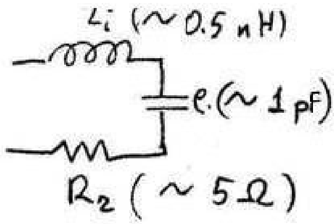
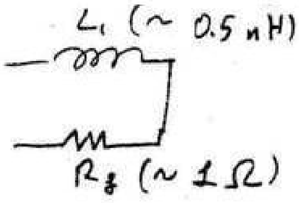
COMMUTATORI A DIODI PIN

I diodi PIN (con una zona intrinseca centrale) costituiscono degli interruttori RF con tempi di risposta di alcuni nsec, pilotati elettronicamente.
Se il diodo è sottoposto (tramite bobine e condensatori di isolamento) a una tensione continua inversa, esso presenta alla RF una impedenza elevata, dovuta essenzialmente alla capacità di giunzione. In polarizzazione diretta, invece, la capacità di giunzione scompare e rimane una impedenza molto bassa.

I circuiti equivalenti sono riportati in figura:

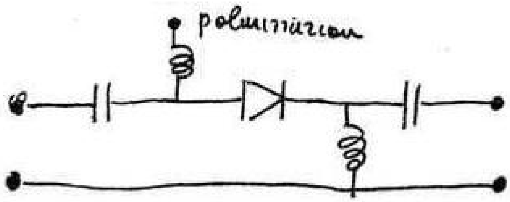


Stato OFF



Stato ON

Un singolo diodo può essere usato come interruttore in serie o in parallelo
Nella figura seguente è mostrato il circuito di polarizzazione per un interruttore in serie



Nel circuito a lato i condensatori servono a bloccare la continua e le induttanze a condurla (bloccano il segnale)

Se V_0 è la tensione (in uscita) senza interruttore e V_L quella con l'interruttore si definisce perdita di inserzione (in dB)

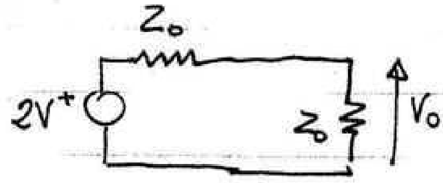
$$IL = -20 \log_{10} \left| \frac{V_L}{V_0} \right|$$

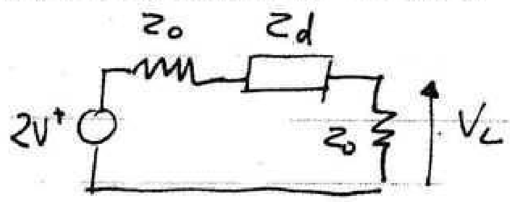
Nello stato ON, la perdita di inserzione misura la potenza persa dall'interruttore; nello stato OFF misura di quanto la potenza in uscita scende rispetto alla assenza dell'interruttore.

Poichè i parametri R_s, L_i possono essere considerati parametri parassiti, conviene tenerne conto solo in fase di analisi, mentre per il dimensionamento conviene usare per il diodo l'impedenza

$$Z_d = \begin{cases} R_f & \text{stato ON} \\ \dfrac{1}{j\omega C_T} & \text{stato OFF} \end{cases}$$

Analizziamo allora un interruttore con diodo in serie.





Si ha $V_0 = 2V^+ \dfrac{Z_0}{2Z_0} = V^+$ e

$$V_L = 2V^+ \frac{Z_0}{2Z_0 + Z_d} \qquad \text{per cui} \qquad \frac{V_L}{V_0} = \frac{2Z_0}{2Z_0 + Z_d}$$

Nello stato ON del diodo l'interruttore è chiuso. Ora $R_f \ll Z_0$ per cui

$$IL_{ON} = -20 \log_{10} \left| \frac{2Z_0}{2Z_0 + R_f} \right| = -20 \log_{10} \frac{1}{1 + \frac{R_f}{2Z_0}} =$$

$$= 20 \log_{10}\left(1 + \frac{R_s}{2Z_0}\right) \simeq 20 \cdot \frac{1}{\log 10} \frac{R_s}{2Z_0} = 4.34 \frac{R_s}{Z_0}$$

