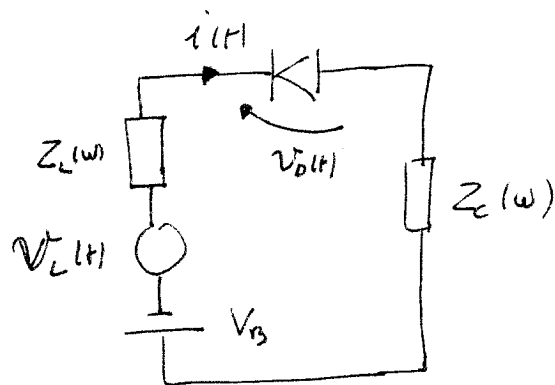


Consideriamo ancora il diodo pilotato del solo oscillatore locale (e dalla eventuale tensione di alimentazione) ma supponiamo ora che Z_L, Z_C siano diversi da zero a tutte le frequenze, e includiamo anche la capacità non-lineare del diodo.



In tal caso nella maglia saranno presenti tutte le componenti armoniche di ω_L , e non compaiono complessi.

Potremo allora sviluppare le grandezze in serie di Fourier

$$i(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} I_k e^{i k \omega_L t}$$

$$v_D(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} V_k e^{i k \omega_L t}$$

con $I_k = I_{-k}^*$, $V_k = V_{-k}^*$. Ovviamente $k=0$ fornisce la polarizzazione continua.

La rete di pilotaggio fornisce le equazioni (nel DF)

$$V_B = Z_L(0) I_0 + V_0 + Z_C(0) I_0$$

$$\frac{1}{2} V_L = Z_L(\omega_L) I_1 + V_1 + Z_C(\omega_L) I_1$$

$$0 = Z_L(k\omega_L) I_k + V_k + Z_C(k\omega_L) I_k \quad k > 1$$

(1)

oltre alle equazioni per κ negativo (del tutto identiche)

Si noti che $V_L \cos \omega_L t = \frac{1}{2} V_L e^{i\omega_L t} + \frac{1}{2} V_L e^{-i\omega_L t}$

Per quanto riguarda il modo, invece, si ha (nel D.T.)

$$i'(t) = I_S \left(e^{\alpha V_D(t)} - 1 \right) + \frac{C_{i0}}{\sqrt{1 - \frac{V_D(t)}{\phi}}} \frac{dV_D(t)}{dt} \quad (2)$$

Le equazioni non lineari (1) e (2) vanno poi risolte per ottenere $i(t)$ e $V_D(t)$ e da questo V_L (ovvero la tensione di pompaggio a ω_L).

In letteratura esistono varie tecniche ad-hoc per la soluzione numerica di tale equazioni. In genere partono da una stima di $V_D(t)$ in un periodo (e' una funzione periodica), calcolano $i(t)$ da (2) e poi ottengono da queste le loro serie di Fourier.

Successivamente si impone il vincolo (1) su tali coefficienti (ad esempio si parte da I_κ e voltam V_κ), e si ricostruisce una nuova stima di $V_D(t)$ e si itera.