Vypočtený kmitočet je až 20% vyšší než změřený. Chyba se zmenšuje s rostoucím w a l .

Zpřesněná analýza

Wolff a Knoppik v [88] navrhli přesnější model respektující rozptylového pole na okrajích rezonátoru, nehomogenost dielektrika a nestacionární (dynamické) rozložení pole v rezonátoru.



Obr. 6.1.3.

Pro výpočet w_f resp. l_f se použijí vztahy pro výpočet fiktivní šířky mikropásku o šířce w resp. l podle vztahů (2.7.2) až (2.7.4).

Dynamická permitivita ϵ_{dyn} je určena pomocí dynamické kapacity rezonátoru na substrátu s relativní permitivitou dielektrika ϵ_r resp. vyplněného vzduchem.

$$\epsilon_{dyn} = \frac{C_{dyn}(\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r)}{C_{dyn}(\epsilon = \epsilon_0)} \quad (6.1.33)$$

Pro obě dynamické kapacity platí:

$$C_{dyn} = C_{dyn i} + C_{dyn e} \quad (6.1.34)$$

$C_{dyn i}$ odpovídá dynamické kapacitě prostoru pod pokovením

$C_{dyn e} = C_{dyn e1} + C_{dyn e2}$ odpovídá dynamické kapacitě rozptylového pole na hranách délky w a l . Dynamické kapacity jsou určeny pomocí energetické definice kapacity a celkové energie elmag. pole odpovídající příslušnému vidu. Podle [88] platí:

$$C_{dyn i} = \frac{C_{stat i}}{\gamma \delta} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r h w}{h \gamma \delta} \quad (6.1.35)$$

kde

$$\begin{array}{ll} \gamma = 1 & \text{pro } m = 0 \\ \gamma = 2 & \text{pro } m \neq 0 \end{array}$$

$$\begin{array}{ll} \delta = 1 & \text{pro } p = 0 \\ \delta = 2 & \text{pro } p \neq 0 \end{array}$$

$$C_{dyn e1} = \frac{C_{stat e1}}{\delta} \quad (6.1.36)$$

$$C_{dyn e2} = \frac{C_{stat e2}}{\gamma} \quad (6.1.37)$$

Statické kapacity rozptylového pole jsou určeny pomocí kapacit mikropáskových vedení o šířkách w resp. l .

Potom platí:

$$C_{dyn e1} = \frac{C_{stat e1}}{\delta} = \frac{l}{\delta} \cdot \left[\frac{1}{v_f^w \cdot Z_v^w} - \frac{\epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot w}{h} \right] = \frac{l}{\delta} \cdot \left[\frac{w_f \epsilon_{ef}^w \cdot \epsilon_0}{h} - \frac{\epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot w}{h} \right] \quad (6.1.38)$$

$$C_{dyn e2} = \frac{C_{stat e2}}{\gamma} = \frac{w}{\gamma} \cdot \left[\frac{1}{v_f^l \cdot Z_v^l} - \frac{\epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot l}{h} \right] = \frac{w}{\gamma} \cdot \left[\frac{l_f \epsilon_{ef}^l \cdot \epsilon_0}{h} - \frac{\epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot l}{h} \right] \quad (6.1.39)$$

Po dosazení do (6.1.33):

$$\epsilon_{dyn} = \frac{\epsilon_{ef}^w \cdot w_f \cdot l + \epsilon_{ef}^l \cdot l_f \cdot w \cdot \frac{\delta}{\gamma} - \epsilon_r \cdot l \cdot w \cdot \left(1 + \frac{\delta-1}{\gamma}\right)}{w_f \cdot l + w \cdot l_f \cdot \frac{\delta}{\gamma} - w \cdot l \cdot \left(1 + \frac{\delta-1}{\gamma}\right)} \quad (6.1.40)$$

Veličiny s horním indexem w resp. l odpovídají mikropáskovému vedení šířky w resp. l .

Zpřesněný rezonanční kmitočet je pak určen vztahem:

$$\omega_0^{TE_{m0p}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{dyn}}} \cdot \sqrt{\left(\frac{m\pi}{w_f}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{l_f}\right)^2} \quad (6.1.41)$$

kde $m=1, 2, 3, \dots, p=0, 1, 2, 3, \dots$

Činitel jakosti

Pro vidy TE_{m0p} platí podle [7], [91], [94]:

$$Q_c = \frac{2}{\delta} \cdot \frac{V}{S} = \frac{2}{\delta} \cdot \frac{w_f \cdot l_f \cdot h}{2 \cdot w_f \cdot l_f} = \frac{h}{\delta} \quad (6.1.42)$$

kde δ je hloubka vniku

$$Q_d = \frac{1}{\text{tg} \delta_{dyn}} \quad (6.1.43)$$

kde, viz též (2.7.22)

$$\text{tg} \delta_{dyn} = \frac{\epsilon_r}{\epsilon_{dyn}} \cdot \frac{\epsilon_{dyn} - 1}{\epsilon_r - 1} \cdot \text{tg} \delta \quad (6.1.44)$$

$$Q_r = \frac{\sqrt{\epsilon_{dyn}^3} \cdot l_f^2}{p \cdot h \cdot w_f \cdot (1 + \epsilon_{dyn}) \cdot \left(\frac{2}{3} - F_w\right)} \quad (6.1.45)$$

kde

$$F_w = (-1)^p \cdot \left(\frac{\sin x}{x} - \frac{\sin x}{x^3} - \frac{\cos x}{x^2} \right) \quad (6.1.46)$$

a

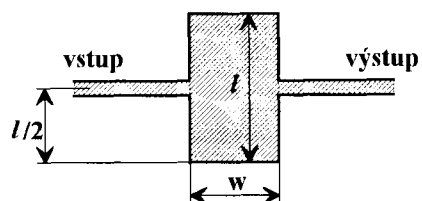
$$x = \frac{\omega_0 l_f}{c} = \frac{p \cdot \pi}{\sqrt{\epsilon_{dyn}}} \quad (6.1.47)$$