Nello stato OFF si ha $Z_d = \frac{1}{j\omega C_T}$ e quindi

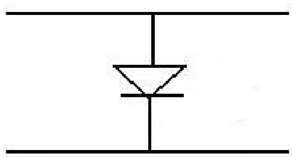
$$IL_{OFF} = -20 \log_{10}\left|\frac{2Z_0}{2Z_0 + \frac{1}{j\omega C_T}}\right| = -20 \log_{10}\left|\frac{2j\omega C_T Z_0}{1 + 2j\omega C_T Z_0}\right| =$$

$$= -10 \log_{10} \frac{(\omega C_T Z_0)^2 4}{1 + (\omega C_T Z_0)^2 4}$$

Se $4(\omega C_T Z_0)^2 << 1$ (ovvero $\frac{|Z_d|^2}{4} >> Z_0^2$) allora

$$IL_{OFF} = -20 \log_{10} 2\omega C_T Z_0$$

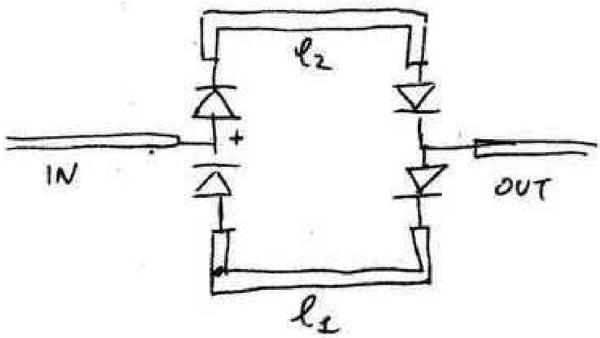
La perdita di inserzione (ovvero l'efficacia del diodo) diminuisce al crescere della frequenza.
In alcuni casi può essere utile anche valutare la potenza riflessa dall'interruttore (per un diodo in parallelo vi è dissipazione nel diodo quando l'interruttore è aperto, è quindi la potenza non riflessa non è ben misurata dall'IL)



SFASATORI A DIODI PIN

Poichè i diodi PIN possono essere usati come interruttori, si prestano ad essere utilizzati per la realizzazione di sfasatori a controllo elettronico

Lo schema più semplice prevede l'uso di due linee (di lunghezza diversa) da usare alternativamente

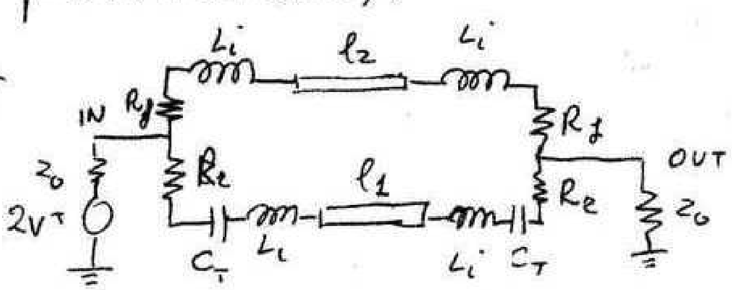


Se i diodi fossero ideali il segnale di uscita avrebbe fase βl_1 o βl_2 a seconda del cammino percorso.

Si ha quindi uno sfasatore di $\beta|l_2-l_1|$.

In realtà i diodi non sono ideali ed è quindi presente una perdita di inserzione (dovuta anche alle perdite sulle linee).

