Introduzione all'Elettronica

V. Flaminio

Maggio 2002

Capitolo 2

Linee di trasmissione

2.1 Introduzione

Nelle odierne trasmissioni televisive via satellite si opera a frequenze di diversi GHz. I segnali che il decoder riceve sono tipicamente dell'ordine del GHz. Segnali di frequenza similmente elevata sono utilizzati nelle normali trasmissioni televisive, nonché nei sistemi di trasmissione dati.

I cavi elettrici che trasportano i segnali ai sistemi di decodifica/ricezione debbono essere tali da non introdurre distorsioni e da non attenuare apprezzabilmente il segnale. Se si adoperassero a tale scopo delle normali coppie di conduttori elettrici, si avrebbe una certa attenuazione. A questa si potrebbe pensare di ovviare con un successivo stadio di amplificazione. Purtroppo ció non aiuterebbe, poiché l'attenuazione introdotta da un normale cavo elettrico é funzione della frequenza. Ció fa sí che il segnale che arriva al ricevitore sia fortemente distorto.

Nel campo dell'elettronica digitale veloce é necessario trasmettere dei segnali logici costituiti da impulsi molto brevi (dell'ordine del ns), con ripidi fronti di salita e di discesa. Anche in tal caso, l'uso di normali cavi conduttori allungherebbe i fronti di salita e discesa, oltre a deformare la forma dell'impulso, con conseguenze disastrose per i sistemi di decodifica. Occorre quindi realizzare degli opportuni conduttori che abbiano bassa attenuazione (in modo da consentire la trasmissione su cavi molto lunghi) e sopratutto che non siano tali da introdurre distorsioni. Inoltre, tali conduttori debbono risultare immuni da disturbi elettromagnetici eventualmente presenti nell'ambiente.

I conduttori piú comunemente adoperati a tale scopo sono i cavi coassiali, il cui uso é ormai ampiamente diffuso nel settore della comunicazione, come in quello della Fisica ed in molti settori dell'Industria.

Un uso importante che di tali cavi si fa in Fisica (specie in Fisica subnucleare) é quello di "ritardare" un segnale elettronico di una quantitá predeterminata. Si parla in tal caso di *linee di ritardo*.

2.2 Cavi coassiali: principi generali

In questa sezione discuteremo il principio di funzionamento di un cavo coassiale, ammettendo che esso sia privo di perdite, quali potrebbero nascere da effetti resistivi o da perdite nel dielettrico. Esamineremo alla fine del capitolo le complicazioni che possono esser causate da tali fattori.

Schematizzeremo un cavo coassiale come in figura 2.1.

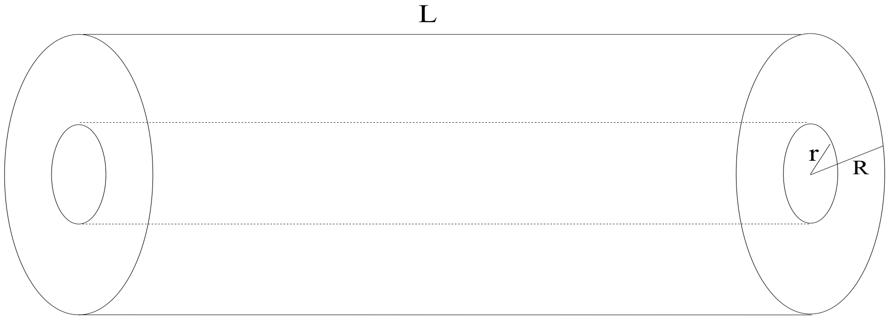

Figura 2.1:

Il conduttore interno ha raggio r, quello esterno R. Sappiamo che, ad una lunghezza unitaria di cavo é associata una capacitá C_0 data da:

$$C_0 \; = \; \frac{2\pi\epsilon}{\ln(R/r)} \; [F]$$

dove $\epsilon = \epsilon_0\epsilon_r$ ed ϵ_r é la costante dielettrica relativa del mezzo compreso tra il conduttore interno e quello esterno. Analogamente, ad una lunghezza unitaria di conduttore é associata un'induttanza L:

$$L_0 \; = \; \frac{\mu}{2\pi}\ln(R/r) \; [H]$$

dove $\mu = \mu_0\mu_r$ é il prodotto della permeabilitá magnetica del vuoto per la permeabilitá magnetica relativa.

