

# CAPITOLO VENTESIMO

## ANTENNE

### 1. Generalità

Per *antenna* si intende un qualunque dispositivo in grado di irradiare energia nello spazio sotto forma di onde elettromagnetiche (*antenna trasmittente*) o di captare energia dalle onde elettromagnetiche che la investono (*antenna ricevente*). In base al teorema di reciprocità si può affermare che ogni antenna trasmittente può funzionare come antenna ricevente e viceversa. Spesso un'antenna trasmittente viene anche chiamata *radiatore*. Il campo elettromagnetico prodotto da una antenna trasmittente che interessa le telecomunicazioni è quello a grande distanza dall'antenna, detto *campo di radiazione*.

Indipendentemente dalla costituzione dell'antenna, il campo elettrico di radiazione  $\vec{E}$  e il campo magnetico di radiazione  $\vec{H}$  in un punto dello spazio sono *normali fra loro e normali alla direzione di propagazione* considerata (fig. 1); le loro intensità sono inversamente proporzionali alla distanza  $r$  del punto dall'antenna e legate dalla semplice relazione:  $E/H = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ . La quantità  $\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$  ha le dimensioni di una resistenza e viene chiamata *resistenza caratteristica dello spazio libero*; generalmente si indica con il simbolo  $\rho_0$  e il suo valore è uguale a  $120\pi \approx 377 \Omega$ . Dato lo stretto legame fra i due campi, per cui noto uno si può ottenere immediatamente l'altro, in pratica nello studio delle antenne si considera soltanto uno di essi, generalmente il campo elettrico. I punti dello spazio vengono individuati con un sistema di coordinate sferiche (fig. 2), mediante la distanza  $r$  dall'antenna supposta situata al centro del sistema di coordinate, e mediante gli angoli di azimuth  $\varphi$  e di colatitudine  $\theta$ . In una direzione qualunque uscente dall'antenna e individuata dalle coordinate  $\varphi$  e  $\theta$ , i campi  $\vec{E}$  e  $\vec{H}$ , normali fra loro e a  $r$ , variano in funzione del tempo e della distanza con la legge tipica delle onde; supponendo la corrente nell'antenna variabile nel tempo con legge sinusoidale, si ha:

↓  
*SORGENTE DEL CAMPO E.H.*

$$\vec{E} = E \sin(\omega t - 2\pi r/\lambda)$$

e  $\vec{H} = \vec{E}/\rho_0$ , dove  $E$  dipende dalla distanza  $r$ , dalla direzione di propagazione ( $\varphi, \theta$ ) considerata, dalla corrente sull'antenna e dal tipo di antenna. I campi sono, quindi, funzioni sinusoidali del tempo come la corrente nell'antenna e con fase in ritardo dipendente dalla distanza  $r$ ; di conseguenza, tutti i punti appartenenti ad una superficie sferica con centro nell'antenna e di raggio  $r$  hanno il campo elettromagnetico con la stessa fase. Si definisce *superficie d'onda* o *fronte d'onda* il luogo dei punti dello spazio che hanno la stessa fase; pertanto, le superfici d'onda del campo



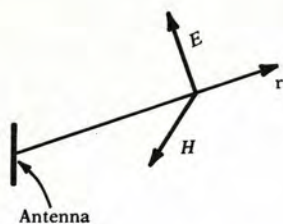


Fig. 1. - Campi elettrico e magnetico fra loro ortogonali e ortogonali alla direzione di propagazione.

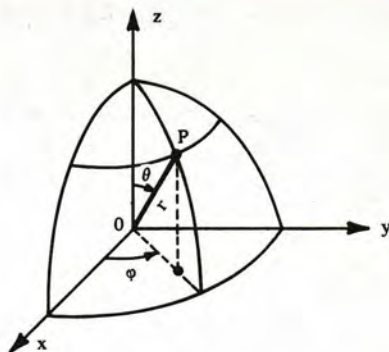


Fig. 2. - Coordinate sferiche.

elettromagnetico prodotto da una antenna sono superfici sferiche con centro nell'antenna la quale, a grande distanza, appare come una sorgente puntiforme. A grande distanza e in un intorno del punto considerato il fronte d'onda sferico può confondersi con il piano tangente alla superficie nel punto stesso e, quindi, i vettori  $\vec{E}$  e  $\vec{H}$  si possono pensare su una superficie d'onda piana. Si definisce *piano di polarizzazione* dell'onda il piano passante per la direzione di propagazione  $r$  e contenente il vettore campo elettrico (fig. 3).

Lungo la direzione di propagazione all'onda elettromagnetica è associato un flusso di energia nella stessa direzione. L'energia che nell'unità di tempo transita attraverso l'unità di superficie normale alla direzione di propagazione è chiamata «densità di potenza» e viene indicata con il simbolo  $S$ ; il suo valore è legato alle ampiezze dei campi elettrico e magnetico dalla relazione:  $S = (1/2) EH$  Watt/m<sup>2</sup>, oppure dalla relazione:  $S = E^2 / 2\rho_0$ . Si ha quindi:  $E = \sqrt{2\rho_0 S}$  Volt/m. La potenza che attraversa una superficie di area  $A$  normale alla direzione di propagazione considerata è, pertanto, uguale a  $S \cdot A$  Watt. Poiché le intensità dei campi  $E$  e  $H$  variano con la distanza come  $1/r$ , la densità di potenza  $S$  varia con la distanza come  $1/r^2$ , cioè è inversamente proporzionale al quadrato della distanza dall'antenna. Il flusso di potenza lungo una certa direzione di propagazione può anche essere espresso mediante la *potenza irradiata per unità di angolo solido*  $P(\varphi, \theta)$  nella direzione  $(\varphi, \theta)$ , detta anche *intensità radiativa*, indipendente dalla distanza  $r$  e legata alla densità di potenza  $S$  dalla semplice relazione  $P(\varphi, \theta) = r^2 S$ .

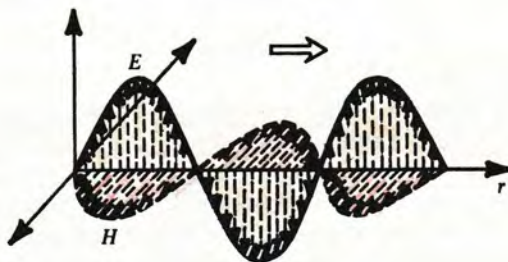


Fig. 3. - Il piano della pagina è il piano di polarizzazione.



## 2. Diagrammi di radiazione. Guadagno e area efficace di una antenna

Un'antenna non irradia potenza ugualmente nelle varie direzioni. La sua attitudine a concentrare la potenza irradiata in maniera diversa nelle varie direzioni viene efficacemente descritta mediante la superficie di un solido, chiamato *solido di radiazione*, che si ottiene riportando da un punto preso come origine, nelle varie direzioni, un segmento di lunghezza proporzionale all'intensità del campo esistente nei diversi punti di una superficie sferica di raggio molto grande avente l'antenna nel centro, oppure un segmento di lunghezza proporzionale alla densità di potenza  $S$  o alla potenza irradiata per unità di angolo solido  $P(\varphi, \theta)$ . Il luogo dei punti estremi dei segmenti così ottenuti costituisce la superficie del solido di radiazione.

In figura 4 sono rappresentati due tipici solidi di radiazione.

In pratica la rappresentazione del solido di radiazione viene data mediante un certo numero di sezioni ottenute per intersezione con piani particolarmente importanti. Il solido di radiazione determina su questi piani delle curve che costituiscono i *diagrammi di radiazione* nelle direzioni contenute in tali piani. Se il solido è di rivoluzione intorno ad un asse è sufficiente considerare soltanto il diagramma di radiazione su un piano qualunque passante per l'asse (piano meridiano). I diagrammi di radiazione vengono rappresentati, in coordinate polari o anche in coordinate cartesiane, in valori relativi di campo o di densità di potenza rispetto al valore che si ha nella direzione di massima irradiazione. Due tipici diagrammi di radiazione sono rappresentati in figura 5. La zona del diagramma intorno alla direzione di massima irradiazione viene chiamata *lobo principale*, mentre le zone intorno alle direzioni dei massimi più piccoli sono chiamate

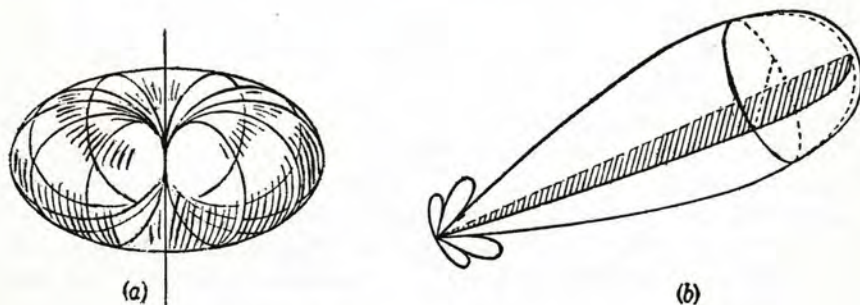


Fig. 4. - Tipici solidi di radiazione: (a) toroidale, (b) pencil-beam.

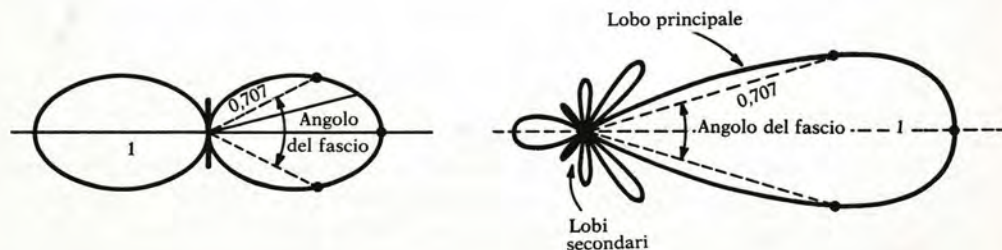


Fig. 5. - Tipici diagrammi di radiazione.