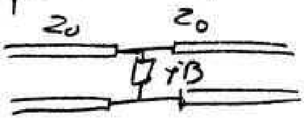
Lo schema equivalente reale è quello in figura



In prima approssimazione possiamo assumere $\frac{1}{i\omega C_T}$ infinito e ottenere quindi una perdita di inserzione pari a $\left|\frac{2Z_0}{2Z_0+2(R_f+i\omega L)}\right|$

Questa soluzione, detta a linea commutata,ha una bassissima distorsione (se la linea è non dispersiva si ha effettivamente solo un ritardo tra ingresso e uscita) e ha basse perdite di inserzione.
Una soluzione diversa, utile per piccoli ritardi di fase e meno ingombrante della precedente è quella detta a linea caricata.

Se consideriamo una linea con una reattanza jB in parallelo, vediamo che



$$\Gamma = \frac{-jb}{2+jb} \quad , \quad T = \frac{2}{2+jb} \qquad b = BZ_0$$

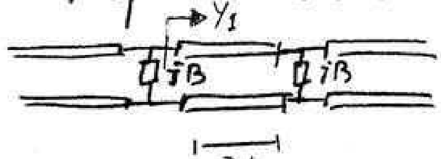
quindi l'onda trasmessa ha uno spostamento di fase $\Delta\phi$ tale che $tg\,\Delta\phi = b/2$. Commutando con un diodo PIN tra jB e un carico molto elevato si ha quindi uno sfasatore, con uno sfasamento dipendente da b.

Il problema sono le perdite di inserzione. Si ha infatti

$$IL = \frac{1}{T^2} = 1 + \frac{b^2}{4}$$

che crescono con b e quindi con lo sfasamento richiesto.

Per ridurre tale effetto si usano due reattanze uguali, separate da una linea lunga $\lambda/4$.



Il carico a valle della prima reattanza è

$$Y_1 = \frac{(1/Z_0)^2}{1/Z_0 + jB} = \frac{1}{Z_0(1+jb)}$$

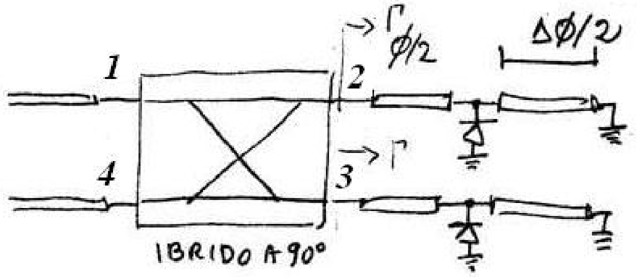
e quindi il coefficiente di riflessione vale

$$\Gamma = \frac{1 - \left[jb + \frac{1}{1+jb}\right]}{1 + \left[jb + \frac{1}{1+jb}\right]} = \frac{1+b^2-1}{(1+jb)^2+1} = \frac{b^2}{2-b^2+2jb}$$

che è inferiore a quello con una sola reattanza, in quanto le riflessioni delle due reattanze sono sfasate di 180°.

Infatti la perdita di inserzione del circuito a una reattanza è di 1.2 dB per uno sfasamento di 30°, mentre con due reattanze è al più di 0.5 dB (usando un diodo ideale). D'altra parte la presenza di una linea a $\lambda/4$ rende quest'ultima soluzione più sensibile alla frequenza, mentre la soluzione con reattanza singola ha $\Delta\phi$ sostanzialmente proporzionale alla frequenza

Un altro schema è lo sfasatore a riflessione, che utilizza un diodo PIN per variare la lunghezza del cammino del segnale riflesso. Per separare ingresso e uscita si usa poi un ibrido a 90°