Se il cavo ha lunghezza x, la sua capacitá ed induttanza saranno:

$$C \; = \; C_0 x$$

$$L \; = \; L_0 x$$

Ammettiamo ora che ad un estremo del cavo sia applicato un segnale di tensione V. Il cavo, inizialmente scarico, comincerá caricarsi ed una corrente I fluirá nel conduttore. Potremo schematizzare la propagazione dei segnali di tensione e corrente nel cavo come mostrato in figura 2.2.

Qui si deve immaginare che sia stata fatta un"'istantanea" ad un preciso istante t. Infatti sia V(x) che I(x) saranno in genere anche funzioni del tempo. Sappiamo che un'induttanza percorsa da una corrente variabile genera una differenza di potenziale ai propri capi data da:

$$\Delta V \; = \; -L\,\frac{dI}{dt}$$

Nel nostro caso, l'induttanza $L\Delta x$ associata al tratto Δx di cavo genera una differenza di potenziale tra i suoi estremi (i punti a e b) data da:

$$V(x+\Delta x) - V(x) \; = \; -L_0\Delta x\frac{\partial I}{\partial t}$$

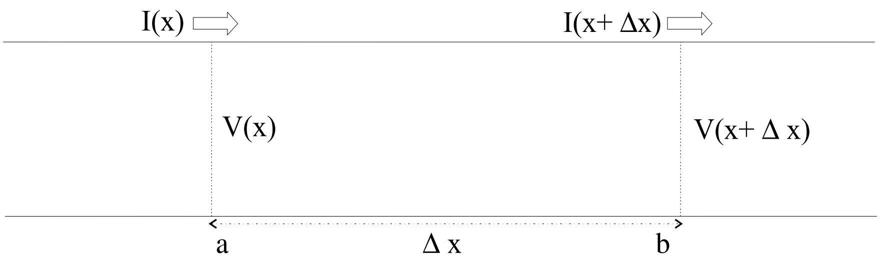

Figura 2.2:

dove abbiamo usato il simbolo (∂) di derivata parziale, poiche I e' funzione di x oltre che di t.

Questa , al limite $\Delta x \to 0$ fornisce:

$$\frac{\partial V}{\partial x} = -L_0 \frac{\partial I}{\partial t} \tag{2.1}$$

La capacitá associata al tratto di cavo compreso tra a e b ($C_0 \Delta x$) possiede una carica Q data da:

$$Q = CV = C_0 \Delta x V$$

dove V é la differenza di potenziale media tra conduttore interno e conduttore esterno nel tratto Δx. Poiché prenderemo il limite $\Delta x \to 0$, questa sará la differenza di potenziale tra i due conduttori nel punto x. La corrente netta uscente dal tratto di lunghezza Δx é:

$$\Delta I = I(x + \Delta x) - I(x) = -\frac{dQ}{dt} = -C \frac{\partial V}{\partial t} = -C_0 \Delta x \frac{\partial V}{\partial t}$$

Al limite $\Delta x \to 0$ questa fornisce:

$$\frac{\partial I}{\partial x} = -C_0 \frac{\partial V}{\partial t} \tag{2.2}$$

L'equazione 2.1 ci dice che la corrente variabile genera un gradiente di tensione; la 2.2 ci dice che la tensione variabile genera un gradiente di corrente.

Derivando la 2.1 rispetto a t e la 2.2 rispetto ad x, si trova:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial t} = -L_0 \frac{\partial^2 I}{\partial t^2} \tag{2.3}$$

$$\frac{\partial^2 I}{\partial x^2} = -C_0 \frac{\partial^2 V}{\partial t \partial x} \tag{2.4}$$

Da queste si ottiene poi:

$$\frac{\partial^2 I}{\partial x^2} = C_0 L_0 \frac{\partial^2 I}{\partial t^2} \tag{2.5}$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = C_0 L_0 \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} \tag{2.6}$$

Cioé troviamo l'importante risultato che sia V che I soddisfano l'equazione delle onde con $u = \sqrt{\frac{1}{L_0 C_0}}$. La costante u é la velocitá di propagazione dell'onda. Il suo inverso é il ritardo per unita' di lunghezza. La soluzione, sia per V che per I, sará quindi della forma $f(x \pm ut)$.