*lobi laterali o lobi secondari*. Una importante caratteristica del diagramma di radiazione in un dato piano è la *larghezza o angolo di fascio*, detto anche *angolo di apertura*, che è l'angolo compreso fra due direzioni del piano a cui appartiene il diagramma per le quali il campo è uguale a 0,707 volte il campo nella direzione di massima irradiazione e, cioè, la densità di potenza è uguale alla metà della densità di potenza nella direzione di massima irradiazione.

Si definisce *funzione guadagno*  $G(\varphi, \theta)$  di una antenna in una data direzione il rapporto fra la potenza  $P(\varphi, \theta)$  irradiata per unità di angolo solido nella direzione considerata e la potenza *media* irradiata per unità di angolo solido, cioè:

$$G(\varphi, \theta) = \frac{P(\varphi, \theta)}{P_i/4\pi} = \frac{D f(\varphi, \theta)}{S_{max}} = \frac{S}{S_{max}} \quad (1)$$

dove  $P_i$  è la potenza totale irradiata e  $4\pi$  è l'angolo solido totale. La potenza media per unità di angolo solido  $P_i/4\pi$  è la potenza che verrebbe irradiata nell'angolo solido unitario da una antenna *isotropica*, cioè da un'antenna che irradianse ugualmente allo stesso modo in tutte le direzioni. L'antenna isotropica, che avrebbe come solido di radiazione una sfera, non è praticamente realizzabile, ma costituisce, tuttavia, un utile termine di riferimento nello studio delle antenne. Per *guadagno*  $G$  di una antenna si intende il valore assunto dalla funzione guadagno  $G(\varphi, \theta)$  nella direzione di massima irradiazione. Il guadagno  $G$  è anche definito come il rapporto fra la densità di potenza  $S$  nella direzione di massima irradiazione prodotta alla distanza  $r$  dall'antenna in considerazione e la densità di potenza  $S_{isotr.} = P_i/4\pi r^2$  prodotta nello stesso punto dall'antenna isotropica, supponendo che le due antenne irradiano la stessa potenza totale  $P_i$ . Si ha:

$$G = \frac{S_{max}}{S_{isotr.}} = \frac{S_{max}}{P_i/4\pi r^2} \quad S = S_{isotr.} \quad G = \frac{P_i}{4\pi r^2} G \quad (2)$$

Dire, ad esempio, che una antenna ha un guadagno uguale a 4 significa che la densità di potenza che essa produce nella direzione di massima irradiazione è quattro volte maggiore di quella prodotta da un radiatore isotropico che irradii la stessa potenza totale. Il guadagno può essere definito, in maniera equivalente, come il rapporto fra la potenza  $P_{is}$  che deve irradiare l'antenna isotropica e la potenza  $P_i$  che deve irradiare l'antenna in considerazione affinché si abbia lo stesso campo in un punto nella direzione di massima irradiazione:  $G = P_{is}/P_i$ . In pratica il guadagno di un'antenna viene espresso in decibel:  $G_{dB} = 10 \log G$ . Ad esempio, se  $G=4$  è  $G_{dB}=6$  dB.

Dalla relazione:  $E = \sqrt{2\rho_0 S}$  e dalla (2) si ottiene il campo elettrico  $E$  nella direzione di massima irradiazione, ad una distanza  $r$  dall'antenna, conoscendo il guadagno dell'antenna e la potenza da essa irradiata; si ha:

$$E_{max} = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{\rho_0 P_i G}{2\pi}} = \frac{1}{r} \sqrt{60 \frac{P_i G}{\pi}} \quad (3)$$

Dalla (3) si deduce che l'intensità del campo prodotto nello spazio libero da una antenna trasmittente nella direzione di massima irradiazione è inversamente proporzionale alla distanza e direttamente proporzionale alla radice quadrata del prodotto fra il guadagno dell'antenna e la potenza totale irradiata. La (3) può essere scritta in forma più conveniente esprimendo la potenza in kW, la distanza in chilometri e il campo



elettrico in mV/m. Si ottiene

$$E_{\max} = \frac{245 \sqrt{P_{\text{kW}} G}}{r_{\text{km}}} \quad \text{mV/m} \quad (4)$$

Supponendo, ad esempio  $G=4$  e  $P_i=1$  kW, alla distanza di 100 km dall'antenna si ha, nella direzione di massima irradiazione, un campo elettrico di 4,9 mV/m.

Il solido e i diagrammi di radiazione riguardano un'antenna come trasmittente; per un'antenna ricevente si può definire in maniera analoga il solido di ricezione e i relativi diagrammi di ricezione in alcuni piani importanti, considerando, anziché la potenza irradiata, la potenza ricevuta nelle varie direzioni. Per il teorema di reciprocità i diagrammi di radiazione e i diagrammi di ricezione di una medesima antenna sono coincidenti. In pratica tra antenne trasmettenti e antenne riceventi possono esistere differenze costruttive derivanti dalle diverse potenze di lavoro.

Il comportamento di una antenna ricevente, cioè la sua capacità di captare potenza da un'onda elettromagnetica piana che la investe, viene descritto mediante la sua area efficace di ricezione  $A_{\text{eff}}$ , definita come il rapporto fra la potenza ricevuta  $P_R$  disponibile all'uscita dell'antenna e la densità di potenza  $S$  dell'onda incidente, quando l'orientazione dell'antenna è nella direzione di massima ricezione. Si ha:  $A_{\text{eff}} = P_R/S$  e, quindi,  $P_R = S A_{\text{eff}}$ . In base al teorema di reciprocità si può dimostrare che fra l'area efficace e il guadagno dell'antenna esiste l'importante relazione:

$$\frac{G}{A_{\text{eff}}} = \frac{4\pi}{\lambda^2} \quad (5)$$

Dalle definizioni di guadagno e di area efficace e in base alla (5) si può calcolare la potenza disponibile  $P_R$  all'uscita di una antenna ricevente di guadagno  $G_R$ , posta nello spazio libero a grande distanza  $r$  da una antenna trasmittente di guadagno  $G_T$  irradiante una potenza  $P_T$ . (La potenza disponibile è la potenza che si ha sul carico all'uscita dell'antenna quando fra quest'ultima e il carico vi è adattamento per la massima potenza). Nel punto ricevente si ha:  $S_R = P_T G_T / 4\pi r^2$  e quindi:  $P_R = S_R A_{\text{eff}} = P_T G_T A_{\text{eff}} / 4\pi r^2$ ; essendo per la (5)  $A_{\text{eff}} = \lambda^2 G_R / 4\pi$ , si ottiene:

$$P_R = \left( \frac{\lambda}{4\pi r} \right)^2 G_T G_R P_T \quad (6)$$

### 3. Resistenza di radiazione e rendimento di una antenna

Nei riguardi del trasmettitore e della linea che alimenta l'antenna (*feeder*) la potenza che viene irradiata sotto forma di onde elettromagnetiche può essere considerata come se fosse dissipata su una resistenza fittizia, chiamata resistenza di radiazione dell'antenna. La resistenza di radiazione  $R_r$  viene, pertanto, definita come il rapporto fra la potenza irradiata  $P_i$  e il quadrato del valore efficace della corrente sull'antenna. In generale la corrente sull'antenna è diversa da punto a punto dell'antenna stessa e, quindi, per definire la resistenza di radiazione occorre stabilire in quale punto dell'antenna debba essere considerata la corrente. Si è convenuto di scegliere la corrente nel punto in cui essa ha la massima ampiezza, cioè in un ventre di corrente. Della potenza di alimentazione  $P_a$  fornita all'antenna attraverso la linea, la maggior parte



viene effettivamente irradiata nello spazio, mentre la restante parte viene dissipata nei conduttori costituenti l'antenna, nei conduttori posti in prossimità di essa (come i piloni di sostegno), nel terreno, ecc. La potenza perduta  $P_d$  può essere considerata dissipata su una resistenza  $R$ , chiamata *resistenza ohmica dell'antenna*, che tiene conto di tutte le perdite e definita come il rapporto fra la potenza perduta e il quadrato del valore efficace della corrente nel punto in cui quest'ultima ha la massima ampiezza. La potenza di alimentazione  $P_a$  fornita all'antenna si può, quindi, porre nella forma:  $P_a = I^2 (R_r + R)$ . Il *rendimento* di un'antenna è il rapporto  $\eta$  tra la potenza effettivamente irradiata  $P_i$  e la potenza di alimentazione  $P_a$ . Si ha:

$$\eta = P_i / P_a = I^2 R_r / I^2 (R_r + R) = 1 / (1 + R / R_r)$$

Il rendimento è tanto più vicino all'unità quanto più la resistenza di radiazione è grande rispetto alla resistenza ohmica. Pertanto, a parità di altre condizioni, conviene scegliere quel tipo di antenna avente la resistenza di radiazione più alta possibile.

