

Appunti di Antenne

Antenne biconiche

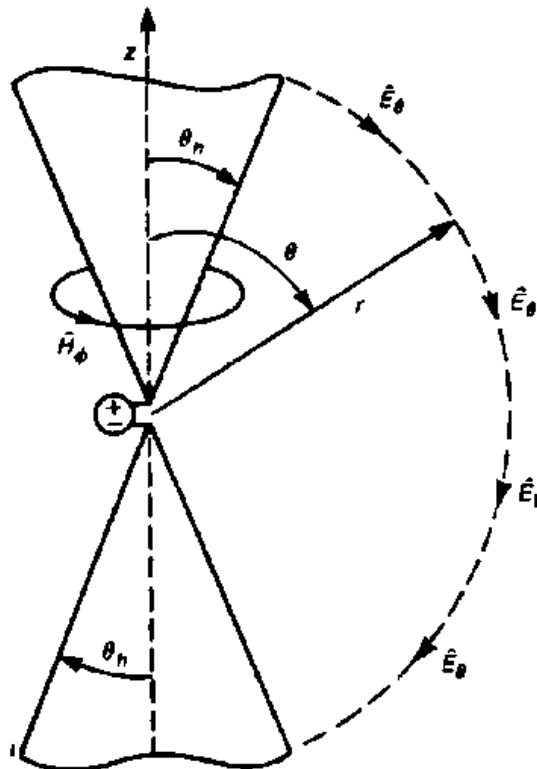
Determinazione del campo irradiato

Le cosiddette **antenne biconiche** sono un tipico esempio di **antenne per misure a larga banda**, che cioè presentano sostanzialmente due caratteristiche:

- l'impedenza di ingresso (o di uscita a seconda dell'utilizzo) è pressoché costante nella banda di frequenza in cui è previsto l'impiego;
- il diagramma di irradiazione è pressoché costante nella banda di frequenza in cui è previsto l'impiego.

Questo tipo di antenne sono di frequente utilizzo, ad esempio, nel campo della *compatibilità elettromagnetica*: infatti, nelle prove di conformità delle emissioni radiate alle normative, si usano **antenne biconiche** per frequenze che vanno da 30 MHz a 200 MHz, mentre si passa alle **antenne log-periodiche** per frequenze comprese tra 200 MHz e 1 GHz. Per frequenze ancora superiori, si usano invece delle antenne ad apertura, generalmente del tipo **a tromba piramidale**.

Per studiare una **antenna biconica**, partiamo da una struttura ideale (non realizzabile praticamente) costituita da due coni di altezza infinita (e di apertura θ_h) con una piccola separazione (che chiameremo **gola**) in corrispondenza del punto di alimentazione, come mostrato nella figura seguente:



L'antenna è alimentata da una sorgente di tensione proprio in corrispondenza della gola.

Per determinare l'irradiazione di questa struttura, conviene adottare un sistema di coordinate sferiche e conviene inoltre supporre che lo spazio circostante sia lo spazio libero. Ragioniamo inoltre, come sempre, nel dominio della frequenza, per cui le quantità coinvolte sono dei fasori (oltre che dei vettori nel caso si considerino i campi o le densità di corrente).

Semplicemente "osservando" la struttura riportata in figura, si possono fare una serie di ipotesi:

- in primo luogo, è chiaro che nei punti non appartenenti alla superficie dei coni (metallici) non ci sono sorgenti, per cui risulta $\vec{J} = 0$ in tali punti;
- in secondo luogo, per motivi di evidente simmetria della struttura, è ragionevole pensare che il campo elettrico abbia solo la componente θ ($\vec{E} = E_\theta \vec{a}_\theta$) ed il campo magnetico abbia solo la componente ϕ ($\vec{H} = H_\phi \vec{a}_\phi$), così come riportato nell'ultima figura. Questo è esattamente quello accade al campo lontano irradiato dal dipolo elementare elettrico o dall'antenna a dipolo, con la differenza sostanziale, però, che, nel caso che stiamo considerando adesso, il risultato è valido sia in campo vicino sia in campo lontano, proprio per motivi di simmetria.