Ne segue che un qualsiasi segnale sinusoidale si propagherá lungo il cavo con la medesima velocitá u, qualunque sia la frequenza f del segnale. Di qui segue, facendo uso dello sviluppo in serie di Fourier di un segnale periodico qualsiasi, che il sistema non introduce distorsioni. Si noti che il risultato raggiunto é vero per un qualsiasi cavo coassiale a condizione di trascurare le perdite .

Esaminiamo ora la propagazione di un gradino di tensione come quello indicato in figura 2.3, lungo un cavo coassiale.

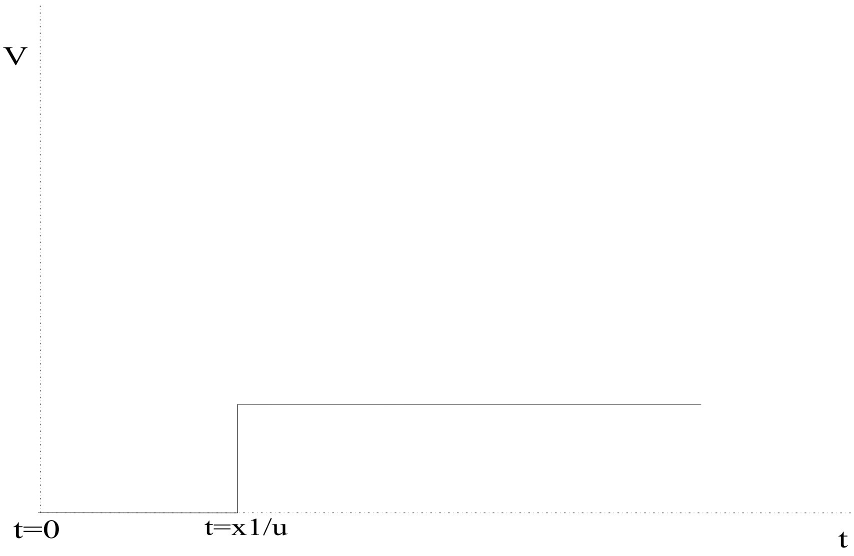

Figura 2.3:

Se il gradino di tensione é applicato ad una estremitá della linea al tempo t=0, esso comincerá a caricare la linea, ed un impulso di corrente si propagherá lungo questa con velocitá u. Il fronte di tensione si propaghera con la medesima velocitá. Al tempo t, la carica totale accumulata in un tratto di linea di lunghezza $x = ut$ sará:

$$Q = It$$

con $Q = CV \ = \ C_0 x V \ = \ C_0 u t V$.

Notiamo che V é l'altezza del fronte di tensione, che é costante. Quindi:

$$I \ = \ \frac{dQ}{dt} \ = \ C_0 u V \ = \ \sqrt{\frac{C_0}{L_0}} V$$

Il rapporto in ogni punto tra tensione e corrente sará:

$$Z_0 \ = \ \frac{V}{I} \ = \ \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \tag{2.7}$$

Questa va sotto il nome di impedenza caratteristica della linea.

Notiamo che Z_0 ha le dimensioni di una resistenza, ma ció non deve far pensare che la linea sia assimilabile ad una impedenza di valore Z_0. Il significato di Z_0 é solo quello del rapporto tra tensione e corrente per un'onda che viaggi lungo la linea. A destra del fronte d'onda la tensione é nulla, come nulla é la corrente.

Per un'onda che si propaghi in verso contrario adotteremo la convenzione di scegliere il segno negativo per la corrente, con che:

$$\frac{V}{I} = -Z_0 = -\sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \tag{2.8}$$

Valori tipici di Z_0 sono nel campo $(50 - 200\ \Omega)$.

Valori di Z piú elevati (fino a qualche $k\Omega$) possono essere ottenuti aumentando L. Ció si puó realizzare con un cavo che utilizzi un conduttore interno avvolto a spirale, eventualmente su di un supporto centrale di materiale ferromagnetico. Se il solenoide é fittamente avvolto, il campo magnetico nella zona compresa tra i due conduttori é trascurabile rispetto a quello nel conduttore centrale. L'induttanza é quindi determinata dal conduttore interno solenoidale e vale:

$$L_0 = \frac{\mu n^2 \pi a^2}{4} = \mu_r n^2 \pi^2 a^2 \cdot 10^{-7} \ \ (H/m)$$

Essendo il ritardo per unitá di lunghezza della linea proporzionale, a paritá di C_0, alla $\sqrt{L_0}$, ne segue che questo tipo di linea ad alto Z_0 avrá anche un elevato valore del ritardo per unitá di lunghezza.