#### 4. Dipolo elementare e campo di radiazione di distribuzioni lineari di corrente

Le distribuzioni di corrente nelle antenne sono essenzialmente di due tipi: *distribuzioni lineari* e *distribuzioni superficiali*. Le prime sono caratterizzate da una corrente che è funzione di una ascissa, mentre le altre da una densità lineare di corrente superficiale funzione di una coppia di coordinate; corrispondentemente si hanno, pertanto, le *antenne lineari* e le *antenne superficiali o ad apertura*. Note le distribuzioni di corrente, supposta variabile nel tempo con legge sinusoidale, è possibile ottenere le espressioni del campo elettromagnetico in un punto qualunque dello spazio. Si ricava innanzitutto l'espressione del campo prodotto da un elemento infinitesimo di corrente e successivamente si ottengono, mediante opportuna integrazione, le espressioni del campo prodotto da una distribuzione qualsiasi. Spesso l'antenna è costituita semplicemente da un conduttore filiforme in cui la corrente varia da punto a punto; scomponendo l'antenna in tratti sufficientemente corti o considerandola come una successione di elementi di lunghezza infinitesima, il campo da essa prodotto può essere calcolato come risultante vettoriale dei campi dovuti ai singoli elementi infinitesimi.

##### Dipolo elementare

Per dipolo elementare si intende un tratto di conduttore di lunghezza  $\Delta l \ll \lambda$  su cui la corrente si può considerare di ampiezza costante. Con riferimento alle notazioni di figura 6, supponendo il dipolo elementare disposto secondo l'asse  $z$  e percorso dalla corrente di ampiezza  $I$ , le componenti del campo elettromagnetico in un punto dello spazio sono date dalle seguenti espressioni:

$$\bar{E}_r = 60 I \Delta l \left( \frac{1}{r^2} - j \frac{\lambda}{2 \pi r^3} \right) \cos \theta \cdot e^{j(\omega t - 2 \pi r / \lambda)} \quad (7)$$

$$\bar{E}_\theta = j 60 \pi \frac{I \Delta l}{\lambda} \left( \frac{1}{r} - j \frac{\lambda}{2 \pi r^2} - \frac{\lambda^2}{4 \pi^2 r^3} \right) \sin \theta \cdot e^{j(\omega t - 2 \pi r / \lambda)} \quad (8)$$



$$\bar{H}_\varphi = j \frac{I \Delta l}{2 \lambda} \left( \frac{1}{r} - j \frac{\lambda}{2 \pi r^2} \right) \sin \theta \cdot e^{j(\omega t - 2 \pi r / \lambda)} \quad (9)$$

Come conseguenza della simmetria assiale del dipolo, il campo è indipendente dall'angolo di azimuth  $\varphi$ . Si osserva dalle espressioni (7), (8) e (9) che il campo elettromagnetico può essere risolto in tre campi parziali a seconda della dipendenza dalla distanza  $r$ :

- il campo cosiddetto *statico*, di intensità variabile inversamente con  $r^3$ ;
- il *campo di induzione*, di intensità variabile inversamente con  $r^2$ ;
- il *campo di radiazione* o *campo lontano (far field)*, di intensità variabile inversamente con  $r$ .

Il campo di induzione è il campo nello «stato quasi stazionario» comunemente osservato in vicinanza degli elementi di circuito alle basse frequenze; la componente magnetica del campo di induzione è quella che potrebbe essere calcolata sulla base della legge di Biot-Savart per le correnti stazionarie. A piccole distanze dal dipolo predominano il campo statico e il campo di induzione su quello di radiazione. A grande distanza dall'antenna, per  $r \gg \lambda / 2 \pi$ , i campi statico e di induzione diventano interamente trascurabili e il campo elettromagnetico è soltanto dovuto al campo di radiazione a cui è associato un flusso di potenza che si *svincola* dall'antenna verso lo spazio, mentre ai campi *vicini* all'antenna corrisponde uno scambio alternato di energia fra antenna e spazio circostante e viceversa.

Le componenti del campo di radiazione sono:

$$\bar{E}_\theta = j 60 \pi \frac{I \Delta l}{\lambda r} \sin \theta \cdot e^{j(\omega t - 2 \pi r / \lambda)} \quad (10)$$

$$\bar{H}_\varphi = j \frac{I \Delta l}{2 \lambda r} \sin \theta \cdot e^{j(\omega t - 2 \pi r / \lambda)} \quad (11)$$

con  $E_\theta / H_\varphi = \rho_0 = 120 \pi \Omega$ . I campi  $E$  e  $H$  sono mutuamente ortogonali e ortogonali alla direzione  $r$  di propagazione e orientati, rispettivamente, nelle direzioni dei meridiani e dei paralleli del sistema di coordinate sferiche, cioè le linee di forza del campo elettrico giacciono su piani passanti per il dipolo, mentre quelle del campo magnetico sono

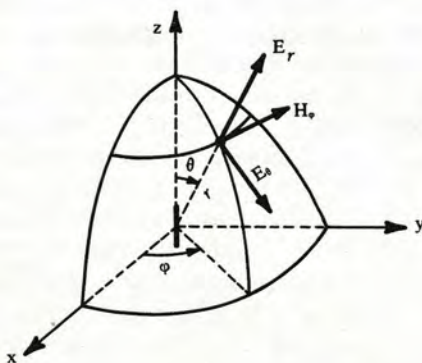


Fig. 6. - Componenti del campo elettromagnetico.



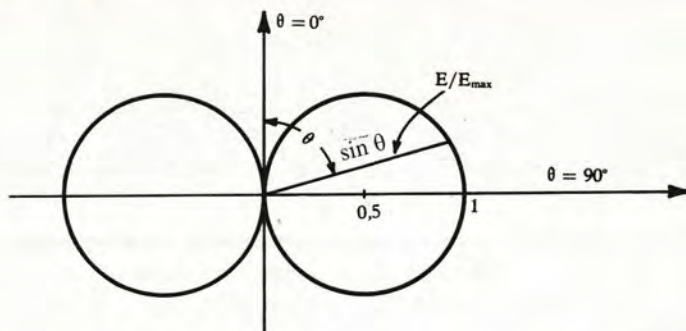


Fig. 7. - Diagramma di radiazione in un piano meridiano del dipolo elementare.

circolari con centri sull'asse  $z$  e giacciono su piani perpendicolari all'antenna. Le ampiezze dei campi decrescono come  $1/r$  e il loro rapporto è uguale a  $120 \pi \Omega$ . Il campo elettromagnetico è nullo sull'asse  $z$  ed è massimo sul piano equatoriale per il quale  $\theta = 90^\circ$ ; non dipende da  $\varphi$ , ma da  $\theta$  secondo la funzione  $\sin \theta$  e, quindi, il solido di radiazione è di rivoluzione intorno all'asse  $z$  con diagramma meridiano del campo rappresentato da due cerchi, come in figura 7, che costituiscono la rappresentazione polare della funzione  $\sin \theta$  su un piano meridiano. I campi  $E$  e  $H$  si propagano nelle direzioni radiali  $r$  con ritardo di fase proporzionale a  $r$  secondo il fattore  $2\pi/\lambda$  (*costante di fase del mezzo*) e la stessa situazione di fase si ritrova sulle sfere con centro nell'origine degli assi e con raggi che differiscono di multipli interi della lunghezza d'onda  $\lambda$  (*onde sferiche*).

La potenza totale irradiata  $P_i$  si può ottenere integrando su una superficie sferica di raggio  $r$  la densità di potenza  $S$ , variabile con la direzione secondo  $\sin^2 \theta$ ; si ottiene:  $P_i = 40 \pi^2 (I \Delta l / \lambda)^2$ . La resistenza di radiazione  $R_r = 2 P_i / I^2$  è, quindi,  $R_r = 80 \pi^2 (\Delta l / \lambda)^2 \Omega$ . Per il dipolo elementare si calcola che il guadagno è uguale a 1,5, pari a 1,76 dB.

### Campo di radiazione di una distribuzione lineare di corrente

Il campo elettromagnetico prodotto da un'antenna lineare costituita da un filo rettilineo, in un punto dello spazio libero a grande distanza, cioè a distanza grande sia rispetto a  $\lambda$  sia rispetto alla massima dimensione dell'antenna, può calcolarsi in base al campo irradiato dal dipolo elementare, considerando l'antenna composta da una successione di dipoli elementari e sommando i singoli campi da essi prodotti. Consideriamo un'antenna costituita da un conduttore rettilineo filiforme di lunghezza  $l$  posto lungo l'asse  $z$  (fig. 8), con gli estremi in  $z = l/2$  e  $z = -l/2$  e sul quale esiste una distribuzione di corrente  $I(z)$ . Nel sovrapporre i campi elementari prodotti dai singoli elementi dell'antenna si deve tenere conto delle differenze di fase dei contributi di ciascun dipolo elementare, dovute alle differenze nella lunghezza di percorso dal dipolo al punto dello spazio in cui si calcola il campo. Considerando il generico dipolo elementare di lunghezza  $dz$ , posto a distanza  $z$  dal centro dell'antenna e percorso dalla corrente  $I(z)$ , il campo elementare  $dE$  da esso prodotto in un punto a distanza  $r'$  in una direzione formante un angolo  $\theta$  con l'asse  $z$  si può ottenere dalla (10) in cui si sostituisca



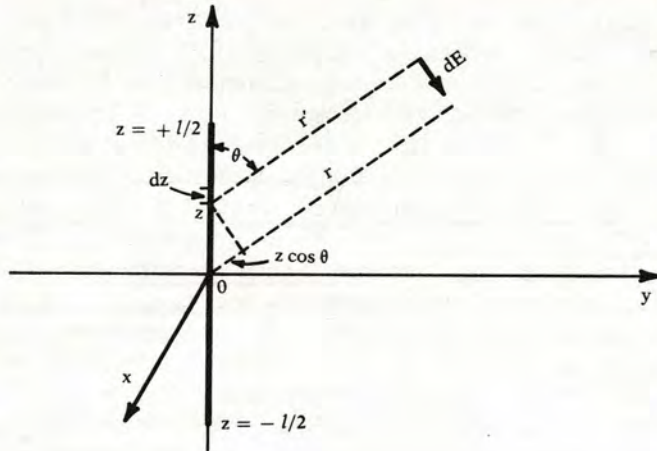


Fig. 8. - Antenna filiforme di lunghezza generica.