Vediamo allora se le equazioni di Maxwell confortano queste nostre ipotesi. Nel dominio della frequenza, le equazioni da cui partire sono le solite:

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{E} &= -j\omega\mu_0\vec{H} \\ \nabla \times \vec{H} &= j\omega\epsilon_0\vec{E}\end{aligned}$$

Queste equazioni sono ovviamente valide, punto per punto, in tutto lo spazio circostante la struttura. Dobbiamo verificare se la soluzione rappresentata dai vettori $\vec{E} = E_\theta \vec{a}_\theta$ e $\vec{H} = H_\phi \vec{a}_\phi$ è accettabile, ossia dobbiamo sostituire nelle equazioni, verificare che esse siano soddisfatte da tale soluzione e vedere come è effettivamente fatta questa soluzione in termini di espressione analitica.

Ci troviamo dunque a dover calcolare il rotore del campo elettrico e/o magnetico in coordinate sferiche: ricordiamo allora che

$$\begin{aligned}(\nabla \times \vec{E})_r &= \frac{1}{r \sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (E_\phi \sin \theta) - \frac{\partial}{\partial \phi} E_\theta \right] \\ (\nabla \times \vec{E})_\theta &= \frac{1}{r} \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} E_r - \frac{\partial}{\partial r} (r E_\phi) \right] \\ (\nabla \times \vec{E})_\phi &= \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r E_\theta) - \frac{\partial}{\partial \theta} E_r \right]\end{aligned}$$

Applichiamo allora queste tre equazioni scalari al nostro caso: intanto, in base alla prima equazione di Maxwell, scriviamo che deve risultare

$$\begin{aligned}(\nabla \times \vec{E})_r &= \frac{1}{r \sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (E_\phi \sin \theta) - \frac{\partial}{\partial \phi} E_\theta \right] = -j\omega\mu_0 H_r \\(\nabla \times \vec{E})_\theta &= \frac{1}{r} \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} E_r - \frac{\partial}{\partial r} (rE_\phi) \right] = -j\omega\mu_0 H_\theta \\(\nabla \times \vec{E})_\phi &= \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (rE_\theta) - \frac{\partial}{\partial \theta} E_r \right] = -j\omega\mu_0 H_\phi\end{aligned}$$

Abbiamo del resto supposto che il campo elettrico abbia solo la componente θ , mentre il campo magnetico ha solo la componente ϕ : di conseguenza, le equazioni si riducono a

$$\begin{aligned}\frac{1}{r \sin \theta} \left[-\frac{\partial}{\partial \phi} E_\theta \right] &= 0 \\0 &= 0 \\ \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (rE_\theta) \right] &= -j\omega\mu_0 H_\phi\end{aligned}$$

Dalla prima equazione viene fuori che il campo elettrico non deve dipendere da ϕ ; la seconda equazione è risultata essere una identità; la terza equazione, infine, ci dice che le due uniche componenti del campo sono legate dalla relazione

$$\frac{\partial}{\partial r} (rE_\theta) = -j\omega\mu_0 (rH_\phi)$$

Adesso dobbiamo fare lo stesso identico ragionamento per il campo magnetico, cioè a partire dalla seconda equazione di Maxwell: sviluppando allora ancora una volta il rotore, otteniamo

$$\begin{aligned}(\nabla \times \vec{H})_r &= \frac{1}{r \sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (H_\phi \sin \theta) - \frac{\partial}{\partial \phi} H_\theta \right] = j\omega\epsilon_0 E_r \\(\nabla \times \vec{H})_\theta &= \frac{1}{r} \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} H_r - \frac{\partial}{\partial r} (rH_\phi) \right] = j\omega\epsilon_0 E_\theta \\(\nabla \times \vec{H})_\phi &= \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (rH_\theta) - \frac{\partial}{\partial \theta} H_r \right] = j\omega\epsilon_0 E_\phi\end{aligned}$$