Celkově:

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_r} \quad (6.1.48)$$

Zapojení obdélníkového rezonátoru do vedení, [7]

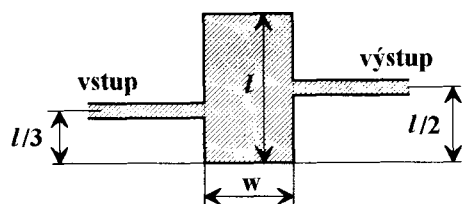
- symetrické zapojení



Obr. 6.1.4. Průchozí symetrické zapojení.

V tomto případě se vybudí jen vidy s vidovými čísly $p=0, 2, 4,$ (jen sudé)

- nesymetrické zapojení



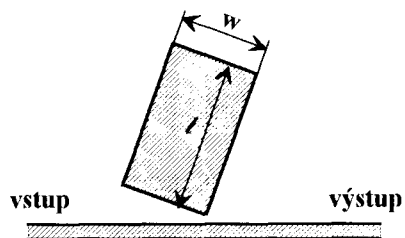
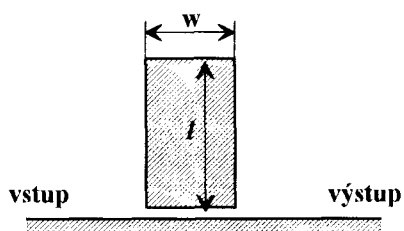
Obr. 6.1.5. Průchozí nesymetrické zapojení.

V tomto případě se vybudí více vidů.

p sudé - přenos je maximální

p liché - přenos je nulový (minimální)

- absorpční zapojení



Obr. 6.1.6. Absorpční zapojení.

V tomto případě se mohou vybudit všechny vidy TE_{m0p} $m=1, 2, 3, \dots, p=0, 1, 2, 3, \dots$

c) Kruhový diskový rezonátor

Zjednodušená analýza



Obr. 6.1.7.

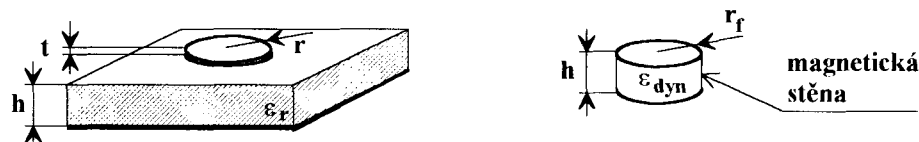
Zanedbané rozptylové pole na okraji disku a předpoklad ϵ_r v rezonátoru. Pro rezonanční kmitočty tohoto válcového rezonátoru odvodil Watkins, [87]:

$$\omega_0^{TM_{mn0}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \cdot \frac{\alpha'_{mn}}{r} \quad (6.1.49)$$

kde α'_{mn} jsou n-té kořeny derivace Besselovy funkce prvního druhu J_m řádu m. Nejnižší rezonanční frekvenci má vid TM_{110} , pak následuje TM_{210} , TM_{010} , TM_{310} , ... Vypočtený kmitočet je vždy vyšší o cca 3-8%. Chyba klesá s rostoucím r/h .

Zpřesněná analýza

Wolff a Knoppik [88] navrhli přesnější model, zavedli r_f místo r a ϵ_{dyn} místo ϵ_r .



Obr. 6.1.8.

r_f postihuje efektivní rozšíření rozměrů disku vzhledem k rozptylovému poli.

ϵ_{dyn} zahrnuje vliv nehomogenního rozložení pole odpovídajícího příslušnému vidu a vliv nehomogenního dielektrika - vzduch, substrát

Rezonanční kmitočet je pak určen:

$$\omega_0^{TM_{mn0}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{dyn}}} \cdot \frac{\alpha'_{mn}}{r_f} \quad (6.1.50)$$

Určení r_f .

Efektivní zvětšení poloměru bylo odvozeno na základě vztahu pro výpočet kapacity kruhového diskového vzduchového kondenzátoru, který odvodil již Kirchhoff, [89]:

$$C = \frac{\epsilon_0 \cdot \pi \cdot r^2}{h} \left\{ 1 + \frac{2h}{\pi r} \left[\ln \left(\frac{\pi r}{2h} \right) + 1,7726 \right] \right\} \quad (6.1.51)$$

Pro r_f pak platí:

$$r_f = r \cdot \left\{ 1 + \frac{2h}{\pi r} \cdot \left[\ln \left(\frac{\pi r}{2h} \right) + 1,7726 \right] \right\}^{1/2} \quad (6.1.52)$$

Odvození ε_{dyn} .

Na základě energetické definice kapacity lze pro dynamickou kapacitu odpovídající poli pod diskem odvodit, [88]:

$$C_{dyn\ i} = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \pi r^2}{\delta \cdot h} \left[1 - \frac{J_{m-1}(\alpha'_{mn}) \cdot J_{m+1}(\alpha'_{mn})}{J_m^2(\alpha'_{mn})} \right] = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \pi r^2}{\delta \cdot h} \left[1 - \left(\frac{m}{\alpha'_{mn}} \right)^2 \right] \quad (6.1.53)$$

kde

$$\begin{array}{ll} \delta = 1 & \text{pro } m = 0 \\ \delta = 2 & \text{pro } m \neq 0 \end{array}$$

Pro dynamickou kapacitu rozptylového pole pak platí:

$$C_{dyn\ e} = \frac{1}{\delta} \cdot C_{stat\ e} \quad (6.1.54)$$

kde statická kapacita je určena:

$$C_{stat\ e} = \left[\frac{1}{v_f(2r, h, \varepsilon_r) \cdot Z_v(2r, h, \varepsilon)} - \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot 2r}{h} \right] \cdot \pi r = \left[\frac{2r_f \cdot \varepsilon_{ef} \cdot \varepsilon_0}{h} - \frac{2r \cdot \varepsilon_r \cdot \varepsilon_0}{h} \right] \cdot \pi r \quad (6.1.55)$$

kde ε_{ef} je efektivní permitivita mikropáskového vedení šířky $2r$.