Se assumiamo i diodi ideali i coefficienti di riflessione visti alle due porte dell'ibrido sono

$$\Gamma_{ON} = e^{j\phi} \qquad \Gamma_{OFF} = e^{j(\phi+\Delta\phi)}$$

(ON e OFF sono gli stati dei due diodi). Poiché $\Gamma = \frac{V_3^+}{V_3^-} = \frac{V_2^+}{V_2^-}$ (con le convenzioni della matrice $\underline{\underline{S}}$) si ha (a meno del fattore $-\frac{1}{\sqrt{2}}$)

$$V_1^- = j V_2^+ + V_3^+ = j\Gamma V_2^- + \Gamma V_3^-$$
$$V_2^- = j V_1^+$$
$$V_3^- = V_1^+$$
$$V_4^- = V_2^+ + j V_3^+ = \Gamma V_2^- + j\Gamma V_3^-$$

essendo $V_4^+ = 0$. Sostituendo si ha

$$V_1^- = -\Gamma V_1^+ + \Gamma V_1^+ = 0$$
$$V_4^- = j\Gamma V_1^+ + j\Gamma V_1^+ = 2j\Gamma V_1^+$$

<u>La differenza di fase tra i due stati</u> è quella relativa a Γ ovvero $\Delta\phi$, mentre ϕ è un parametro libero. In genere si sceglie ϕ in modo che

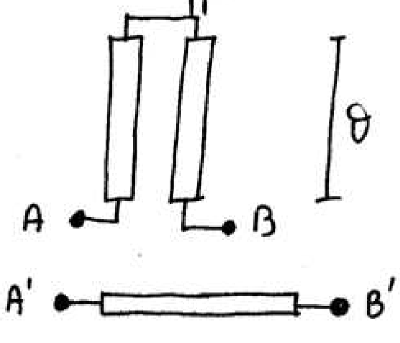
$$\Gamma_{ON} = \Gamma_{OFF}^* \Rightarrow 2\phi = \Delta\phi + 2n\pi$$

poiché tale soluzione consente di incrementare la banda utile

Le perdite di inserzione sono dovute alle perdite dell'ibrido e alle resistenze del diodo non ideali

SFASATORE DI SCHIFFMAN

È uno sfasatore differenziale, ovvero fornisce una variazione di fase rispetto a un segnale di riferimento, costituito da una sezione di linee accoppiate e da una linea di riferimento



I punti A, A' sono gli ingressi e B, B' le uscite, e il segnale in B' deve essere sfasato di φ_0 rispetto a quello in B a centro banda

$$S_B = 1 \qquad S_{B'} = e^{-j\varphi_0}$$

$$(\varphi = \varphi_0 \text{ a centro banda})$$

Esaminiamo dapprima la sezione di linee accoppiate (C-section) e calcoliamone la matrice $\underline{Y}$.

Applicando una tensione unitaria uguale ad A e B (modo pari) la corrente nella connessione è nulla e si ha

$$I_{AP} = I_{BP} = j\, Y_e\, tg\,\theta$$

Viceversa nel modo dispari la linea è in corto circuito e quindi

$$I_{AD} = -I_{BD} = -j\, Y_o\, cotg\,\theta$$

essendo Y_e, Y_o le ammettenze caratteristiche normalizzate pari e dispari. Sommando si ottiene la matrice $\underline{\underline{Y}}$ (si ricorda che va sommata anche la tensione)

$$Y_{AA} = Y_{BB} = \frac{1}{2}\left(j\, Y_e\, tg\,\theta - j\, Y_o\, cotg\,\theta\right)$$

$$Y_{AB} = Y_{BA} = \frac{1}{2}\left(j\, Y_e\, tg\,\theta + j\, Y_o\, cotg\,\theta\right)$$

$(V_B = -I_B)$

Se la porta d'uscita B è adattata la ammettenza di ingresso vale

$$Y_{IN} = Y_{AA} - \frac{Y_{AB}^2}{1+Y_{AA}} = \frac{Y_{AA}(1+Y_{AA}) - Y_{AB}^2}{1+Y_{AA}}$$

Se imponiamo $Y_{IN} = 1$ otteniamo

$$Y_{AA}(1+Y_{AA}) - Y_{AB}^2 = 1 + Y_{AA}$$

$$(Y_{AA} - Y_{AB})(Y_{AA} + Y_{AB}) = 1$$

$$(-j Y_o \cot g \vartheta)(j Y_e \, tg \vartheta) = 1 \quad \Rightarrow \quad Y_e Y_o = 1$$