Imponendo anche qui che i due campi abbiano ciascuno una sola componente, si trova che

$$\begin{aligned}\frac{1}{r \sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (H_\phi \sin \theta) \right] &= 0 \\ \frac{1}{r} \left[-\frac{\partial}{\partial r} (rH_\phi) \right] &= j\omega\epsilon_0 E_\theta \\0 &= 0\end{aligned}$$

da cui quindi scaturisce che

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \theta} (H_\varphi \sin \theta) &= 0 \\ -\frac{\partial}{\partial r} (rH_\varphi) &= j\omega \epsilon_0 (rE_\theta) \end{aligned}$$

In definitiva, dunque, affinché sia ammissibile una soluzione del tipo ipotizzato (cioè sostanzialmente una soluzione TEM, con i due campi ortogonali tra loro), devono essere soddisfatti i seguenti 4 vincoli:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} (rE_\theta) &= -j\omega \mu_0 (rH_\varphi) \\ -\frac{\partial}{\partial r} (rH_\varphi) &= j\omega \epsilon_0 (rE_\theta) \\ \frac{\partial}{\partial \varphi} E_\theta &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial \theta} (H_\varphi \sin \theta) &= 0 \end{aligned} \right.$$

D'altra parte, sempre per questioni di simmetria possiamo senz'altro ritenere che le due componenti del campo siano indipendenti dalla coordinata φ : questo significa che il terzo vincolo (appunto E_θ indipendente da φ) è sicuramente verificato e, dualmente, che il quarto vincolo si tramuti nella condizione per cui

$$H_\varphi(r, \theta) = f(r) \frac{1}{\sin \theta}$$

Possiamo perciò restringere a tre il numero di equazioni di quel sistema:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} (rE_\theta) &= -j\omega \mu_0 (rH_\varphi) \\ -\frac{\partial}{\partial r} (rH_\varphi) &= j\omega \epsilon_0 (rE_\theta) \\ H_\varphi &= f(r) \frac{1}{\sin \theta} \end{aligned} \right.$$

Si tratta allora di andare a calcolare le due funzioni E_θ e $f(r)$ che soddisfano questo sistema.

Derivando rispetto ad r la seconda equazione e sostituendo la prima equazione in ciò che si ottiene, risulta

$$-\frac{\partial^2}{\partial r^2} (rH_\varphi) = j\omega \epsilon_0 \cdot [-j\omega \mu_0 (rH_\varphi)]$$

da cui quindi, riarrangiando, otteniamo

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} (rH_\varphi) = -\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 (rH_\varphi)$$

Ricordando che $\beta_0^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$ e avendo trovato prima che $H_\varphi = f(r) \frac{1}{\sin \theta}$, questa equazione equivale a

$$\frac{\partial^2}{\partial^2 r} (rf(r)) = -\beta_0^2 (rf(r))$$

Questa è una equazione in una forma a noi ben nota: la sua soluzione è

$$rf(r) = C_1 e^{-j\beta_0 r} + C_2 e^{j\beta_0 r}$$

Portando il termine r a denominatore e sostituendo nell'espressione di H_φ , abbiamo dunque che

$$H_\varphi = f(r) \frac{1}{\sin \theta} = \frac{1}{\sin \theta} \frac{C_1}{r} e^{-j\beta_0 r} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{C_2}{r} e^{j\beta_0 r}$$

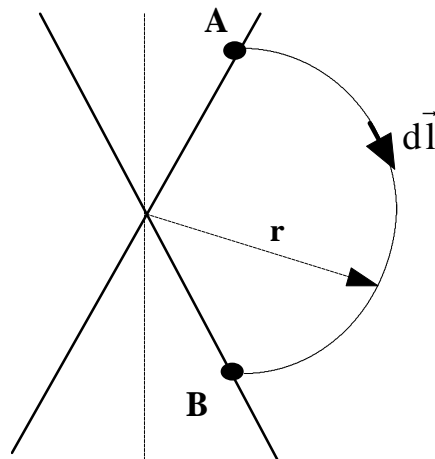
Una volta trovato il campo magnetico, possiamo subito passare al campo elettrico: infatti, in base alle equazioni trovate prima, abbiamo che