Celková dynamická kapacita:

$$C_{dyn} = C_{dyn\ i} + C_{dyn\ e} \quad (6.1.56)$$

Dynamická relativní permitivita je určena vztahem:

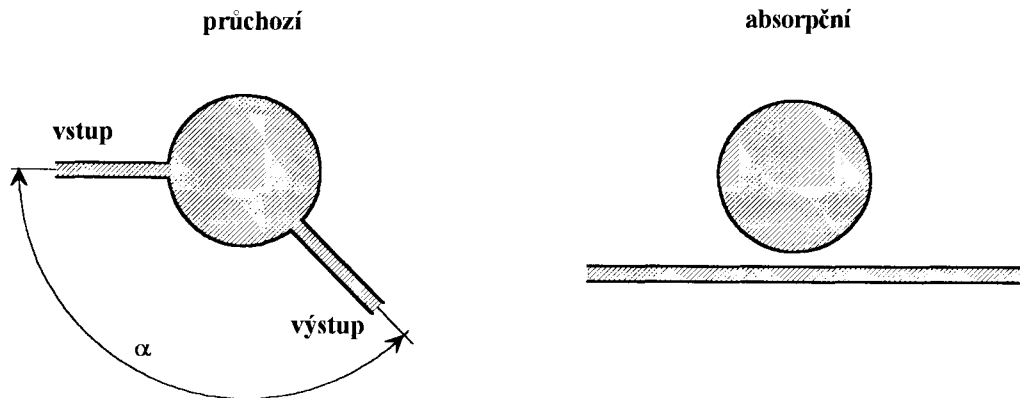
$$\varepsilon_{dyn} = \frac{C_{dyn}(\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r)}{C_{dyn}(\varepsilon = \varepsilon_0)} \quad (6.1.57)$$

Po dosazení lze získat:

$$\varepsilon_{dyn} = \frac{2r_f \cdot \varepsilon_{ef} - r \cdot \varepsilon_r \cdot \left[2 - \frac{1}{\delta} + \frac{1}{\delta} \cdot \left(\frac{m}{\alpha'_{mn}} \right)^2 \right]}{2r_f - r \cdot \left[2 - \frac{1}{\delta} + \frac{1}{\delta} \cdot \left(\frac{m}{\alpha'_{mn}} \right)^2 \right]} \quad (6.1.58)$$

kde δ je určeno (6.1.53).

Zapojení kruhového rezonátoru do vedení, [7]



Obr. 6.1.9.

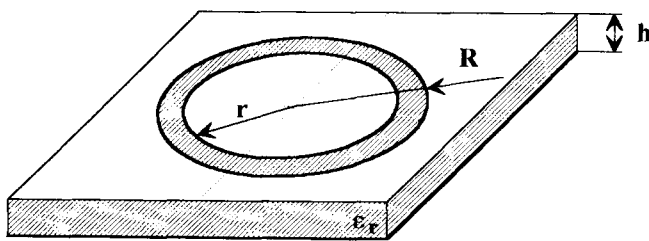
U průchozího rezonátoru nastává podle velikosti úhlu α při rezonanci určitého vidu maximální či minimální (nulový) přenos mezi vstupem a výstupem.

Platí: $\alpha = \frac{k}{m} \cdot 180^\circ$ ($k=1, 2, 3, \dots$) přenos vidu TM_{mn0} je maximální (jednotkový)

$\alpha = \frac{2k-1}{m} \cdot 180^\circ$ ($k=1, 2, 3, \dots$) přenos vidu TM_{mn0} je minimální (nulový)

U rotačně symetrických vidů $m=0$ je přenos vždy maximální.

d) Prstencový rezonátor



Obr. 6.1.10.

Pro $R - r < \lambda_g/2$ rezonuje s vlnou kvazi -TEM.

Přibližná rezonanční podmínka:

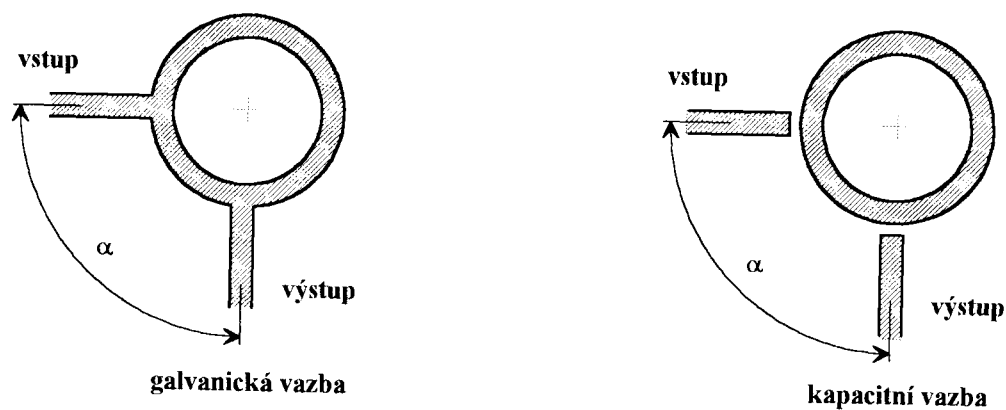
$$2\pi \cdot \frac{R+r}{2} = m \cdot \lambda_g \quad m=1, 2, 3, \dots \quad (6.1.59)$$

Pak:

$$f_0 = \frac{m \cdot c}{\pi \cdot \sqrt{\epsilon_{ef}} \cdot (R+r)} \quad (6.1.60)$$

Přesnější charakteristiku rezonátoru lze nalézt v [97], [98], [99].