$I \Delta l$  con  $I(z) dz$  e  $r$  con  $r'$ . Si ha:

$$d\bar{E} = j \frac{60\pi}{\lambda r'} \sin \theta \cdot I(z) dz \cdot e^{j(\omega t - 2\pi r'/\lambda)} \quad (12)$$

La distanza  $r'$  dal generico dipolo elementare al punto in cui si calcola il campo può essere espressa in funzione della distanza  $r$  di questo punto dal centro dell'antenna. Dato che il campo viene calcolato in punti a grande distanza, le direzioni rappresentate da  $r$  e da  $r'$  in figura 8 si possono ritenere parallele e, quindi, si può scrivere:  $r' = r - z \cos \theta$ , dove  $z \cos \theta$  rappresenta la differenza di percorso dei campi elementari prodotti dal generico dipolo posto a distanza  $z$  dal centro dell'antenna e dal dipolo elementare al centro dell'antenna stessa. La (12) può quindi riscriversi nella forma:

$$d\bar{E} = j \frac{60\pi}{\lambda r} \sin \theta \cdot e^{j(\omega t - 2\pi r/\lambda)} \cdot I(z) e^{j2\pi z \cos \theta/\lambda} dz \quad (13)$$

in cui a denominatore anziché porre  $r' = r - z \cos \theta$  si è sostituita la distanza  $r$  dal centro dell'antenna poiché in tutti i casi pratici si ha  $z \cos \theta \ll r$ . Una tale semplificazione non è, ovviamente, lecita nel termine di fase  $2\pi r'/\lambda$ , poiché nell'esponente non è possibile trascurare  $z \cos \theta$  rispetto a  $\lambda$ .

Integrando la (13) su tutta la lunghezza dell'antenna, da  $z = -l/2$  a  $z = l/2$ , cioè sommando gli infiniti contributi infinitesimi dei dipoli elementari, si ottiene il campo totale  $E$  prodotto dall'antenna in un punto generico dello spazio. Si ha:

$$\bar{E} = j \frac{60\pi}{\lambda r} \sin \theta \cdot e^{j(\omega t - 2\pi r/\lambda)} \int_{-l/2}^{l/2} I(z) e^{j2\pi z \cos \theta/\lambda} dz \quad (14)$$

Il problema di determinare la distribuzione  $I(z)$  della corrente sull'antenna risulta di difficile risoluzione poiché il campo prodotto dall'antenna influenza la distribuzione della corrente; ciò significa che l'effettiva distribuzione della corrente è diversa da quella che si avrebbe se l'antenna non irradiasse. Il problema può essere risolto ricorrendo al metodo delle approssimazioni successive: si calcola la distribuzione della corrente



ignorando l'irradiazione, si determina poi il campo elettromagnetico prodotto da questa distribuzione e si calcola la modifica che esso produce sulla distribuzione della corrente e così di seguito. Il procedimento viene molto semplificato se l'antenna è abbastanza sottile, cioè se il diametro del filo di cui è costituita risulta molto piccolo e trascurabile rispetto alla sua lunghezza. In tal caso la distribuzione della corrente può essere trovata considerando l'antenna come una linea omogenea senza tener conto dell'irradiazione. Se la corrente varia sinusoidalmente nel tempo, lungo l'antenna si stabiliscono onde stazionarie di tensione e di corrente. Se alle estremità dell'antenna non viene posto alcun carico, la corrente è necessariamente nulla alle estremità e la sua distribuzione lungo l'antenna può essere espressa come una somma di onde stazionarie ciascuna delle quali svanisce alle estremità del filo. Tali onde stazionarie hanno la forma:  $I(z) = I_0 \cos(m\pi z/l)$  per  $m=1, 3, 5, \dots$  e  $I(z) = I_0 \sin(m\pi z/l)$  per  $m=2, 4, 6, \dots$ , dove  $I_0$  è l'ampiezza della corrente in un ventre di corrente. In generale la corrente è determinata da una sovrapposizione di onde stazionarie; tuttavia si ha una sola onda stazionaria se la lunghezza dell'antenna è uguale ad un multiplo intero di  $\lambda/2$ , cioè se  $l = m\lambda/2$  (antenne risonanti).

Per le antenne risonanti, sostituendo la corrispondente espressione di  $I(z)$  nella (14) a seconda se  $m$  è pari o dispari, si trova senza difficoltà che l'ampiezza del campo elettrico  $E$  è data dalle espressioni:

$$E = \frac{60 I_0}{r} \frac{\cos\left(m \frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \quad \text{se } m \text{ è dispari} \quad (15)$$

$$E = \frac{60 I_0}{r} \frac{\sin\left(m \frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \quad \text{se } m \text{ è pari} \quad (16)$$

Da queste relazioni si deduce che il solido di radiazione è di rivoluzione intorno all'asse dell'antenna; i diagrammi di radiazione nei piani meridiani hanno due zeri per  $\theta = 0^\circ$  e  $\theta = 180^\circ$  e sono simmetrici rispetto agli assi  $\theta = 0^\circ$  e  $\theta = 90^\circ$ ; il numero di lobi del semidiagramma è uguale a  $m$  e l'ampiezza dei lobi principali aumenta al crescere di  $m$ ,

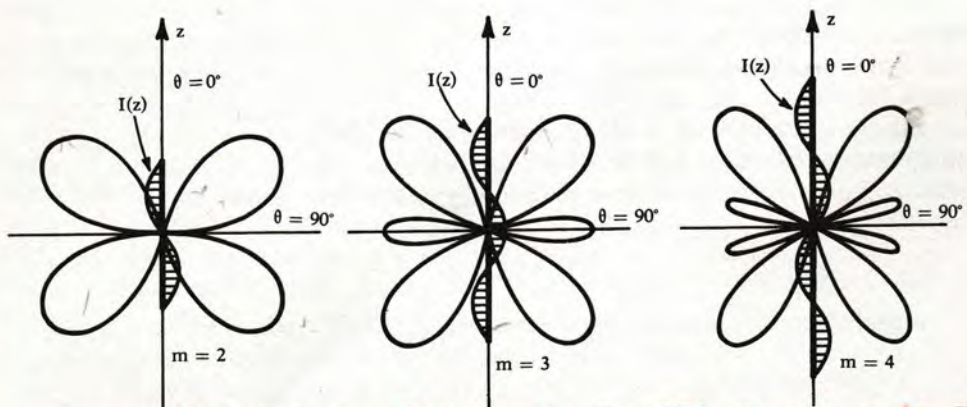


Fig. 9. - Diagrammi di irradiazione di un'antenna rettilinea nei piani meridiani.



mentre diminuisce il loro scostamento dall'asse dell'antenna; l'intensità del campo nel piano equatoriale ( $\theta = 90^\circ$ ) è nulla se  $m$  è pari, poiché in tal caso la distribuzione di corrente è antisimmetrica rispetto al centro dell'antenna e i contributi al campo degli elementi di corrente a distanza  $+z$  e  $-z$  dal centro sono sfasati di  $180^\circ$  nel piano equatoriale e, quindi, si annullano a vicenda. In figura 9 sono rappresentati alcuni diagrammi di radiazione su un piano meridiano per antenne filiformi di lunghezza  $l = m\lambda/2$  per diversi valori di  $m$ . La resistenza di radiazione, riferita al massimo di corrente, è data approssimativamente dalla relazione:  $R_r \approx 73 + 69 \log m$  ( $\Omega$ ).

## 5. Dipolo a mezz'onda

Una distribuzione lineare di corrente molto importante si ha per  $m = 1$ . In tal caso l'antenna ha una lunghezza uguale a  $\lambda/2$  e viene chiamata dipolo a mezz'onda; esso trova larga applicazione per lunghezze d'onda che vanno dalle decine di metri ai centimetri. La distribuzione di corrente è una semisinusoide con il ventre di corrente al centro del dipolo. Ponendo nella (15)  $m = 1$  si ottiene l'ampiezza del campo di radiazione  $E$  nello spazio libero, data da:

$$E = \frac{60 I_0}{r} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} = \frac{60 I_0}{r} F(\theta) \quad (17)$$

Il solido di radiazione, cioè la rappresentazione spaziale della funzione  $F(\theta) = \cos(\pi/2 \cdot \cos \theta)/\sin \theta$ , è toroidale e si ottiene per rotazione intorno all'asse del dipolo del diagramma di radiazione nei piani meridiani rappresentato in figura 10(a); sul piano equatoriale il diagramma di radiazione è un cerchio e l'intensità del campo è massima, uguale a  $E_{\max} = 60 I_0/r$  V/m. In figura 10(b) è rappresentato il semidiagramma di radiazione sui piani meridiani in coordinate cartesiane, insieme a quello del dipolo elementare indicato a tratteggio.

L'angolo del fascio del dipolo a mezz'onda ha un'apertura di  $78,2$  gradi, mentre quello del dipolo elementare è di  $90^\circ$ . Il guadagno del dipolo a mezz'onda è uguale a  $1,65$ , pari a  $2,17$  dB, di poco superiore (1,1 volte) di quello del dipolo elementare.

