

## 16 CAMPO DIFFUSO DA UNA ANTENNA

Come abbiamo visto, su di una antenna in ricezione si inducono delle correnti, dipendenti linearmente dal campo incidente, che sono la causa della potenza (e del segnale) fornito dalla antenna all'utilizzatore. Tuttavia tali correnti indotte sulla antenna sono anche la sorgenti del campo diffuso dalla antenna, che può essere a sua volta ricevuto da un'altra antenna, come ad esempio la stessa che ha prodotto il campo incidente. Questo campo diffuso dipende ovviamente dalle caratteristiche della antenna, ma anche dal carico connesso alla antenna.

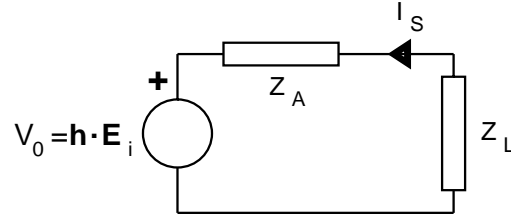


Fig. 1: Circuito equivalente di una antenna in ricezione.

Consideriamo infatti il circuito equivalente di una antenna che riceve una onda piana incidente dalla direzione<sup>1</sup>  $\Omega_i$ , connessa ad un carico  $Z_L$  qualunque, riportato in Fig. 1.  $Z_A$  è l'impedenza di ingresso della antenna, vista dai suoi morsetti, ed

$$I_S = -\frac{V_0}{Z_A + Z_L} = -\frac{\mathbf{h} \cdot \mathbf{E}_i}{Z_A + Z_L} \quad (98)$$

in cui  $\mathbf{E}_i$  è il campo incidente e  $\mathbf{h}$  è la altezza efficace della antenna, nella direzione  $\Omega_i$

La corrente  $-I_S$  è la corrente che l'antenna fornisce al carico. Ma, come si vede dalla figura,  $I_S$  è anche la corrente che entra nella antenna. Poiché esiste una continuità tra la distribuzione di corrente sulla antenna e la corrente ai morsetti<sup>2</sup>, questa  $I_S$  produce un campo diffuso dalla antenna esattamente uguale a quello che sarebbe prodotto se la antenna fosse alimentata da un generatore di corrente pari a  $I_S$ . Il campo lontano reirradiato dalla antenna in direzione  $\Omega_s$  e dovuto a  $I_S$  è quindi dato da

$$j \frac{\zeta I_S}{2\lambda r} e^{-j\beta r} \mathbf{h}(\Omega_s) \quad (99)$$

Il campo diffuso dato dalla (99) si annulla se l'antenna è a vuoto. Tuttavia è facile convincersi che per molte antenne il campo diffuso esiste anche se l'antenna è a vuoto. Per un riflettore, ad esempio, il campo diffuso è presente anche se i morsetti di ingresso, che sono nell'illuminatore, sono aperti (e persino se l'illuminatore viene completamente rimosso). Pertanto il campo diffuso in direzione  $\Omega_s$  da una antenna vale, in generale

$$\mathbf{E}_S(Z_L) = \mathbf{E}_{S0}(\Omega_s) + j \frac{\zeta I_S(Z_L)}{2\lambda r} e^{-j\beta r} \mathbf{h}(\Omega_s) \quad (100)$$

<sup>1</sup> In questo paragrafo indicheremo, per semplicità, con  $\Omega_i$  una direzione dello spazio, che possiamo pensare individuata dagli angoli  $(\theta_i, \phi_i)$ .

<sup>2</sup> Si veda ad esempio la (33), in cui  $I_A$  è sia la corrente di alimentazione, sia la corrente sulla antenna per  $z = 0$ .

in cui é stata esplicitata la dipendenza dalla impedenza di carico  $Z_L$ . Il primo termine della (100) é il campo diffuso quando l'antenna é a circuito aperto.

La presenza di questo termine complica abbastanza l'analisi del campo diffuso dalla antenna. Per tale motivo le antenna vengono divise in due insiemi, quello per cui  $\mathbf{E}_{S0} = 0$ , dette antenne a *minima diffusione*, e tutte le altre. In particolare, come detto quando abbiamo considerato l'accoppiamento tra le antenne, le antenne filiformi non troppo lunghe sono antenne *monomodali*, ovvero la distribuzione di corrente (andamento della corrente normalizzato al suo massimo) é fissa, indipendentemente dalle condizioni di carico e dalla presenza di altre correnti (o antenne) nelle vicinanze. Per tale motivo, la corrente indotta su di una tale antenna filiforme a vuoto, in ricezione, può essere considerata nulla, e quindi queste sono antenne a minima diffusione, in cui il campo diffuso é dato dalla (99).