$$\begin{aligned} E_\theta &= -\frac{1}{j\omega\epsilon_0 r} \frac{\partial}{\partial r} (rH_\varphi) = -\frac{1}{j\omega\epsilon_0 r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\sin \theta} C_1 e^{-j\beta_0 r} + \frac{1}{\sin \theta} C_2 e^{j\beta_0 r} \right) = \\ &= -\frac{1}{j\omega\epsilon_0 r} \frac{1}{\sin \theta} (C_1 (-j\beta_0) e^{-j\beta_0 r} + C_2 (j\beta_0) e^{j\beta_0 r}) = \frac{\beta_0}{\omega\epsilon_0} \frac{1}{\sin \theta} \left(C_1 \frac{e^{-j\beta_0 r}}{r} - C_2 \frac{e^{j\beta_0 r}}{r} \right) = \\ &= \eta_0 \frac{1}{\sin \theta} \left(C_1 \frac{e^{-j\beta_0 r}}{r} - C_2 \frac{e^{j\beta_0 r}}{r} \right) \end{aligned}$$

Abbiamo dunque, ottenuto, ancora una volta, le componenti del campo come somma di un'onda progressiva (che si propaga allontanandosi dalla sorgente) e di un'onda regressiva (che si propaga avvicinandosi alla sorgente).

Restano poi da calcolare le due costanti di integrazione, che però per il momento non ci interessano. Ci interessa invece maggiormente calcolare l'impedenza di ingresso dell'antenna e la resistenza di radiazione, onde caratterizzare l'antenna stessa qualora sia usata per trasmettere.

Per calcolare i suddetti parametri, dobbiamo conoscere come variano tensione e corrente sulla struttura. Consideriamo allora due generici punti A e B situati sui due coni della struttura, in posizione simmetrica dal centro e a distanza r da questo:



Dato che siamo in presenza di un campo di tipo **TEM** (ossia con il vettore campo elettrico ortogonale al vettore campo magnetico e con tutti e due ortogonali alla direzione r di propagazione), possiamo definire la *differenza di potenziale* $V(r)$ tra i due punti tramite la definizione classica dell'elettrostatica: tale tensione sarà perciò

$$\begin{aligned}
 V(r) &= \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{l} = \int_{\theta_h}^{\pi-\theta_h} E_{\theta} \vec{a}_{\theta} \cdot r d\theta \vec{a}_{\theta} = \int_{\theta_h}^{\pi-\theta_h} E_{\theta} r d\theta = \int_{\theta_h}^{\pi-\theta_h} \eta_0 \frac{1}{\sin \theta} \left(C_1 \frac{e^{-j\beta_0 r}}{r} - C_2 \frac{e^{j\beta_0 r}}{r} \right) r d\theta = \\
 &= \eta_0 (C_1 e^{-j\beta_0 r} - C_2 e^{j\beta_0 r}) \int_{\theta_h}^{\pi-\theta_h} \frac{1}{\sin \theta} d\theta = \eta_0 (C_1 e^{-j\beta_0 r} - C_2 e^{j\beta_0 r}) \cdot \left[\log \left(\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \right) \right]_{\theta_h}^{\pi-\theta_h} = \\
 &= \eta_0 (C_1 e^{-j\beta_0 r} - C_2 e^{j\beta_0 r}) \cdot \left[\log \left(\operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} - \frac{\theta_h}{2} \right) \right) - \log \left(\operatorname{tg} \left(\frac{\theta_h}{2} \right) \right) \right] = \\
 &= \eta_0 (C_1 e^{-j\beta_0 r} - C_2 e^{j\beta_0 r}) \cdot \left[\log \left(\operatorname{cotg} \left(\frac{\theta_h}{2} \right) \right) + \log \left(\operatorname{cotg} \left(\frac{\theta_h}{2} \right) \right) \right] = \eta_0 (C_1 e^{-j\beta_0 r} - C_2 e^{j\beta_0 r}) \cdot 2 \log \left(\operatorname{cotg} \left(\frac{\theta_h}{2} \right) \right)
 \end{aligned}$$