$D = 1.5$  (1.76 dB)

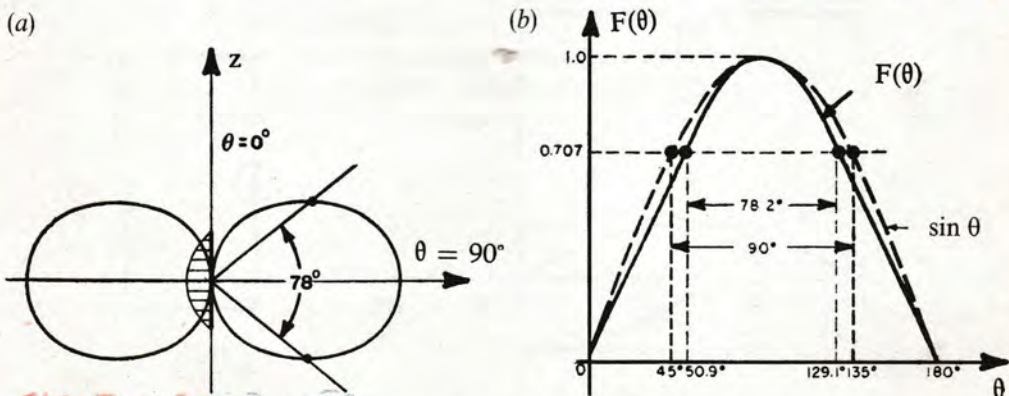


Fig. 10. - Diagramma di radiazione di un dipolo a mezz'onda nei piani meridiani; in (a) in coordinate polari, in (b) in coordinate cartesiane.

$$F(\theta) = \frac{\cos(\pi/2 \cos \theta)}{\sin \theta}$$



Nello spazio libero, cioè lontano dal terreno o da altri oggetti, il dipolo a mezz'onda ha una resistenza di radiazione di  $73 \Omega$  se è costituito da un conduttore infinitamente sottile. L'antenna si può considerare nello spazio libero per tutti gli scopi pratici quando essa dista di almeno diverse lunghezze d'onda dal terreno o da altri oggetti; questa condizione può essere verificata con antenne nel campo delle onde V.H.F. e U.H.F. La resistenza di radiazione del dipolo nello spazio libero dipende notevolmente dal diametro del conduttore e diminuisce all'aumentare del diametro; ha un valore di  $64 \Omega$  per un diametro di  $0,0001 \lambda$  e di  $55 \Omega$  per un diametro di  $0,01 \lambda$ , quando il dipolo è realizzato con un conduttore a barra o tubolare.

### Alimentazione e impedenza di alimentazione del dipolo a mezz'onda

Il tipo di alimentazione molto comune del dipolo a mezz'onda è l'alimentazione al centro, cioè nel ventre di corrente, ottenuta interrompendo il dipolo al centro e connettendo la linea di alimentazione nel punto di interruzione, come è indicato in figura 11 nella quale sono anche rappresentate le distribuzioni della corrente e della tensione lungo il dipolo. Nei riguardi della linea di alimentazione l'antenna equivale ad un carico di cui è necessario conoscere l'impedenza, chiamata *impedenza di alimentazione*:  $\bar{Z}_a = R_a + jX_a$ . Nel caso di alimentazione al centro la resistenza di alimentazione  $R_a$  è uguale alla somma della resistenza di radiazione  $R_r$  e della resistenza ohmica dell'antenna. Nelle antenne con conduttore non sottile la resistenza ohmica è molto bassa, dell'ordine di  $1 \Omega$ , e quindi molto piccola rispetto alla resistenza di radiazione; pertanto, il rendimento è molto elevato e con alimentazione al centro si ha  $R_a \cong R_r$ . Per un dipolo a mezz'onda infinitamente sottile l'impedenza di alimentazione è:  $\bar{Z}_a = 73 + j42 \Omega$ . La reattanza di alimentazione  $X_a$  dipende sia dalla lunghezza del dipolo, sia dal rapporto fra la lunghezza e il diametro del conduttore. La lunghezza del dipolo per la quale la reattanza di alimentazione  $X_a$  è nulla viene chiamata *lunghezza risonante*; essa è leggermente inferiore a  $\lambda/2$  e dipende dal diametro del conduttore. In figura 12

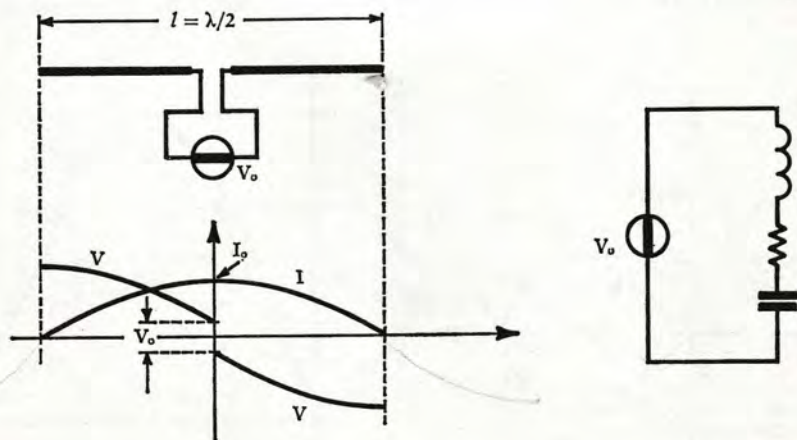


Fig. 11. - Distribuzione della corrente e della tensione sul dipolo a mezz'onda alimentato al centro e suo circuito equivalente.



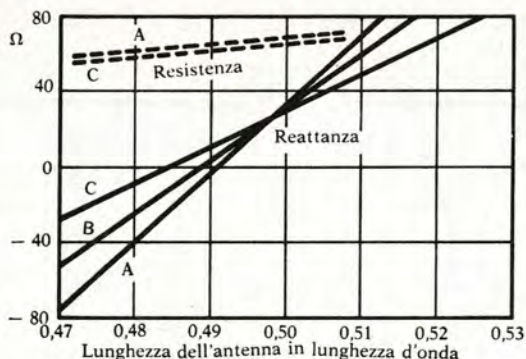


Fig. 12. - Resistenza e reattanza ai terminali di ingresso di un dipolo alimentato al centro in funzione della sua lunghezza intorno a  $\lambda/2$ . Curva A:  $L/D = 25.000$ ; curva B:  $L/D = 2500$ ; curva C:  $L/D = 1250$ .  $L/D$  è il rapporto lunghezza/diametro del conduttore costituente l'antenna a mezz'onda.

sono rappresentate la resistenza e la reattanza di alimentazione del dipolo *alimentato al centro* in funzione della sua lunghezza intorno a  $\lambda/2$ , per tre valori del rapporto lunghezza/diametro del conduttore. Si osserva che la reattanza di alimentazione varia notevolmente sia con la lunghezza intorno a  $\lambda/2$ , sia con il rapporto lunghezza/diametro. Maggiore è il diametro del conduttore, minore è la rapidità di variazione della reattanza per una data variazione della lunghezza. I punti in cui le curve della reattanza (praticamente rettilinee intorno a  $\lambda/2$ ) incontrano l'asse zero corrispondono, per un dato rapporto lunghezza/diametro, alla lunghezza risonante, inferiore a  $\lambda/2$  tanto più quanto più è grande il diametro del conduttore. Dalle curve della reattanza si può dedurre che il dipolo a mezz'onda, al variare della sua lunghezza nell'intorno della lunghezza risonante, oppure, a parità di lunghezza, al variare della frequenza nell'intorno della frequenza a cui la sua lunghezza è lunghezza risonante, si comporta come un circuito risonante serie con diversi valori del  $Q$ , corrispondenti ai diversi valori del rapporto lunghezza/diametro; se la lunghezza del dipolo è maggiore di quella risonante la reattanza  $X_a$  è positiva (induttiva), mentre se è minore la reattanza è negativa (capacitiva). Piccoli valori del rapporto lunghezza/diametro corrispondono a bassi valori del  $Q$  del corrispondente circuito risonante serie. È noto che la larghezza di banda di un circuito risonante è tanto più grande quanto più piccolo è il suo  $Q$ ; pertanto, per avere un'antenna a larga banda, che possa, cioè, lavorare bene entro una banda di frequenze relativamente grande, è necessario che il conduttore costituente l'antenna abbia un grande diametro.

Un altro tipo di alimentazione del dipolo a mezz'onda, molto usato quando la linea di alimentazione ha come dielettrico l'aria (linea in aria), è quello cosiddetto con attacco a delta, rappresentato in figura 13(a). L'impedenza al centro del dipolo a mezz'onda è, infatti, troppo bassa per poter essere adattata direttamente all'impedenza caratteristica di una linea di alimentazione in aria che è generalmente superiore a  $200 \Omega$ . L'impedenza presentata dal dipolo fra due punti qualsiasi simmetrici rispetto al centro [fig. 13(b)] dipende dalla distanza dei punti dal centro; più grande è la distanza fra i punti, più grande è il valore dell'impedenza, fino ad un massimo che si ha fra i punti di estremità del dipolo. Se il dipolo ha una lunghezza uguale a quella risonante, l'impedenza è puramente resistiva e scegliendo opportunamente sul dipolo i punti di attacco della linea



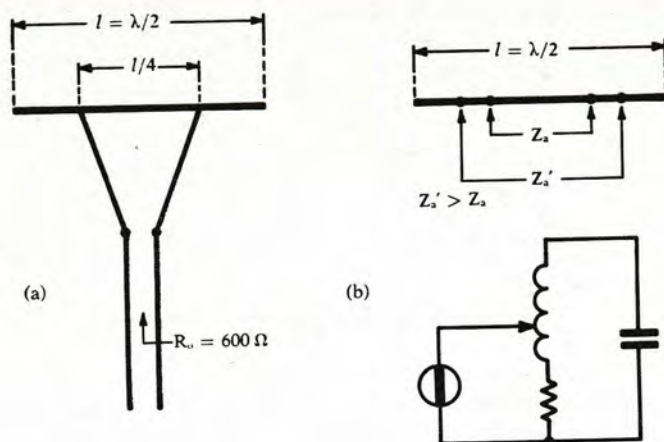


Fig. 13. - Alimentazione di un dipolo con attacco a delta e circuito equivalente.

di alimentazione, quest'ultima può essere adattata. Il circuito risonante equivalente del dipolo alimentato come in figura 13(a) è rappresentato in (b). È anche possibile alimentare il dipolo a mezz'onda ad una estremità, cioè nel ventre di tensione, come è indicato in figura 14(a). L'impedenza di alimentazione in tal caso è di diverse migliaia di Ω e tale metodo è utile quando si devono alimentare diversi dipoli connessi in parallelo. Il circuito risonante equivalente è rappresentato in figura 14(b).