Zapojení prstencového rezonátoru do vedení, [7]



Obr. 6.1.11.

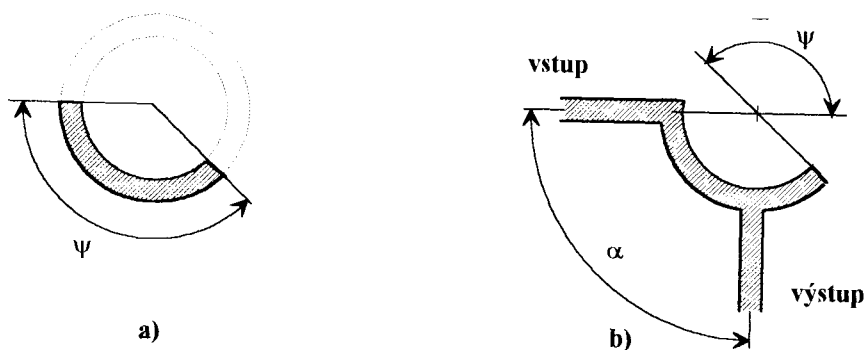
Volbou úhlu α lze na rezonančním kmitočtu měnit přenos.

Platí:

$$\alpha = \frac{k}{m} \cdot 180^\circ \quad k=1, 2, 3, \dots \quad \text{přenos je maximální (jednotkový)}$$

$$\alpha = \frac{2k-1}{m} \cdot 180^\circ \quad k=1, 2, 3, \dots \quad \text{přenos je minimální (nulový)}$$

e) Rezonátor ve tvaru výseče mezikruží



Obr. 6.1.12.

Rezonanční podmínka:

$$2\pi \frac{R+r}{2} \cdot \frac{\Psi}{360} = n \cdot \frac{\lambda_g}{2} \quad (6.1.61)$$

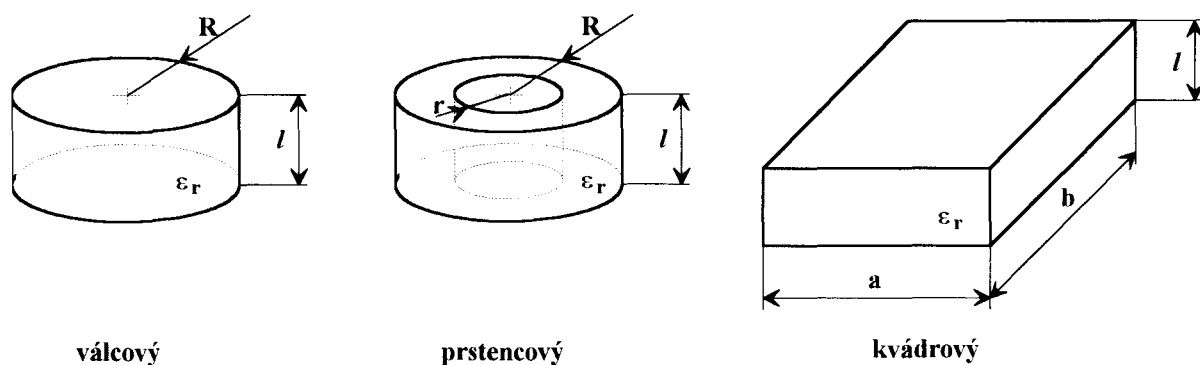
tedy:

$$\lambda_g = \frac{\pi \cdot (R+r)}{n} \cdot \frac{\Psi}{180} \quad n=1, 2, 3, \dots \quad (6.1.62)$$

Zkrácením elektrické délky, ve srovnání s prstencovým rezonátorem, lze eliminovat některé rezonance. Např.

	rezonátor dle obr.6.1.11 pro $\alpha = 90^\circ$	rezonátor dle obr. 6.1.12 b) pro $\alpha = 90^\circ$, $\Psi = 120^\circ$
maximální přenos	$m=0, 2, 4, 6, \dots$	$m = n/2 = 6, 12, 18, \dots$
minimální přenos	$m=1, 3, 5, \dots$	$m = n/2 = 3, 9, 15, \dots$

6.2. Dielektrické rezonátory



Obr. 6.2.1.

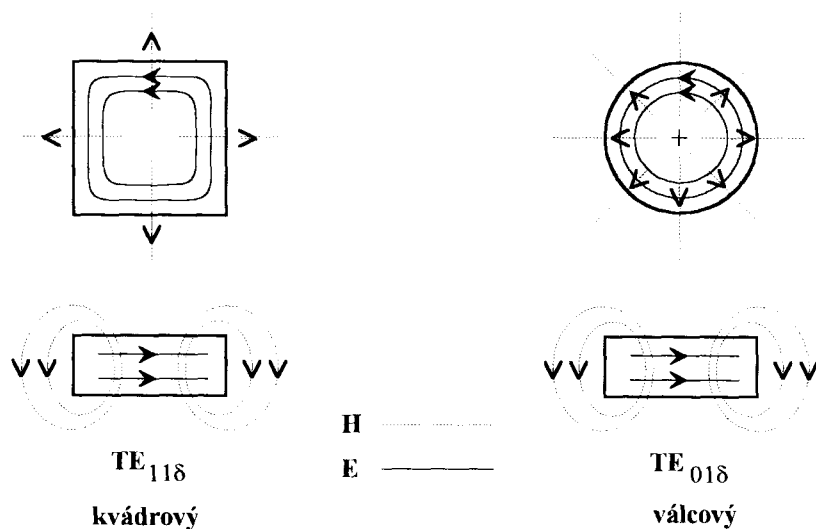
Materiály.