2.3 Riflessioni alle estremitá di una linea di trasmissione

.

Se l'onda di tensione é progressiva (cioé si propaga nel verso crescente delle x) essa sará del tipo:

$$V = f\left(t - \frac{x}{u}\right)$$

Se essa é regressiva:

$$V = f\left(t + \frac{x}{u}\right)$$

L'onda di corrente sará:

$$I = \frac{1}{Z_0} f\left(t \pm \frac{x}{u}\right)$$

Agli estremi della linea debbono peró essere soddisfatte delle condizioni al contorno. Ammettiamo infatti che la linea sia chiusa su di una resistenza R, di valore diverso da Z_0. In tal caso, all'estremitá della linea dovrá esser soddisfatta la condizione:

$$\frac{V}{I} = R \neq Z_0$$

che l'onda incidente non puó soddisfare. Dovrá allora aver origine un'onda riflessa (di tensione e corrente) tale che la somma delle onde incidente e riflessa soddisfi la condizione.

Se indichiamo con ρ il coefficiente di riflessione, cioé se ρV $(-1 \leq \rho \leq 1)$ é l'ampiezza di tensione dell'onda riflessa, l'ampiezza di corrente della stessa sará:

$$I_r = -\rho \frac{V}{Z_0}$$

Le ampiezze complessive di tensione e di corrente all'estremitá della linea saranno allora:

$$V_t = V(1+\rho)$$

$$I_t = I + I_r = \frac{V}{Z_0}(1-\rho)$$

Il rapporto V_t/I_t sará quindi:

$$\frac{V_t}{I_t} = Z_0 \frac{1+\rho}{1-\rho}$$

che deve uguagliare R. Ne segue

$$\frac{R}{Z_0} = \frac{1+\rho}{1-\rho}$$

da cui:

$$\rho = \frac{R - Z_0}{R + Z_0} \tag{2.9}$$

cioé l'onda riflessa avrá ampiezza pari a ρV. Il parametro ρ é noto come *coefficiente di riflessione.*

Esaminiamo ora i seguenti casi particolari:

(a) $R = 0 \rightarrow \rho = -1$. In tal caso l'onda di tensione riflessa é capovolta rispetto a quella incidente

(b) $R = \infty \rightarrow \rho = +1$. In tal caso l'onda riflessa é uguale a quella incidente

(c) $R = Z_0 \rightarrow \rho = 0$. In tal caso non c'é onda riflessa. Si dice che la linea é *chiusa sulla sua impedenza caratteristica*

Consideriamo ora un generatore di segnali, avente una impedenza d'uscita R_s, chiuso su di una linea di trasmissione avente impedenza caratteristica R_0, come mostrato in figura 2.4.

L'impedenza vista tra i terminali d'uscita (a-b) del generatore guardando verso destra é R_0. Se u(t) é un gradino di tensione, V_i sará:

$$V_i = \frac{R_0}{R_0 + R_s} u(t)$$

ad esempio, se la linea é adattata all'ingresso cioé se $R_s = R_0$, si avrá:

$$V_i = \frac{1}{2} u(t)$$

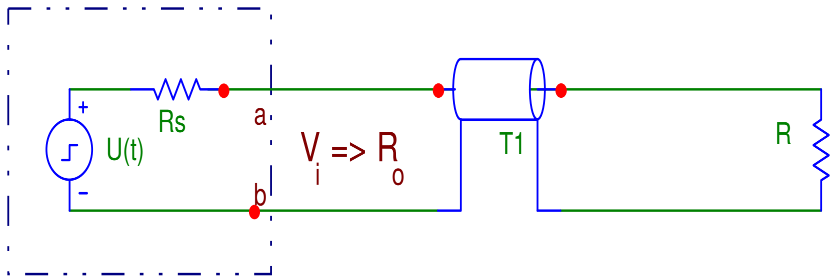

Figura 2.4:

Guardiamo ora cosa accade al gradino di tensione quando esso, dopo un tempo T, raggiunge l'altra estremitá della linea. Ció dipenderá ovviamente dal valore di R. Ammettiamo per cominciare che sia R =0 . In tal caso avremo $\rho = -1$. Quindi, dopo un tempo T (pari alla lunghezza L della linea divisa per la velocitá di propagazione del segnale lungo la linea) dall'estremo di questa partirá un segnale di tensione $V_r = -V_i = -u(t)/2$.