Un'antenna di tipo particolare avente le stesse proprietà direzionali del dipolo a mezz'onda è il dipolo ripiegato (folded dipole) costituito da due dipoli a mezz'onda posti molto vicini e connessi in parallelo alle estremità (fig. 15), uno dei quali è alimentato al centro. Le correnti nei due dipoli sono uguali, nello stesso senso e con distribuzione identica a quella che si ha nel dipolo semplice e, quindi, agli effetti della irradiazione della potenza, il dipolo ripiegato si comporta come un dipolo semplice percorso da una corrente doppia di quella dei singoli dipoli componenti. La resistenza di alimentazione vista fra i punti di attacco della linea è uguale a quattro volte quella del dipolo semplice e, quindi, dell'ordine di  $290\ \Omega$  ( $73 \times 4$ ); questa proprietà rende molto utile il dipolo ripiegato poiché esso può essere alimentato direttamente con una linea bifilare di resistenza caratteristica di  $300\ \Omega$ . La resistenza di alimentazione è quattro volte quella del dipolo semplice per il fatto che, a parità di potenza irradiata, la corrente del dipolo

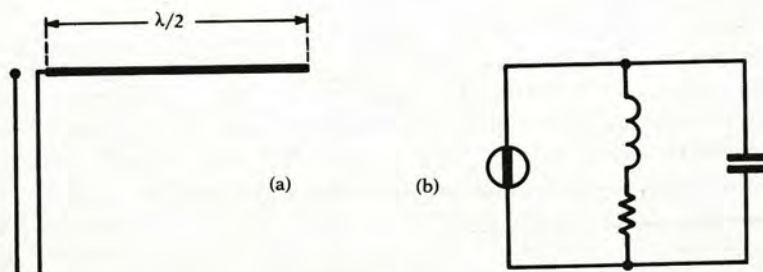


Fig. 14. - Dipolo a mezz'onda alimentato ad una estremità e suo circuito equivalente.



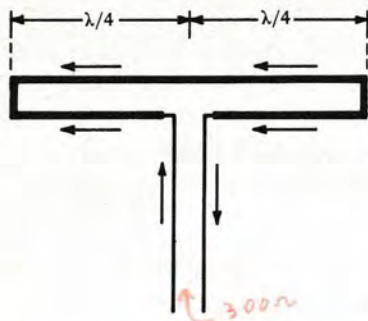


Fig. 15. - Dipolo ripiegato.

alimentato è metà della corrente totale. Se i due dipoli componenti sono realizzati con conduttori di diverso diametro, è possibile avere una resistenza di alimentazione maggiore o minore di quella con diametri uguali scegliendo opportunamente i diametri e anche la distanza fra i due dipoli componenti.

Nel dipolo ripiegato la reattanza di alimentazione varia meno rapidamente con la lunghezza o con la frequenza di quanto avviene nel dipolo semplice e questo fatto rende possibile il funzionamento del dipolo ripiegato entro una banda di frequenza più grande che con un dipolo semplice; ciò può essere spiegato considerando che due conduttori in parallelo equivalgono ad un singolo conduttore di diametro effettivo maggiore.

## 6. Effetto del suolo e principio delle immagini

Le proprietà direttive, il guadagno e la resistenza di radiazione di una antenna vengono considerevolmente modificate dalla presenza del suolo quando l'antenna è prossima ad esso. L'energia irradiata verso il suolo viene da esso riflessa secondo la legge della riflessione con l'angolo di riflessione uguale a quello di incidenza, analogamente a quanto avviene per i raggi luminosi riflessi da uno specchio. Il campo elettromagnetico in un dato punto dello spazio sopra il suolo è, pertanto, uguale alla somma vettoriale del campo dovuto all'onda diretta e di quello prodotto dall'onda riflessa. Le onde riflesse si combinano con quelle dirette (cioè quelle irradiate ad angoli sopra l'orizzontale) in vari modi, a seconda dell'orientazione dell'antenna rispetto al suolo, dell'altezza dell'antenna, della sua lunghezza e delle caratteristiche del suolo.

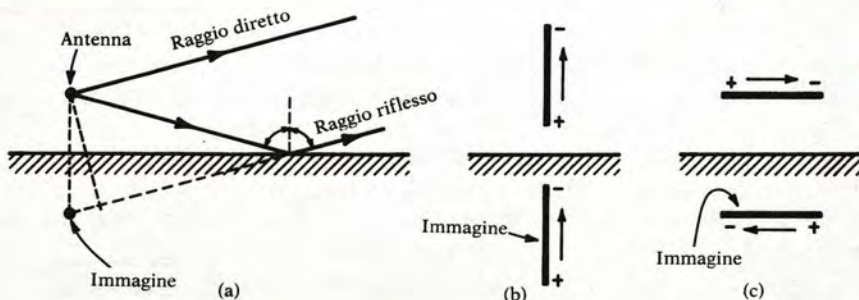


Fig. 16. - Riflessione dal suolo e principio delle immagini.



L'effetto della riflessione è mostrato schematicamente in figura 16(a). Se il campo elettrico è polarizzato verticalmente, cioè se è prodotto da un'antenna verticale, l'onda riflessa può essere considerata come se fosse prodotta da una antenna fittizia, chiamata *antenna immagine*, che è l'immagine dell'antenna vera rispetto al suolo considerato perfettamente riflettente; la corrente nell'antenna immagine è in fase con quella dell'antenna vera e con una distribuzione simmetrica rispetto al piano di riflessione. Pertanto, l'effetto del suolo per un'antenna verticale equivale a considerare un'antenna immagine con le stesse caratteristiche di quella vera e con la corrente nello stesso senso [fig. 16(b)]. Analogamente, si può dimostrare che se il campo elettrico è polarizzato orizzontalmente, cioè se è prodotto da un'antenna posta parallelamente al suolo, l'onda riflessa può essere considerata come se fosse prodotta da un'antenna immagine, simmetrica di quella vera rispetto al suolo, ma con la corrente in opposizione di fase rispetto alla corrente nell'antenna vera [fig. 16(c)]. In tal caso, infatti, dovendo essere sempre nulla la componente orizzontale del campo elettrico nel punto di riflessione, dato che il suolo è stato supposto perfettamente conduttore, il campo riflesso nel punto di riflessione deve essere in opposizione di fase rispetto al campo incidente. Quanto sopra esposto va sotto il nome di *principio delle immagini*.

In realtà, il suolo non è perfettamente conduttore, ma ha una conducibilità finita. Tuttavia, il principio delle immagini è ancora valido, ma l'ampiezza e la fase della corrente nell'antenna immagine dovrebbero essere modificate, tenendo conto dell'effettivo coefficiente di riflessione del suolo che dipende dal tipo di suolo e dall'angolo di incidenza. In pratica, per la polarizzazione verticale si può supporre il suolo perfettamente riflettente commettendo un errore non rilevante, tenendo anche presente che molte antenne vengono fornite di una buona *terra* realizzata mediante un piano riflettente metallico steso sul terreno o in prossimità di esso, costituito da fili di rame o di alluminio disposti a maglia. Per le antenne orizzontali non vi dovrebbe essere irradiazione parallelamente al suolo se questo fosse perfettamente conduttore. A causa della conducibilità di valore finito del suolo il campo dovuto all'onda riflessa è minore di quello prodotto dall'onda diretta; pertanto, parallelamente al suolo vi è una certa irradiazione, sia pure molto ridotta, poiché non si ha mai una effettiva cancellazione del campo.

## 7. Antenne verticali vicine al suolo. - Antenne Marconi

Le antenne costituite da un conduttore verticale con l'estremo inferiore collegato al suolo attraverso il generatore di segnali sono molto usate per le radiodiffusioni e per le comunicazioni a grande distanza a onde lunghe. In figura 17 è rappresentata un'antenna marconiana di altezza uguale a  $\lambda/4$ , detta anche *semidipolo*, insieme al diagramma di radiazione in un qualunque piano verticale passante per l'antenna.