vysoce jakostní dielektrikum $\text{tg}\delta \approx 10^{-4} \div 10^{-3}$
 permitivita $\epsilon_r = 20 \div 100$
 vysoká teplotní stabilita $TK_{f_0} \cong \pm 10^{-5} \div 10^{-6}$
 frekvenční pásmo $\sim 0,7 \text{ GHz} \div \sim 50 \text{ GHz}$
 hlavní aplikace oscilátory, filtry

Dielektrikum	Pásmo kmitočtů [GHz]	ϵ_r	$Q_0 f_0$ [GHz]	TK_{f_0} [$10^{-6}/^\circ\text{C}$]
$\text{Ba}_2\text{Ti}_9\text{O}_{20}$ [100],		40	> 32 000	+2
$(\text{Zr}, \text{Sn})\text{TiO}_4$ [100]		34 - 37	> 32 000	± 20
$(\text{Sr}, \text{Ca})[(\text{Li}, \text{Nb}), \text{Ti}]\text{O}_3$ [100]		38 - 46	31 500	+30 ÷ -70
BaTi_4O_9 [100]		38	> 28 000	+15, +3
$(\text{Ca}, \text{Sr})(\text{Ba}, \text{Zr})\text{O}_3$ [100]		29 - 32	> 22 000	+50 ÷ -50
Trans-Tech 8300 [101] Barium Titanate	0,8 - 13,8	35 - 36	> 23 800	9, 6, 3, 0, -3
Trans-Tech 8600 [101] BaLnTi Oxid	0,7 - 3,6	80	> 9 000	9, 6, 3, 0, -3, -6
Trans-Tech 8700 [101] BaZnTaTi Oxid	5,55 - 32,15	27,6-30,6	> 100 000	4, 2, 0, -2, -4
Trans-Tech 8800 [101] Barium Titanium Oxid	0,79 - 5,21	36,6-38,3	> 27 000	+4
Stabilit M36 [7]	8 - 18	35 - 37	> 35 000	-4 ÷ -8
Stabilit M42 [7]	2 - 12	41 - 43	> 25 000	-4 ÷ -8
Stabilit M75 [7]	1 - 4	72 - 78	> 6 000	-4 ÷ -8
$\text{Ba}(\text{MgZrTaNb})\text{O}_3$ [102]	6,34; 48	27	181 000	$0,4 \pm 0,7$
$\text{Ba}(\text{SnMgTa})\text{O}_3$ [102]	9,2; 48	24,4	255 700	$0,1 \div 0,8$
$\text{Ba}_3\text{MgTa}_2\text{O}_9$ [102]	11,2; 48	24	303 500	$3,9 \pm 1,6$

Výhody: malé rozměry - až $\sqrt{\epsilon_r}$ krát oproti dutinovým rezonátorům
 vysoký činitel jakosti
 možnost volby teplotního koeficientu
 kompatibilita s planárními strukturami
 konstrukčně jednoduché přeladování

Základní vid a rezonanční frekvence



Obr. 6.2.2.

Přibližné řešení pole pro rezonátor ve volném prostoru

Kvádrová dutina s magnetickými stěnami.

$$\text{vid } TE_{110} \quad \omega_0^{TE_{110}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \cdot \sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2} \quad (6.2.1)$$

$$\text{vid } TE_{111} \quad \omega_0^{TE_{111}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \cdot \sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{l}\right)^2} \quad (6.2.2)$$

Skutečný rezonanční kmitočet je: $\omega_0^{TE_{110}} < \omega_0 < \omega_0^{TE_{111}}$.

Válcová dutina s magnetickými stěnami.

$$\text{vid } TE_{010} \quad \omega_0^{TE_{010}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \cdot \frac{\alpha_{01}}{R} = \frac{2,4048 \cdot c}{R \cdot \sqrt{\epsilon_r}} \quad (6.2.3)$$

$$\text{vid } TE_{011} \quad \omega_0^{TE_{011}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \cdot \sqrt{\left(\frac{\alpha_{01}}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{l}\right)^2} \quad (6.2.4)$$

kde α_{01} je 1. kořen Besselovy funkce 1. druhu 0. řádu. Platí $\alpha_{01} = 2,4048$.

$$\text{Skutečný rezonanční kmitočet je: } \omega_0^{TE_{010}} < \omega_0 < \omega_0^{TE_{011}} \quad (6.2.5)$$

Zpřesněné řešení

Předpoklad magnetických stěn na povrchu rezonátorů není v praxi splněn. Yee formuloval rezonanční podmínky dominantních vidů za předpoklu ideální magnetické vodivosti pouze u bočních stěn rezonátorů, viz odkaz v [102]:

$$\text{kvádrový rezonátor} \quad \omega_0^{TE_{11\delta}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \cdot \sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{\pi \cdot \delta}{l}\right)^2} \quad (6.2.6)$$

$$\text{válcový rezonátor} \quad \omega_0^{TE_{01\delta}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \cdot \sqrt{\left(\frac{\alpha_{01}}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi \cdot \delta}{l}\right)^2} \quad (6.2.7)$$

kde δ vyjadřuje poměrnou délku rozměru l vzhledem k polovině vlnové délky, $0 < \delta < 1$.