Tale segnale arriverá all'ingresso della linea dopo un ulteriore tempo T. A partire da tale istante il segnale di tensione fra i punti a e b sará $u/2 - u/2 = 0$. In definitiva il segnale di tensione in a-b avrá l'andamento mostrato in figura 2.5(a).

Se la lunghezza della linea é molto piccola il segnale sará un impulso stretto, come mostrato in figura 2.5(b).

Tale metodo é adoperato talvolta per generare un segnale di breve durata a partire da un segnale lungo, il quale abbia un brusco fronte di salita (o di discesa).

Un esempio é mostrato in figura 2.5(c),(d).

2.4 Riflessioni multiple

Ammettiamo ora che né l'impedenza d'uscita del generatore che alimenta la linea (avente lunghezza L) né l'impedenza che chiude la linea all'estremitá di ricezione siano adattate. Siano cioe esse entrambe diverse dall'impedenza caratteristica della linea. Chiamiamo ρ' il coefficiente di riflessione all'estremitá di ingresso e ρ quello all'estremitá d'uscita. Esaminiamo l'andamento temporale del segnale alla estremitá d'ingresso, per un segnale a gradino u(t). Quando il segnale parte, a $t = 0^+$, esso vale u. Al tempo $t_D = L/u$, un segnale riflesso, pari a ρu comincia a muoversi dall'estremo d'uscita verso sinistra. Per $t = 2t_D$ il segnale ρu arriva al punto d'ingresso (x=0). In tale istante il segnale in x=0 passa dal valore u al valore $u + \rho u = (1 + \rho)u$. In questo stesso istante,un segnale riflesso pari a $\rho' \rho u$ parte dall'estremitá di ingresso verso destra. Al tempo $t = 3t_D$ questo segnale arriva all'estremitá della linea e viene nuovamente riflesso. Il nuovo segnale riflesso vale: $\rho\rho'\rho u$. Questo arriva in x=0 al tempo $4t_D$ e viene a sommarsi ai precedenti. In definitiva, se osserviamo il segnale in x=0 avremo:

- per $t < 2t_D$; $V = u$
- per $2t_D < t < 4t_D$; $V = u + \rho u$

- per $4t_D < t < 6t_D$; $V = u + \rho u + \rho' \rho u$
- per $6t_D < t < 8t_D$; $V = u + \rho u + \rho' \rho u + \rho\rho' \rho u$

Notiamo che, essendo ρ e ρ' entrambi minori di 1, i successivi termini saranno sempre piú piccoli.

2.5 Effetti resistivi nelle linee di trasmissione

Le linee fin qui considerate erano caratterizzate da una capacitá C_0 ed un induttanza L_0 per unitá di lunghezza ma erano altrimenti prive di perdite ohmiche. Se degli elementi resistivi sono anche presenti, un elemento di linea potra essere schematizzato come in figura 2.6:

Qui in aggiunta ad una capacitá C_0 ed induttanza L_0 per unitá di lunghezza, abbiamo una resistenza R_0 (serie) ed una conduttanza G_0 (parallelo) per unitá di lunghezza.

Le equazioni diventano ora, indicando al solito con ΔV la differenza di potenziale fra i punti B e A, con ΔI la differenza tra la corrente uscente da B e quella entrante in A e con z la coordinata misurata lungo la linea:

$$\Delta V = -R_0 \Delta z I(z,t) - L_0 \Delta z \frac{\partial I(z,t)}{\partial t} \tag{2.10}$$

$$\Delta I = -G_0 \Delta z V(z,t) - C_0 \Delta z \frac{\partial V(z,t)}{\partial t} \tag{2.11}$$

Cioé:

$$\frac{\partial V}{\partial z} = -R_0 I(z,t) - L_0 \frac{\partial I(z,t)}{\partial t} \tag{2.12}$$