Per giustificare questa ultima affermazione, e valutare fino a che lunghezza una antenna filiforme é considerabile monomodale, in Fig. 2 é riportato il valore massimo della corrente indotta su di una antenna filiforme **a vuoto**, per lunghezze totali fino a  $2\lambda$ , a parit  di campo incidente. L'asse verticale é in *dB* (con un riferimento arbitrario). Si vede che per lunghezze prossime a  $\lambda$  l'antenna é risonante, con un nullo al centro, e la corrente risulta molto grande. Ma per tutte le lunghezze superiori a  $0.6\text{--}0.7\lambda$  la corrente é comunque sensibile, mentre al di sotto si riduce molto rapidamente. Pertanto, possiamo considerare una antenna filiforme monomodale fino a lunghezze di poco superiori a  $\lambda/2$ .

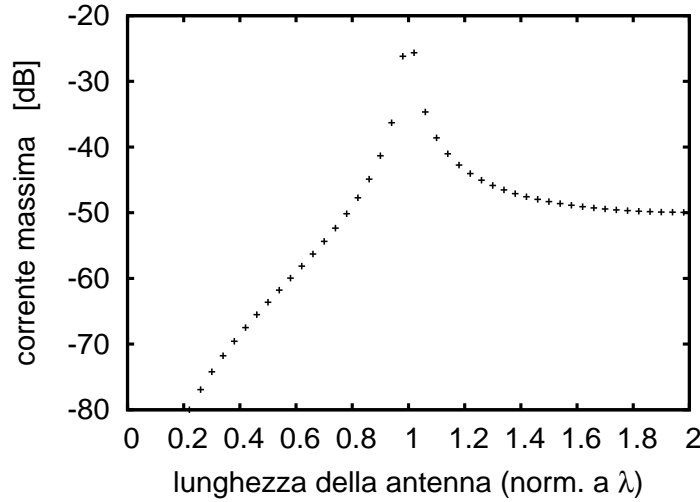


Fig. 2: Corrente massima indotta su di una antenna filiforme a vuoto. La corrente é calcolata a parit  di campo incidente, ed é riportata in unit  arbitrarie.

Inserendo la (98), il campo diffuso da una antenna a minima diffusione diventa

$$\mathbf{E}_S(Z_L) = -j \frac{\zeta}{2\lambda r} e^{-j\beta r} \frac{\mathbf{h}(\Omega_i) \cdot \mathbf{E}_i}{Z_A + Z_L} \mathbf{h}(\Omega_s) \quad (101)$$

a cui corrisponde un vettore di Poynting diffuso pari a

$$S_S = \frac{1}{2\zeta} |\mathbf{E}_S|^2 = \frac{\zeta}{8\lambda^2 r^2} |\mathbf{h}(\Omega_s)|^2 \frac{|\mathbf{h}(\Omega_i) \cdot \mathbf{E}_i|^2}{|Z_A + Z_L|^2} \quad (102)$$

Noi siamo interessati alle applicazioni di questi concetti ai sistemi RFID (vedi paragrafo successivo), nei quali il campo diffuso interessa in genere nella stessa direzione da cui arriva

il campo incidente. Se facciamo anche l'ipotesi di adattamento in polarizzazione tra campo incidente e antenna:  $|\mathbf{h} \cdot \mathbf{E}_i| = |\mathbf{h}| |\mathbf{E}_i|$ , allora si ha

$$S_S = \frac{\zeta}{8\lambda^2 r^2} \frac{|\mathbf{h}|^4}{|Z_A + Z_L|^2} |\mathbf{E}_i|^2 \quad (103)$$

dove  $\mathbf{h}$  indica l'altezza efficace nella direzione di interesse, quella da cui arriva il campo incidente.

Introducendo il guadagno  $G_A$  della antenna tramite la (30) si ottiene, dopo aver moltiplicato e diviso per 4,

$$S_S = \frac{\zeta}{8\lambda^2 r^2} \frac{1}{|Z_A + Z_L|^2} \frac{\lambda^4 G_A^2 R_A^2}{\pi^2 \zeta^2} |\mathbf{E}_i|^2 = \left( \frac{\lambda}{4\pi r} \right)^2 G_A^2 \left( \frac{2R_A}{|Z_A + Z_L|} \right)^2 \frac{|\mathbf{E}_i|^2}{2\zeta} \quad (104)$$

in cui l'ultimo termine é il vettore di Poynting dell'onda incidente  $S_i$ .

Dalla (104) segue che per  $Z_L = \infty$  (antenna a circuito aperto), il campo diffuso é nullo, per  $Z_L = Z_A^*$  (antenna adattata) il penultimo fattore della (104) é unitario e il vettore di Poynting diffuso diventa

$$S_{Sm} = \left( \frac{\lambda}{4\pi r} \right)^2 G_A^2 S_i \quad (105)$$

Infine, per antenna in corto circuito  $Z_L = 0$ , il penultimo fattore vale  $4R_A^2/|Z_A|^2 \leq 4$ , e assume il valore massimo se l'antenna ha impedenza di ingresso reale.