Těchto výsledků použil Sethares a Nauman, [102], a formulovali transcendentní rovnici umožňující výpočet rezonanční frekvence z rozměrů rezonátorů. Uvádějí také podmínku, za které jsou vidy $TE_{11\delta}$ u kvádrového rezonátoru a $TE_{01\delta}$ u válcového rezonátoru dominantní.

$$\text{Platí:} \quad \text{kvádrový rezonátor} \quad \frac{a}{l} > 0,48 \quad (6.2.8)$$

$$\text{válcový rezonátor} \quad l < 2R \quad (6.2.9)$$

Pro dostatečný odstup základního vidu od vyšších vidů je podle [101] vhodné u válcového rezonátoru dodržet podmínku:

$$0,7R \leq l \leq 0,9R \quad (6.2.10)$$

Na [102] navazuje Abe a další, [103]. Pro délku l válcového rezonátoru odvozuje vztah:

$$l = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r - \left(\frac{\alpha_{mn}}{\pi} \cdot \frac{\lambda_0}{2R}\right)^2}} \cdot \frac{1}{\pi} \cdot \arctan \frac{\sqrt{\left(\frac{\alpha_{mn}}{\pi} \cdot \frac{\lambda_0}{2R}\right)^2 - 1}}{\sqrt{\epsilon_r - \left(\frac{\alpha_{mn}}{\pi} \cdot \frac{\lambda_0}{2R}\right)^2}} \quad (6.2.11)$$

kde $\lambda_0 = c/f_0$ a pro vid $TE_{01\delta}$ je $\alpha_{01} = 2,4048$.

Při známých l a R lze určit podle (6.2.11) rezonanční kmitočet f_0 iteračně.

V praktických rezonančních obvodech je rezonátor umístěn na povrchu substrátu nesoucího mikropáskové vedení. Rezonanční frekvence je pak vyšší než udává vztah (6.2.11). Day v [104] uvádí závislost rezonančního kmitočtu vidu $TE_{01\delta}$ rezonátoru z amorfního TiO_2 (rutil $\epsilon_r = 85$, $l/(2R) = 1,28$) na vzdálenosti rezonátoru od kovové roviny. Při přiložení rezonátoru na kovovou rovinu vzroste rezonanční kmitočet o cca 3% oproti vzdálenosti $0,18l$. Abe, [103], uvádí změnu f_0 o 12% pro rezonátor položený na 1 mm korundový substrát a o 18% v případě 0,635 mm silného korundového substrátu. Jednalo se o rezonátor z materiálu $BaTi_4O_9$ s $\epsilon_r = 39,5$ a $l/D = 0,4$.

Rezonanční kmitočet je vždy výrazně ovlivněn bezprostředním okolím rezonátoru a jeho určení prostřednictvím (6.2.11) je pouze orientační.

Pro praktické aplikace proto uvádí Trans-Tech v [101] následující iterační postup odvozený ze vztahu:

$$f_0 = \frac{K_0}{\sqrt{\epsilon_r} \cdot \left(\frac{\pi}{4}\right)^{1/3} \cdot \left(\frac{4R^2}{l_0}\right)^{1/3}} \quad [\text{palec}] \quad (6.2.12)$$

kde $K_0=8.553$ je konstanta v nultém kroku iterace. Její hodnota po přepočtu na [mm] je 73,9. l_0 je počáteční délka rezonátoru. Vztah (6.2.12) udává rezonanční kmitočet s chybou typicky 5%.

Rezonátor se umístí do obvodu a změří se jeho rezonanční kmitočet f_{0m} . Vypočítá se nová hodnota konstanty K_1 ze vztahu:

$$K_1 = \sqrt{\epsilon_r} \cdot \left(\frac{\pi}{4}\right)^{1/3} \cdot \left(\frac{4R^2}{l_0}\right)^{1/3} \cdot f_{0m} \quad (6.2.13)$$

Nová délka l_1 rezonátoru se pak určí podle vztahu:

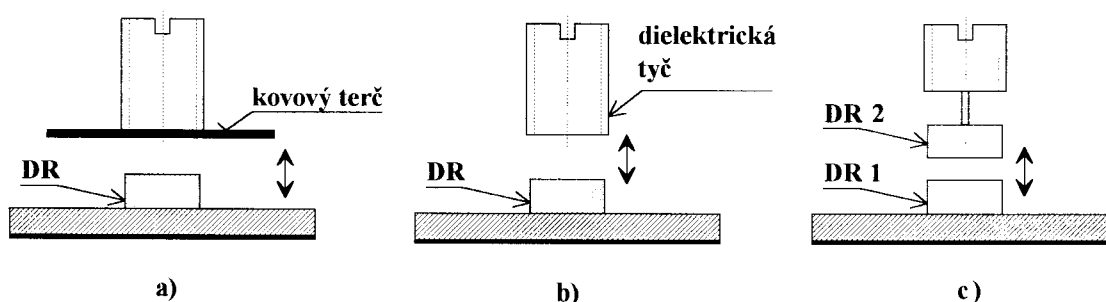
$$l_1 = \frac{K_1^3}{\epsilon_r^{3/2} \cdot \left(\frac{\pi}{4}\right) \cdot 4R^2 \cdot f_d^3} \quad (6.2.14)$$

kde f_d je požadovaná frekvence.

Je-li splněna podmínka (6.2.10), iterace je u konce. V opačném případě je nutno vybrat dielektrický rezonátor s vhodnějším průměrem a postup opakovat.

Tato procedura umožňuje nalezení rozměrů rezonátoru s typickou chybou frekvence 1%. Jako alternativní metodu ze doporučit aproximační postup navržený Kajfezem, [104].