Abbiamo dunque trovato che anche la tensione tra due punti a distanza r dal centro della struttura è la somma di un'onda diretta ed una inversa:

$$V(r) = \eta_0 (C_1 e^{-j\beta_0 r} - C_2 e^{j\beta_0 r}) \cdot 2 \log \left(\operatorname{cotg} \left(\frac{\theta_h}{2} \right) \right)$$

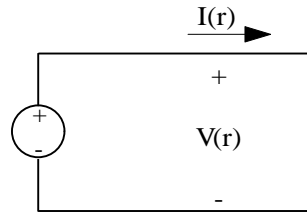
Se invece applichiamo la *legge di Ampere in forma integrale*, siamo in grado di calcolare anche la corrente sulla superficie dei coni (supposti di metallo perfetto, quindi con corrente solo superficiale): infatti, la corrente abbracciata da una circonferenza di raggio r si può calcolare come circolazione del campo magnetico lungo la stessa circonferenza, per cui abbiamo che

$$\begin{aligned}
 I(r) &= \oint \vec{H} \cdot d\vec{\tau} = \oint H_{\varphi} \vec{a}_{\varphi} \cdot r \sin \theta_0 d\varphi \vec{a}_{\varphi} = \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} H_{\varphi} \cdot r \sin \theta_0 d\varphi = \\
 &= \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} \left(\frac{1}{\sin \theta_0} \frac{C_1}{r} e^{-j\beta_0 r} + \frac{1}{\sin \theta_0} \frac{C_2}{r} e^{j\beta_0 r} \right) \cdot r \sin \theta_0 d\varphi = \\
 &= (C_1 e^{-j\beta_0 r} + C_2 e^{j\beta_0 r}) \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} d\varphi = (C_1 e^{-j\beta_0 r} + C_2 e^{j\beta_0 r}) \cdot 2\pi
 \end{aligned}$$

In definitiva, abbiamo ottenuto due andamenti, per la tensione e la corrente, nella forma classica delle linee di trasmissione, ossia come somme (pesate da opportuni coefficienti in generale complessi) di un'onda diretta ed una inversa:

$$\begin{cases} V(r) = 2\eta_0 C_1 \log \left(\operatorname{cotg} \left(\frac{\theta_h}{2} \right) \right) \cdot e^{-j\beta_0 r} - 2\eta_0 C_2 \log \left(\operatorname{cotg} \left(\frac{\theta_h}{2} \right) \right) \cdot e^{j\beta_0 r} \\ I(r) = 2\pi \cdot C_1 e^{-j\beta_0 r} + 2\pi \cdot C_2 e^{j\beta_0 r} \end{cases}$$

In particolare, dato che stiamo considerando una struttura idealmente illimitata, l'onda riflessa non ha motivo di esistere, per cui resta solo il termine diretto, così come accade per una linea di trasmissione di lunghezza infinita (o per una linea chiusa su un carico $Z_L = \infty$):



In accordo al classico formalismo delle linee di trasmissione, calcoliamo i rapporti tra i fasori di tensione e corrente con riferimento alle rispettive onde dirette ed inverse:

$$\begin{cases} \frac{V^+(r)}{I^+(r)} = \frac{2\eta_0 C_1 \log\left(\cot g\left(\frac{\theta_h}{2}\right)\right) \cdot e^{-j\beta_0 r}}{2\pi \cdot C_1 e^{-j\beta_0 r}} = \frac{\eta_0}{\pi} \log\left(\cot g\left(\frac{\theta_h}{2}\right)\right) \\ \frac{V^-(r)}{I^-(r)} = \frac{-2\eta_0 C_2 \log\left(\cot g\left(\frac{\theta_h}{2}\right)\right) \cdot e^{j\beta_0 r}}{2\pi \cdot C_2 e^{j\beta_0 r}} = -\frac{\eta_0}{\pi} \log\left(\cot g\left(\frac{\theta_h}{2}\right)\right) \end{cases}$$

Come previsto, i due rapporti cambiano solo per il segno. Inoltre, essi sono indipendenti dal valore di r (il che deriva proprio dal fatto di considerare una struttura idealmente illimitata).