Considerando l'antenna immagine si osserva che l'insieme del semidipolo e della sua immagine equivale ad un dipolo a mezz'onda posto nello spazio libero lontano dal suolo e, pertanto, nel semispazio al di sopra del suolo i diagrammi di radiazione sono gli stessi di quelli di un dipolo a mezz'onda nello spazio libero. L'irradiazione è massima lungo il suolo e diminuisce, nei piani verticali, fino ad annullarsi nella direzione verticale; nel piano orizzontale il diagramma di radiazione è un cerchio. Per il semidipolo, essendo la potenza irradiata distribuita su una semisfera, anziché su una



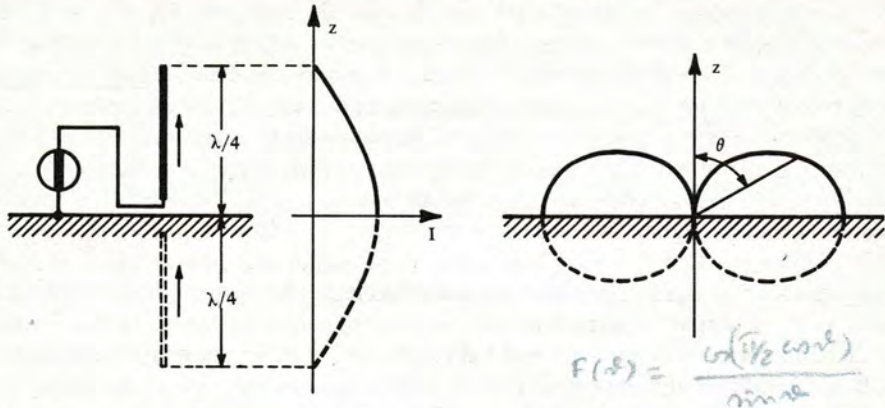


Fig. 17. - Antenna marconiana a  $\lambda/4$  e suo diagramma di radiazione nei piani verticali passanti per l'antenna.

sfera come per il dipolo a mezz'onda nello spazio libero, la potenza che deve essere irradiata dal semidipolo è uguale alla metà di quella che dovrebbe irradiare il dipolo a mezz'onda nello spazio libero per produrre, in un punto dello spazio, la stessa densità di potenza e, quindi, lo stesso campo. Di conseguenza il guadagno del semidipolo posto verticalmente sul suolo è doppio di quello del dipolo a mezz'onda e uguale a 3,3, mentre la resistenza di radiazione è uguale alla metà, cioè è di 36,5  $\Omega$  nel caso in cui il conduttore abbia un diametro trascurabile rispetto alla lunghezza; in pratica la resistenza di radiazione è più bassa.

Nel caso generale di un'antenna verticale sul suolo e di altezza  $h$ , il campo elettrico da essa prodotto è dato dall'espressione:

$$E = \frac{60 I_0}{r} \frac{\cos\left(\frac{2\pi h}{\lambda} \cos \theta\right) - \cos \frac{2\pi h}{\lambda}}{\sin \theta} = E_{ni} F(\theta) \quad (18)$$

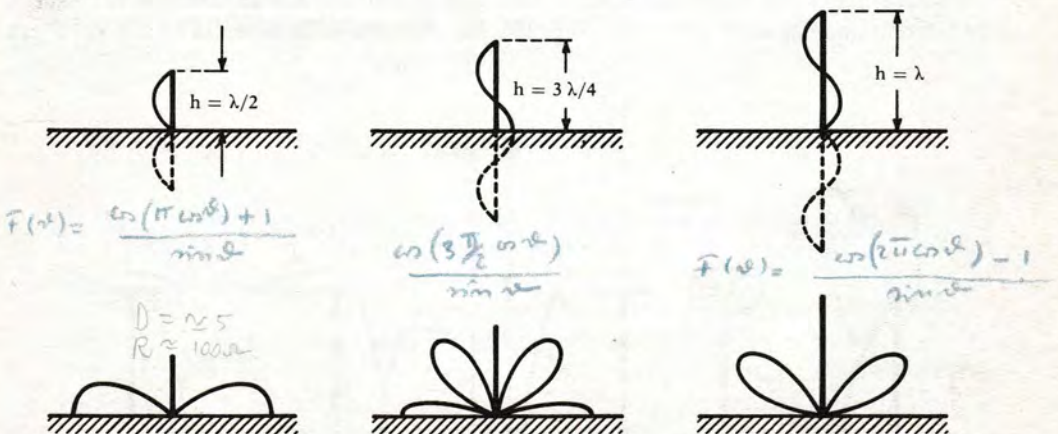


Fig. 18. - Diagrammi di radiazione nei piani verticali passanti per l'antenna per antenne verticali di diversa altezza.



dove  $I_0$  è l'ampiezza della corrente nel ventre di corrente. In figura 18 sono rappresentate alcune antenne verticali di diversa altezza, con le distribuzioni di corrente e con i corrispondenti diagrammi di radiazione nel piano verticale. I solidi di radiazione sono di rivoluzione intorno all'asse dell'antenna per ovvie ragioni di simmetria. Dalla (18) si deduce che per  $h < \lambda/2$  si ha sempre il massimo di irradiazione per  $\theta = 90^\circ$ , cioè lungo il suolo; all'aumentare dell'altezza dell'antenna l'irradiazione si concentra sempre di più lungo il suolo finché l'altezza diventa uguale a  $\lambda/2$ . Per  $h = \lambda/2$  il guadagno dell'antenna è circa uguale a 5 e la sua resistenza di radiazione, riferita al ventre di corrente, è circa  $100 \Omega$ . Per  $h > \lambda/2$  appaiono lobi secondari nel diagramma di radiazione che diventano sempre più importanti al crescere di  $h$ , finché, quando  $h = \lambda$  l'irradiazione lungo il suolo scompare completamente. Se l'estremo a terra (base dell'antenna) non coincide con un ventre di corrente e se l'alimentazione dell'antenna viene effettuata alla base, la corrente  $I$  di alimentazione è data, conoscendo la corrente  $I_0$  nel ventre, dalla relazione  $I = I_0 \sin(2\pi h/\lambda)$ . Quando si richiede che l'irradiazione avvenga prevalentemente lungo il suolo è necessario usare un'antenna verticale di altezza inferiore o uguale a  $\lambda/2$ ; nella radiodiffusione spesso l'antenna è realizzata con una torre autoirradiante che è un pilone di ferro a traliccio, isolato alla base dal suolo mediante speciali isolatori di porcellana: date le basse perdite il rendimento può superare l'80%.

Si definisce *altezza efficace*  $h_e$  di un'antenna verticale sul suolo l'altezza che dovrebbe avere un'antenna, verticale sul suolo, con una distribuzione di corrente costante su tutta la sua lunghezza e di valore uguale alla corrente nel ventre dell'antenna in considerazione, affinché si abbia lo stesso campo nelle direzioni equatoriali. Si dimostra che l'altezza efficace  $h_e$  di un'antenna verticale sul suolo di altezza  $h$  è data dall'espressione:  $h_e = \lambda(1 - \cos 2\pi h/\lambda)/2\pi$ . Per il semidipolo, essendo  $h = \lambda/4$ , si ha  $h_e = \lambda/2\pi$ .

## 8. Antenne verticali caricate alla sommità

Allo scopo di aumentare l'altezza efficace di un'antenna verticale, senza aumentare la sua altezza fisica, si dispone sulla sommità dell'antenna una capacità che può essere realizzata o con un disco metallico o con conduttori orizzontali disposti a raggiera costituenti una capacità verso terra (fig. 19). La presenza della capacità terminale altera

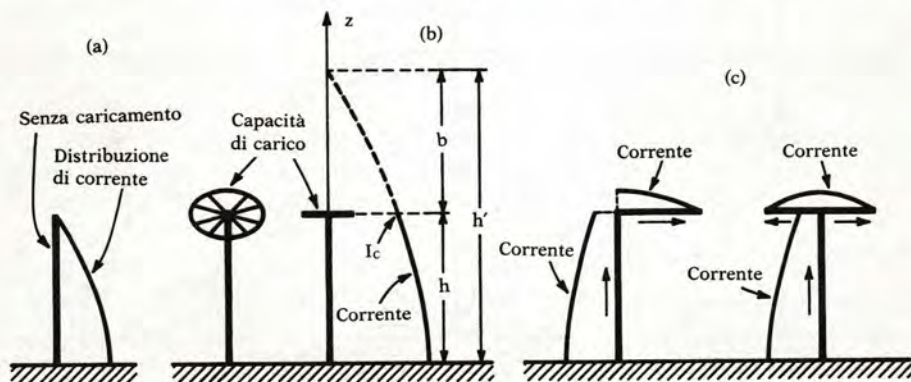


Fig. 19. - Antenne verticali caricate capacitivamente alla sommità.



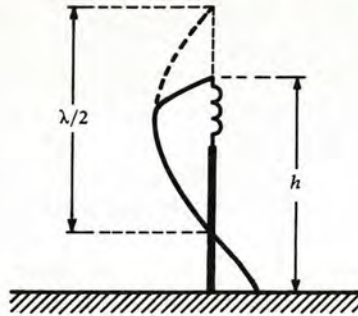


Fig. 20. - Antenna caricata alla sommità con una induttanza.

la distribuzione della corrente lungo l'antenna che può essere determinata tracciando la distribuzione di corrente relativa ad una antenna priva di capacità terminale e avente una lunghezza  $h'$  maggiore dell'altezza fisica  $h$  dell'antenna considerata, come è mostrato in figura 19(b), in modo che per  $z=h$  si abbia la corrente  $I_c$  assorbita dalla capacità. Con le notazioni di figura, se  $h \ll \lambda$  e  $b \gg h$ , l'antenna caricata alla sommità si comporta praticamente come un dipolo elementare di lunghezza  $h$  posto verticalmente sul suolo; il campo elettrico, pertanto è:  $E = 120 \pi (h/\lambda r) I_0 \sin \theta$  e la resistenza di radiazione è:  $R_r = 160 \pi^2 (h_e/\lambda)^2$ , dove  $h_e$  (un po' minore di  $h$ ) è l'altezza efficace dell'antenna che tiene conto del fatto che la corrente non è esattamente costante lungo l'antenna.

La capacità terminale può anche essere realizzata con un semplice filo orizzontale connesso alla sommità dell'antenna; quest'ultima assume allora la forma caratteristica a  $L$  rovesciata o a  $T$ , come è rappresentato in figura 19(c). Si può trascurare il campo di radiazione prodotto dalle correnti orizzontali che scorrono nei fili orizzontali costituenti la capacità terminale poiché tale campo è piccolo rispetto a quello prodotto dalla corrente della parte verticale dell'antenna.