Přeladování rezonátoru

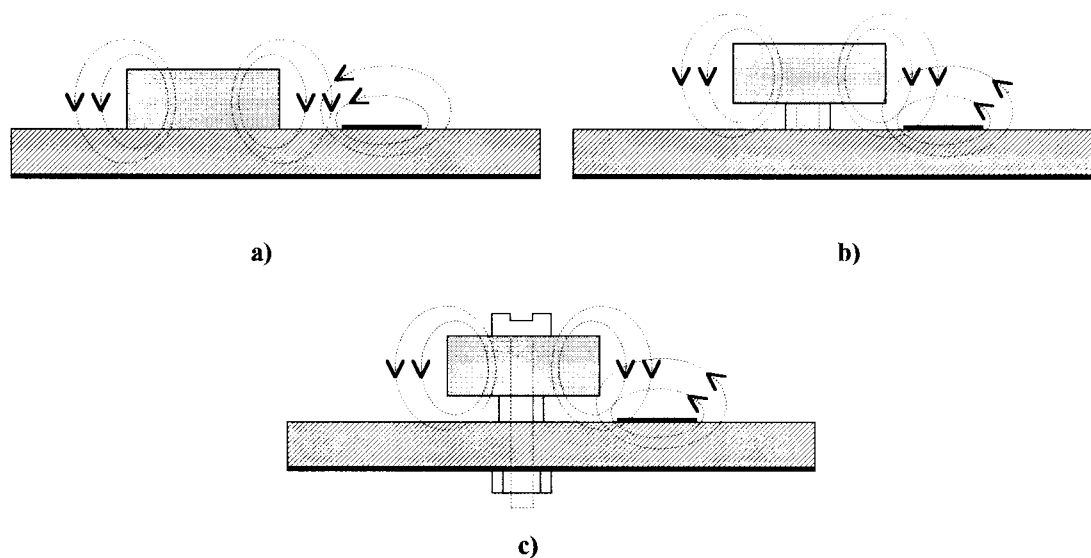


Obr. 6.2.3.

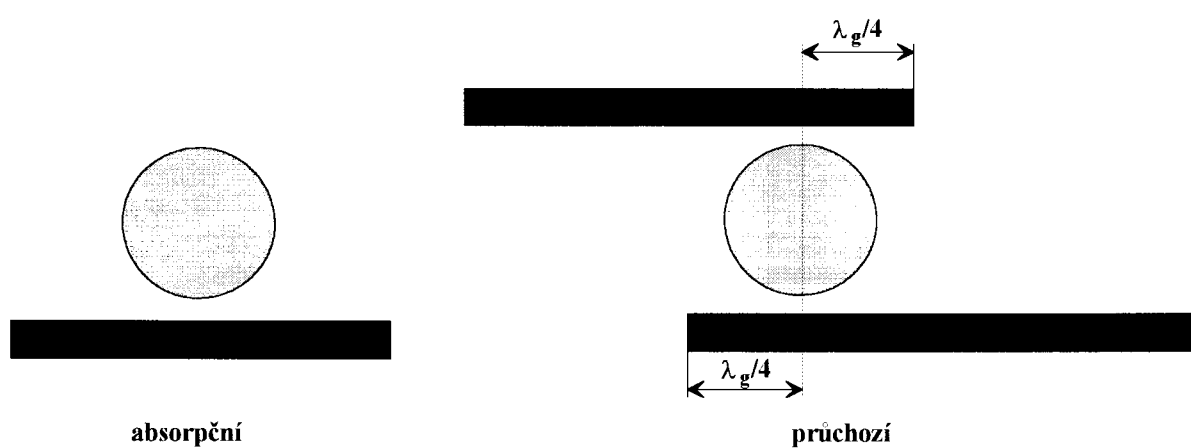
- a) přibližováním kovového terčiku lze zvýšit f_0 až o cca 20 %, [101]
- b) přibližováním dielektrické tyče lze snížit f_0 až o 20 %, [101]
- c) přibližováním identického dielektrického rezonátoru lze snížit f_0 až o 20 %, [105], [106]

Přeladění se však využívá pouze na cca 5 %, aby nedegradoval činitel jakosti a teplotní koeficient. Toto omezení se ale netýká varianty c).

Zapojení rezonátoru do vedení

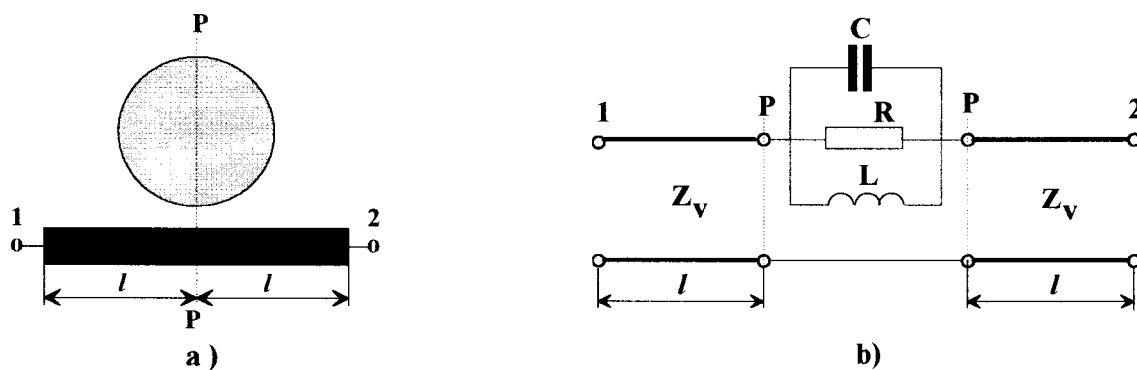


Obr. 6.2.4.