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -G_0 V(z,t) - C_0 \frac{\partial V(z,t)}{\partial t} \tag{2.13}$$

da cui si ottiene:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = L_0 C_0 \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} + (L_0 G_0 + R_0 C_0) \frac{\partial V}{\partial t} + R_0 G_0 V \tag{2.14}$$

Questo ovviamente si riduce alla equazione 2.6 se $R_0 = G_0 = 0$.
Una equazione analoga puó essere facilmente ottenuta per la corrente I(z,t).
Esaminiamo ora la risposta di tale linea ad un segnale sinusoidale:

$$V = V(z) e^{j\omega t} \tag{2.15}$$

Sostituendo nella 2.14 si trova:

$$\frac{d^2 V}{dz^2} = V(z)[R_0 G_0 - L_0 C_0 \omega^2 + j\omega (L_0 G_0 + R_0 C_0)] \equiv \gamma^2 V(z)$$

con:

$$\gamma^2 \equiv -L_0 C_0 \omega^2 + j\omega (L_0 G_0 + R_0 C_0) + R_0 G_0 = (R_0 + j\omega L_0)(G_0 + j\omega C_0) \tag{2.16}$$

La variabile:

$$\gamma \equiv \alpha + j\kappa \equiv \sqrt{(R_0 + j\omega L_0)(G_0 + j\omega C_0)} \tag{2.17}$$

é detta costante di propagazione.

La soluzione generale dell'equazione differenziale 2.14 é quindi del tipo:

$$V(z,t) \;=\; V_1 e^{-\alpha z}\, e^{j(\omega t - kz)} \;+\; V_2 e^{\alpha z} e^{j(\omega t + kz)} \tag{2.18}$$

Questa é nuovamente la somma di un'onda progressiva e di una regressiva. Ciascuna delle due onde é peró moltiplicata per un esponenziale ($e^{\pm\alpha z}$) che introduce un'attenuazione con costante $\lambda = 1/\alpha$.

Notiamo che sia α che k dipendono da ω.Ció ha l'effetto di introdurre una distorsione in un generico segnale applicato. Infatti si vede che le diverse componenti di Fourier di un tale segnale sono attenuate in modo diverso, come diversa é la loro velocitá di propagazione: $v = \omega/k$.

Risolvendo la 2.16 si trova:

$$\alpha^2 \;=\; \frac{1}{2}[(R_0G_0 - \omega^2 L_0C_0) \;+\; \sqrt{(R_0^2 + \omega^2 L_0^2)(G_0^2 + \omega^2 C_0^2)}] \tag{2.19}$$

$$k^2 \;=\; \frac{1}{2}[-(R_0G_0 - \omega^2 L_0C_0) \;+\; \sqrt{(R_0^2 + \omega^2 L_0^2)(G_0^2 + \omega^2 C_0^2)}] \tag{2.20}$$

A frequenze ω tali che $R_0/\omega L_0 \ll 1$ e $G_0/\omega C_0 \ll 1$, α e k possono essere approssimati con:

$$\alpha \approx \frac{1}{2}\left(R_0\sqrt{\frac{C_0}{L_0}} + G_0\sqrt{\frac{L_0}{C_0}}\right)$$

$$k \;\approx\; \omega\sqrt{L_0C_0}$$

Con ció la velocitá di propagazione $v = \omega/k \approx 1/\sqrt{L_0C_0}$, come nel caso di una linea priva di perdite.

Inoltre, in tale approssimazione la costante di attenuazione α viene ad essere indipendente dalla frequenza. Nel caso dei cavi coassiali tale regione di alte frequenze inizia attorno ai 100 kHz.

A frequenze piú elevate l'effetto pelle fa si che la parte di conduttore responsabile della conduzione si riduca ad uno strato superficiale tanto piú sottile quanto piú elevata é la frequenza dei segnali trasmessi.Ció porta ad un aumento della resistenza e di conseguenza ad una lunghezza d'attenuazione [1] che diminuisce all'aumentare della frequenza.