Applicando adesso la semplice definizione, deduciamo che l'**impedenza caratteristica** della struttura biconica illimitata è

$$z_c = \frac{V^+(r)}{I^+(r)} = -\frac{V^-(r)}{I^-(r)} = \frac{\eta_0}{\pi} \log\left(\cot g\left(\frac{\theta_h}{2}\right)\right) = \frac{120\pi}{\pi} \log\left(\cot g\left(\frac{\theta_h}{2}\right)\right) = 120 \log\left(\cot g\left(\frac{\theta_h}{2}\right)\right)$$

Adesso andiamo a calcolare l'**impedenza di ingresso** di questa struttura: tenendo conto che la struttura è infinita e quindi non presenta riflessioni, dobbiamo ancora una volta calcolare il rapporto tra onda diretta di tensione e onda diretta di corrente, ponendo in particolare $r=0$: del resto, avendo solo onde dirette, il valore di r è ininfluenza, per cui abbiamo che

$$\boxed{Z_{in} = z_c = 120 \log\left(\cot g\left(\frac{\theta_h}{2}\right)\right)}$$

Si tratta evidentemente di una impedenza puramente resistiva (sempre in virtù dell'estensione infinita), tra l'altro indipendente dalla frequenza di lavoro.

Notiamo dunque che Z_{in} dipende solo dall'apertura del cono. Di solito, tale apertura viene scelta in modo da ottenere adattamento tra Z_{in} e la resistenza caratteristica R_c della linea di alimentazione (ad esempio i classici 50Ω). Nel caso della struttura idealmente infinita, dato che Z_{in} non dipende da ω non ci sono problemi, in quanto basta scegliere opportunamente θ_h . Al contrario, nel caso la struttura non sia illimitata, così come vedremo tra poco, Z_{in} viene inevitabilmente a dipendere da ω , per cui l'adattamento perfetto risulta valido solo per un valore di ω stesso. In questi casi, per ottenere un sufficiente adattamento su tutto l'intervallo di frequenza di interesse, si inserisce anche un **adattatore di impedenza** all'ingresso dell'antenna, di cui avremo modo di parlare in seguito.

Restando, per il momento, al caso della struttura ideale illimitata, si può dimostrare che la resistenza di radiazione R_{rad} dell'antenna coincide con il valore di

Z_{in} calcolato poco fa. Per ottenere questo risultato, cominciamo per prima cosa a calcolare la potenza totale irradiata dall'antenna: ci basta calcolare la densità di potenza attiva irradiata (pari alla parte reale del vettore di Poynting) e poi integrarla su una sfera di raggio r centrata sull'antenna. Avendo osservato che il campo elettromagnetico prodotto dalla struttura è identico (localmente) a quello di un'onda piana uniforme (cioè lo stesso prodotto da un dipolo elettrico elementare), sappiamo che la densità di potenza disponibile è $p_{attiva} = \frac{|E_{\theta}|^2}{2\eta_0}$, per cui scriviamo che la potenza totale irradiata è

$$\begin{aligned} P_{rad} &= \oint_{SUP} \vec{p}_{attiva} \cdot d\vec{S} = \oint_{SUP} p_{attiva} dS = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} p_{attiva} \cdot r^2 \sin \theta d\theta d\phi = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\theta_h} \frac{|E_{\theta}|^2}{2\eta_0} r^2 \sin \theta d\theta = 2\pi \int_0^{\theta_h} \frac{|E_{\theta}|^2}{2\eta_0} r^2 \sin \theta d\theta = \\ &= 2\pi \int_0^{\theta_h} \frac{\left| \eta_0 \frac{1}{\sin \theta} C_1 \frac{e^{-j\beta_0 r}}{r} \right|^2}{2\eta_0} r^2 \sin \theta d\theta = \pi \eta_0 |C_1|^2 \int_0^{\theta_h} \frac{1}{\sin \theta} d\theta = 2\pi \eta_0 |C_1|^2 \log \left(\cot g \frac{\theta_h}{2} \right) \end{aligned}$$