Obr. 6.2.5.

Náhradní obvod



Obr. 6.2.6.

Náhradní obvod má v místě vazby charakter do série zapojeného paralelního rezonančního obvodu. Pro S-matici náhradního obvodu podle obr. 6.2.6 a) odvodil Vendelin [108], str.395:

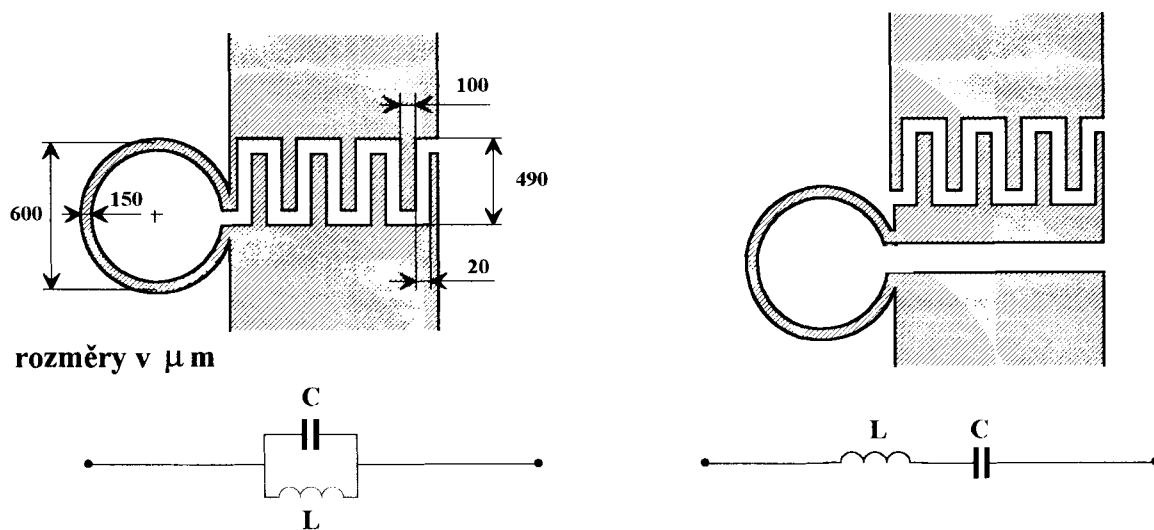
$$(S) = \begin{bmatrix} \frac{\beta}{\beta + 1 + jQ_0 \Delta\omega/\omega_0} e^{-j2\frac{2\pi}{\lambda_g} l}; & \frac{1 + jQ_0 \Delta\omega/\omega_0}{\beta + 1 + jQ_0 \Delta\omega/\omega_0} e^{-j2\frac{2\pi}{\lambda_g} l} \\ \frac{1 + jQ_0 \Delta\omega/\omega_0}{\beta + 1 + jQ_0 \Delta\omega/\omega_0} e^{-j2\frac{2\pi}{\lambda_g} l}; & \frac{\beta}{\beta + 1 + jQ_0 \Delta\omega/\omega_0} e^{-j2\frac{2\pi}{\lambda_g} l} \end{bmatrix} \quad (6.2.15)$$

kde β je činitel vazby definovaný:

$$\beta = \frac{R}{2Z_v} \quad (6.2.16)$$

6.3. Rezonátory se soustředěnými parametry

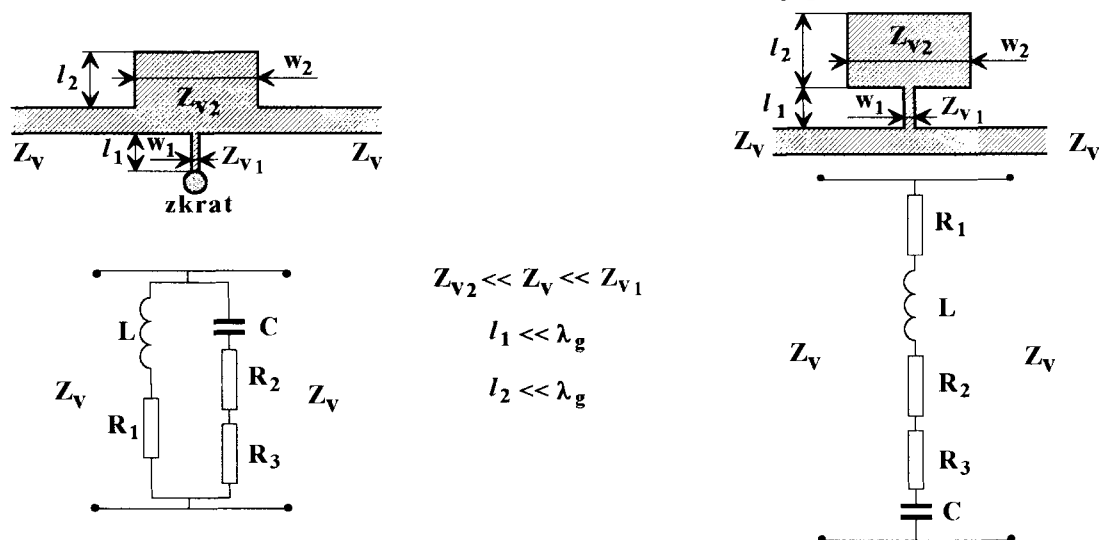
Dají se realizovat pomocí prvků popsaných v kap. 5. Aitchison a další např. uvádějí sériově zapojené sériové a paralelní rezonanční obvody [107].



Obr. 6.3.1.

Pracovní kmitočet 5 až 10 GHz . Činitel jakosti 10 až 90.

Další možnost realizace rezonančních obvodů uvádí Svačina v [7].



Obr. 6.3.2.