[1] Definita come la lunghezza dopo la quale il segnale si é attenuato di un fattore e

2.6 Adattamento d'impedenza per una linea di trasmissione

Le riflessioni che i segnali possono subire alle estremitá di una linea di trasmissione possono dar luogo ad inconvenienti. Ammettiamo ad esempio di voler osservare all'oscilloscopio un certo impulso, avente una determinata altezza e durata, fornito da un generatore d'impulsi avente una bassa impedenza d'uscita. Se, come quasi sempre accade, facciamo uso di un cavetto da 50 Ω per inviare il segnale in esame ad un oscilloscopio, dobbiamo tener conto del fatto che una tipica impedenza d'ingresso di questo é dell'ordine del MΩ. In tali condizioni il coefficiente di riflessione all'ingresso dell'oscilloscopio sará circa 1. Il segnale riflesso arriverá, dopo un piccolo ritardo, all'uscita del generatore, dove si sommerá al segnale che questo sta inviando. In tal modo avremo, in tempi brevissimi (dell'ordine del ritardo del cavo, cioé pochi ns) un gran numero di riflessioni tra generatore ed oscilloscopio, con il risultato di osservare un segnale completamente diverso da quello originato dal generatore.

É quindi necessario liberarsi delle riflessioni. Ció sarebbe possibile se l'impedenza d'ingresso dell'oscilloscopio fosse uguale a quella della linea (50 Ω nel nostro caso). Alcuni oscilloscopi sono giá predisposti in modo che si possa "commutare" l'impedenza d'ingresso, tra 1 MΩ e 50 Ω. Nei casi in cui tale predisposizione non esista é possibile "adattare" l'ingresso, ponendo in parallelo ad esso un "tappo" da 50 Ω. Lo schema é quello di figura 2.7.

Esistono dei connettori appositi che svolgono tale funzione.

Situazioni simili a quella descritta possono verificarsi in altre applicazioni: puó ad esempio accadere che la linea abbia un'impedenza *maggiore* di quella del circuito che essa deve alimentare. In tal caso occorrerá mettere *in serie* all'ingresso del circuito un'opportuna impedenza, tale che la somma dell'impedenza d'ingresso del circuito e di quella aggiunta sia uguale all'impedenza della linea. In tutti questi casi si dice che si effettua un *adattamento d'impedenza.*

Il problema delle riflessioni puó essere ulteriormente complicato dalla presenza, all'ingresso del circuito che la linea deve alimentare, di impedenze di tipo induttivo o capacitivo. Un'analisi di questo tipo di riflessioni é discussa nel capitolo dedicato alle trasformate di Laplace, come applicazione di queste.

2.7 Linee di trasmissione commerciali

Sono comunemente disponibili in commercio un'enorme varietá di cavi coassiali, che differiscono per il diametro dei conduttori, la natura del materiale, lo spessore e natura del dielettrico che separa il conduttore interno da quello esterno etc..

Normalmente il materiale adoperato per i conduttori é rame, rame/stagno o altre leghe speciali. Il dielettrico puó essere polietilene, nylon, polipropilene o altre sostanze plastiche.

Nella pratica radiotelevisiva si fa uso di cavi aventi impedenza caratteristica di 75 Ω. Nei sistemi di telecomunicazione si fa uso di cavi da 50 Ω. Questo é anche il caso delle linee di ritardo adoperate in esperimenti di Fisica Subnucleare, dove si adoperano cavi giá predisposti, con opportuni connettori (aventi impedenza di 50 Ω) alle estremitá, e con lunghezze diverse, corrispondenti a ritardi che vanno da 0.5 ns a qualche decina di ns.

I cavi maggiormente adoperati in Fisica Subnucleare sono quelli corrispondenti allo standard RG-58C/U (50 Ω) con diametro esterno di 2.95 mm, nonché quelli del tipo RG-174/U (sempre di 50 Ω) con diametro di 1.52 mm.

Nel campo dell'informatica e della telematica si adoperano spesso cavi da 93 Ω o 105 Ω, come pure cavi da 75 Ω.

Le lunghezze d'attenuazione, come i diametri, variano molto da tipo a tipo di cavo. Inoltre, come giá accennato, la lunghezza d'attenuazione cambia con la frequenza. Normalmente tale parametro é quotato nei cataloghi in unitá di dB/100 piedi. Un'attenuazione di 1 dB/100 piedi corrisponde all'incirca ad una diminuzione dell'ampiezza del segnale dell'80% ogni 30 m.