dove ovviamente abbiamo considerato solo l'onda diretta per le considerazioni di cui sopra.

Per calcolare adesso la resistenza di radiazione, ci basta applicare la definizione: dobbiamo cioè immaginare che P_{rad} sia la potenza dissipata da una certa resistenza R_{rad} attraversata da una corrente di valore efficace $I_{eff} = |I(0)|/\sqrt{2}$:

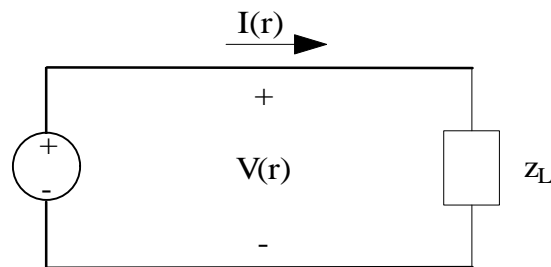
$$P_{rad} = R_{rad} \frac{|I(0)|^2}{2} = R_{rad} \frac{|2\pi C_1 \cdot e^{-j\beta_0 r}|^2}{2} = 2\pi^2 |C_1|^2 R_{rad}$$

Confrontando questa espressione con quella ricavata poco fa, abbiamo che

$$2\pi^2 |C_1|^2 R_{rad} = 2\pi \eta_0 |C_1|^2 \log \left(\cot g \frac{\theta_h}{2} \right) \longrightarrow R_{rad} = \frac{\eta_0}{\pi} \log \left(\cot g \frac{\theta_h}{2} \right) = 120 \log \left(\cot g \frac{\theta_h}{2} \right) = Z_{in}$$

A questo punto, dobbiamo necessariamente passare dalla struttura ideale descritta fino ad ora ad una struttura reale, di applicazione pratica. Nella pratica, le antenne biconiche sono realizzate tramite **coni troncati**. Questo troncamento introduce delle discontinuità agli estremi della struttura e questo comporta fenomeni di riflessione per le onde che si propagano verso l'esterno lungo i coni stessi (1). Se allora facciamo nuovamente riferimento al *modello equivalente in termini di linea di trasmissione*, il troncamento equivale non solo ad avere una linea di lunghezza finita, ma anche all'introduzione di una impedenza di carico rappresentativa dello spazio che assorbe potenza (cioè rappresentativa del trasferimento di potenza dall'antenna al mezzo circostante):

¹ In pratica, nascono nuovi modi non-TEM nella struttura.



La presenza di questo carico può o meno rappresentare un problema: se il carico fosse adattato, allora non ci sarebbero onde riflesse e la situazione equivarrebbe ancora ad avere una linea di lunghezza infinita, cui corrisponderebbe quindi una impedenza di ingresso puramente resistiva; viceversa, in assenza di adattamento, nascono delle onde riflesse in corrispondenza del carico, che ovviamente si propagano nuovamente verso la sorgente; otteniamo, in questa situazione, la formazione di *onde stazionarie* sui coni, cui corrisponde la comparsa di una parte immaginaria nell'impedenza di ingresso: tale impedenza, quindi, non essendo più reale, risulta adesso dipendere dalla frequenza.

Volendo analizzare con maggiore dettaglio la situazione, si può procedere nel modo seguente: si scompone l'onda diretta in due termini, di cui uno uguale e contrario all'onda riflessa e quindi compensato da quest'ultima, e l'altro corrispondente alla potenza effettivamente trasmessa.