Se alimentiamo ora la porta A con una onda di tensione V^+ si ha $V_A = V^+$ e $V_B = -I_B$ (adattamento alla porta B) per cui dalla matrice $\underline{\underline{Y}}$

$$-V_B = Y_{AB} V^+ + Y_{AA} V_B \qquad V_B = V_B^- = -\frac{Y_{AB} V^+}{1 + Y_A}$$

Posto $X = j Y_e \, tg \vartheta$ si ha allora

$$S_{21} = -\frac{\frac{1}{2}\left(X - \frac{1}{X}\right)}{1 + \frac{1}{2}\left(X + \frac{1}{X}\right)} = -\frac{X^2 - 1}{2X + X^2 + 1} = \frac{1 - X}{1 + X} = \frac{1 - j Y_e \, tg \vartheta}{1 + j Y_e \, tg \vartheta}$$

per cui $|S_{21}| = 1$ (la linea diventa un "all pass" mentre

$$\angle S_{21} = -2 \, arctg(Y_e \, tg \vartheta)$$

Se scegliamo ϑ pari a $\frac{\pi}{2}$ alla frequenza centrale ω_0 allora $\angle S_{21}\Big|_{\omega=\omega_0} = -\pi$

D'altra parte sulla linea si ha

$$S_{21} = e^{-j(\Psi + \varphi)}$$

e quindi $\Psi\Big|_{\omega=\omega_0} = \pi$

Lo sfasamento $\Delta\phi$ vale allora

$$\Delta\phi = -(\Psi + \varphi) - \angle S_{21} = -\pi\frac{\omega}{\omega_0} - \varphi_0\frac{\omega}{\omega_0} + 2\,\mathrm{arctg}\left[Y_e\,\mathrm{tg}\left(\frac{\pi}{2}\frac{\omega}{\omega_0}\right)\right]$$

in quanto le lunghezze elettriche sono proporzionali alla frequenza.

Per determinare Y_e dobbiamo scegliere l'andamento in frequenza di $\Delta\phi$. Se richiediamo che la derivata di $\Delta\phi$ si annulli a ω_0 otteniamo

$$-\pi - \varphi_0 + 2\,\frac{1}{1+Y_e^2\,\mathrm{tg}^2\frac{\pi}{2}\frac{\omega}{\omega_0}}\cdot Y_e\cdot\left[1+\mathrm{tg}^2\left(\frac{\omega}{\omega_0}\frac{\pi}{2}\right)\right]\frac{\pi}{2} = 0$$

e passando al limite per $\omega \to \omega_0$

$$-\pi - \varphi_0 + \pi Y_e\,\frac{1}{Y_e^2} = 0$$

ovvero $$Z_e = 1 + \frac{\varphi_0}{\pi}$$

Per valori diversi da quest'ultimo l'andamento di $\Delta\phi$ sarà diverso. Per allargare la banda può essere utile avere, intorno a φ_0, delle oscillazioni.
Determiniamo allora i massimi di $\Delta\phi$. Dalla derivata si ottiene

$$\mathrm{tg}^2\,\frac{\pi}{2}\frac{\omega}{\omega_0} = \frac{\frac{\pi+\varphi_0}{\pi Y_e} - 1}{1 - \frac{\pi+\varphi_0}{\pi}Y_e}$$

e quindi vi sono massimi se il secondo membro è non negativo. Essendo $Y_e < 1$ il numeratore è sempre positivo e segue

$$Y_e < \left(\frac{\pi+\varphi_0}{\pi}\right)^{-1}$$

ovvero per impedenza pari maggiore di $1+\frac{\varphi_0}{\pi}$. Ne segue che bande elevate sono possibili solo se Z_e è grande, ovvero linee strettamente accoppiate.