Lunghezze d'attenuazione tipiche (per cavi coassiali che rientrano nella standard MIL-C-17) con diametro esterno di 0.86 mm vanno da 15 dB/100 piedi a frequenze di 100 MHz, a 258 dB/100 piedi a frequenze di 20 GHz.

Cavi coassiali dello stesso tipo, ma con diametro di 3.58 mm, hanno lunghezze d'attenuazione migliori: esse variano tra 3 dB/100 piedi a 100 MHz e 68 dB/100 piedi a 20 GHz.

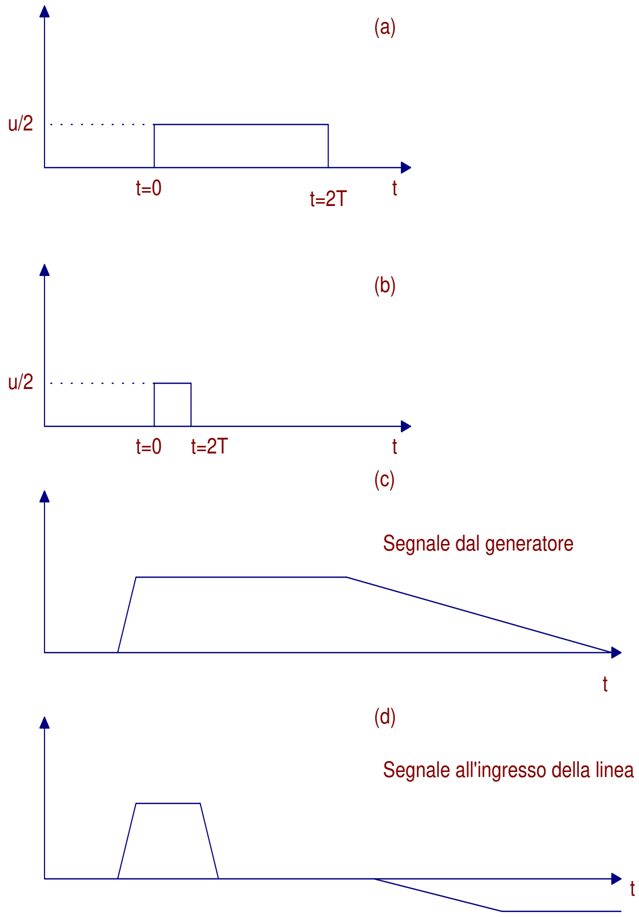
(a)
u/2
t=0
t=2T
t
(b)
u/2
t=0
t=2T
t
(c)
Segnale dal generatore
t
(d)
Segnale all'ingresso della linea
t

Figura 2.5:

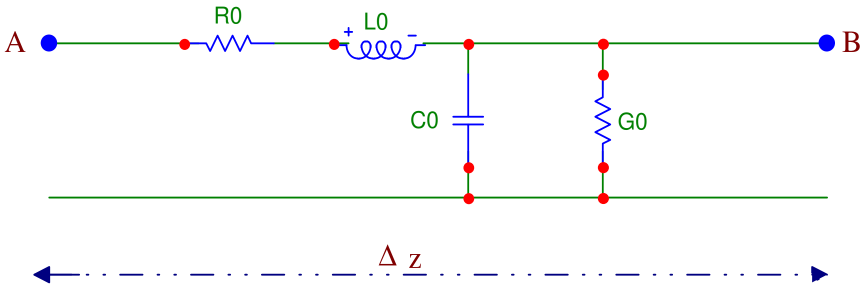

Figura 2.6:

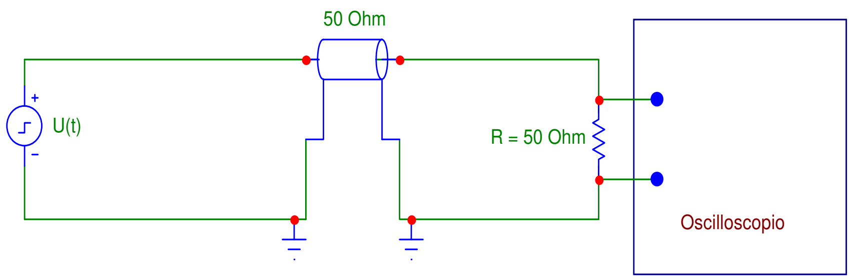

Figura 2.7:

Indice