A livello quantitativo, si fa riferimento sempre al **rapporto d'onda stazionario**, notoriamente definito nel modo seguente:

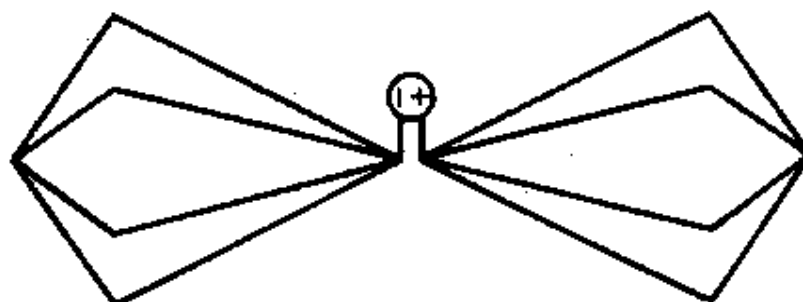
$$\text{ROS} = \frac{1 + |\rho_L|}{1 - |\rho_L|}$$

dove ρ_L è il coefficiente di riflessione sul carico.

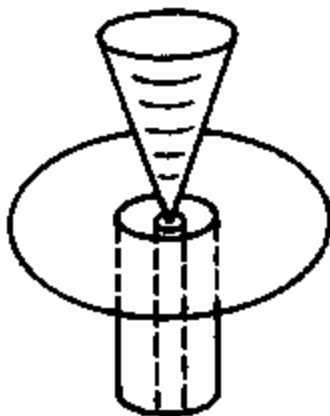
Mentre in presenza di adattamento si otterrebbe $\text{ROS}=1$, in assenza di adattamento (il che avviene praticamente sempre) si tollerano valori del ROS non superiori ad 1.2. Dato che il valore del ROS dipende dalla frequenza, *la larghezza di banda dell'antenna è definita proprio da quei valori di frequenza per i quali risulta **ROS** 1.2*.

Cenni alla realizzazione concreta di antenne biconiche

Diamo adesso dei cenni sulla realizzazione concreta di questo tipo di antenne. Anziché usare dei coni veri e propri, sia pure troncati, molto spesso si costruiscono antenne biconiche usando dei **fili metallici** (di opportuno spessore) che approssimano le pareti dei coni, come illustrato nella figura seguente:

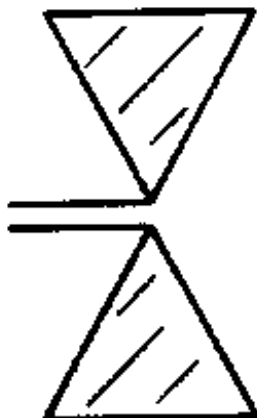


Una ulteriore variante è quella delle cosiddette **antenne a disco e cono**, illustrata nella figura seguente:



Si tratta dunque di un cono (ovviamente troncato) posto su un piano di massa circolare. Utilizzando il principio delle immagini, come evidenziato nella figura stessa, si può dimostrare che i campi generati da una simile struttura coincidono con quelli generati da una antenna biconica. Si può anche verificare che la resistenza di radiazione di una antenna di questo tipo è la metà di quella di una antenna biconica, dato che, evidentemente, in questo caso viene irradiata metà della potenza rispetto all'antenna biconica propriamente detta.

Un ultima variante è quella della cosiddetta **antenna a farfalla**, mostrata nella figura seguente:



Abbiamo in questo caso due lamine piane metalliche di forma triangolare. Talvolta, tali lamine possono essere sostituite da un filo che ne delimita il contorno: questo consente di ridurre il peso dell'antenna e le oscillazioni della struttura in presenza di raffiche di vento, ma ha lo svantaggio di ridurre l'ampiezza di banda rispetto all'uso delle lamine piane. Tipica applicazione delle antenne a farfalla riguarda la ricezione dei segnali televisivi UHF.

Autore: **Sandro Petrizzelli**
e-mail: sandry@iol.it
sito personale: <http://users.iol.it/sandry>