Un altro metodo di caricamento alla sommità dell'antenna può essere ottenuto per mezzo di una induttanza, come in figura 20; sotto la bobina la distribuzione della corrente è uguale a quella che si avrebbe togliendo la bobina e aumentando alquanto l'altezza dell'antenna. Il caricamento induttivo conduce a risultati equivalenti a quelli con il caricamento capacitivo.

## 9. Allineamenti di antenne. Sistemi radianti direttivi

Nelle antenne fin qui esaminate il campo elettromagnetico irradiato ha una struttura simmetrica con asse di simmetria coincidente con l'asse dell'antenna; ad esempio, un dipolo a mezz'onda o un semidipolo posto verticalmente sul suolo producono una distribuzione del campo nello spazio che non dipende dall'angolo di azimuth  $\varphi$  e il diagramma di radiazione nel piano equatoriale è un cerchio. Questo tipo di irradiazione è necessario, ad esempio, nella radiodiffusione circolare, poiché l'emissione da parte di tali antenne può essere ricevuta ugualmente bene da tutte le stazioni riceventi che si trovino alla stessa distanza dal trasmettitore, indipendentemente dalla loro posizione sul piano orizzontale. Quando, invece, si devono effettuare comunicazioni fra due punti fissi risulta inutile e antieconomico irradiare energia in



tutto lo spazio circostante, mentre è conveniente convogliare la massima quantità di energia in un'unica direzione preferenziale, entro un fascio relativamente stretto, come si ottiene, ad esempio, con il solido di radiazione rappresentato in figura 4(b) costituito da un lobo principale a cui corrisponde l'irradiazione utile e da più lobi secondari minori che corrispondono ad una perdita inevitabile di energia.

Un sistema radiante direttivo può essere realizzato con un certo numero di dipoli a mezz'onda allineati e disposti ad una opportuna distanza l'uno dall'altro e convenientemente alimentati, in modo da costituire un *allineamento*. Supposte note le correnti nei singoli dipoli, il campo risultante a grande distanza viene calcolato come somma dei campi prodotti da ciascun dipolo, tenendo conto delle relazioni di fase che derivano, sia dagli sfasamenti delle correnti dei dipoli, sia dalle variazioni di distanza, cioè dalle differenze di percorso tra il punto in cui si calcola il campo e i vari dipoli, trascurando invece le variazioni di ampiezza del campo dovute alle variazioni di distanza in quanto sono trascurabili nei riguardi del campo a grande distanza.

Un tipo di allineamento molto usato in pratica è ottenuto disponendo i dipoli parallelamente fra loro e ad una distanza reciproca costante. Nelle applicazioni più comuni i dipoli sono tutti eccitati con correnti di uguale ampiezza, fra loro in fase oppure sfasate l'una dall'altra di una quantità costante.

### Allineamento di dipoli paralleli eccitati in fase. Irradiazione Broadside

Supponiamo di disporre nello spazio libero  $N$  dipoli a mezz'onda paralleli eccitati in fase sul piano  $z-y$  con i loro centri sull'asse  $y$ , ugualmente distanziati e orientati secondo l'asse  $z$ , e di voler calcolare il campo in un punto  $P$  lungo una direzione qualunque formante un angolo  $\alpha$  con la linea dei centri dei dipoli (asse  $y$ ) [fig. 21(a)].

In (b) il piano del disegno rappresenta il piano passante per la linea dei centri e per il punto  $P$  scelto. Indicando con  $d$  la distanza fra i dipoli, si osserva che la differenza di percorso fra i centri di due dipoli adiacenti e il punto  $P$  è uguale a  $d \cos \alpha$ , potendo considerare i percorsi fra loro paralleli data la grande distanza di  $P$ ; tale differenza di percorso equivale ad uno sfasamento dei campi corrispondenti uguale a  $(2\pi d \cos \alpha)/\lambda$ . Per trovare il campo complessivo nel punto  $P$ , somma dei campi dei singoli dipoli, si

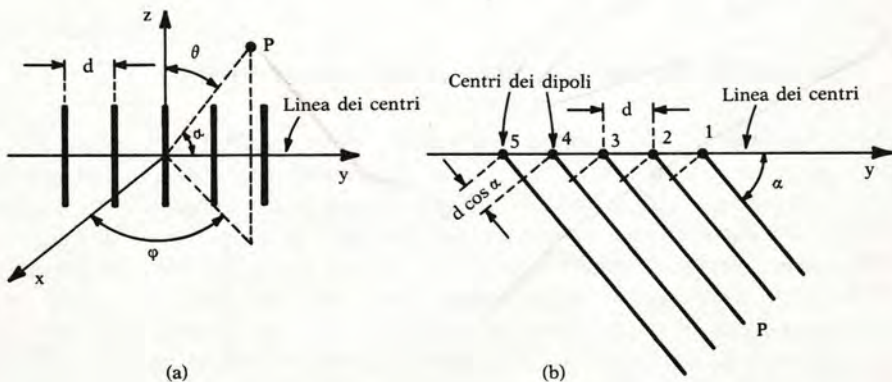


Fig. 21. - Allineamento di dipoli eccitati in fase (irradiazione broadside).



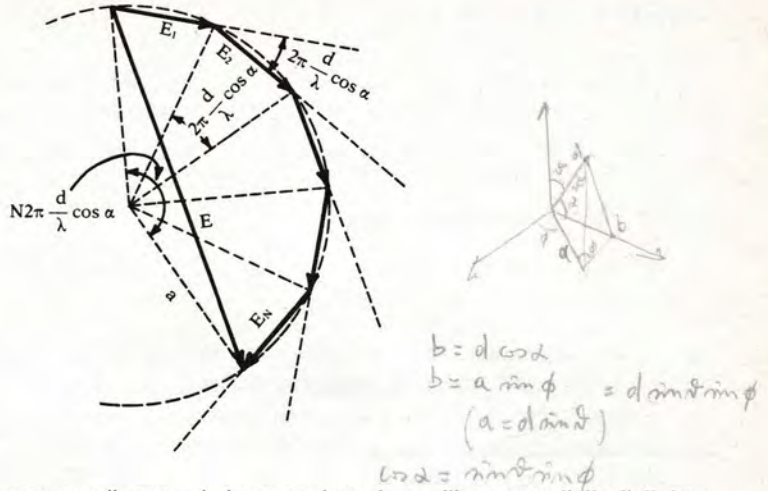


Fig. 22. - Costruzione grafica per ottenere il campo risultante prodotto da un allineamento di dipoli di tipo broadside.

può utilizzare la rappresentazione grafica di figura 22, ottenuta costruendo la poligonale dei vettori rappresentativi dei campi componenti: i vettori hanno tutti la stessa lunghezza, uguale alla ampiezza del campo in  $P$  prodotto da un solo dipolo, e ciascuno è sfasato rispetto al precedente di un angolo uguale a  $(2\pi d \cos \alpha)/\lambda$ . Il vettore risultante che chiude la poligonale rappresenta il campo complessivo nel punto  $P$  prodotto dagli  $N$  dipoli. Si osserva dalla figura che i vettori possono essere considerati come corde di un cerchio, ciascuna delle quali sottende un angolo al centro uguale all'angolo di sfasamento fra i vettori, mentre la corda costituita dal vettore risultante sottende un angolo al centro  $N$  volte maggiore. Indicando con  $E_1$  l'ampiezza del campo prodotto da un singolo dipolo, (ad esempio dal dipolo 1), con  $E$  l'ampiezza del campo risultante e con  $a$  il raggio del cerchio, dalla geometria della figura 22 si ha:

$$E_1 = 2a \sin \left( \frac{2\pi \frac{d}{\lambda} \cos \alpha}{2} \right) ; \quad E = 2a \sin \left( \frac{N 2\pi \frac{d}{\lambda} \cos \alpha}{2} \right)$$

e quindi:

$$E_1 = 2a \sin \frac{\phi}{2}$$

$$E = 2a \sin \frac{N\phi}{2}$$

$$\phi = \beta d \cos \alpha = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta \sin \phi$$

$$E = E_1 \frac{\sin \left( N \pi \frac{d}{\lambda} \cos \alpha \right)}{\sin \left( \pi \frac{d}{\lambda} \cos \alpha \right)} = E_1 \frac{\sin(N\phi/2)}{\sin(\phi/2)} \quad (19)$$

La (19) può scriversi concisamente nella forma:  $E = E_1 F_{N,d}(\alpha)$ , dove la funzione  $F_{N,d}(\alpha)$ , detta fattore di allineamento o fattore di array, dipende, oltre che da  $\alpha$ , da  $N$  e da  $d$ . L'angolo  $\alpha$  è legato agli angoli di azimuth  $\varphi$  e di colatitudine  $\theta$  dalla relazione:  $\cos \alpha = \sin \varphi \cdot \sin \theta$ , facilmente dimostrabile; pertanto, essendo il campo prodotto da un singolo dipolo dato dalla (17), il campo prodotto da  $N$  dipoli paralleli con distanza reciproca  $d$  ed eccitati in fase è dato, in una generica direzione individuata dalle



coordinate  $\varphi$  e  $\theta$ , dalla relazione:

$$E = \frac{60 I_0}{r} \cdot \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \cdot \frac{\sin\left(N \pi \frac{d}{\lambda} \sin \varphi \cdot \sin \theta\right)}{\sin\left(\pi \frac{d}{\lambda} \sin \varphi \cdot \sin \theta\right)} \quad (20)$$

che si può scrivere nella forma:

$$E = \frac{60 I_0}{r} \cdot F(\theta) \cdot F_{N,d}(\varphi, \theta) \quad (21)$$

Dalla (20) si deduce che il solido di radiazione dell'intero allineamento di dipoli può essere considerato come il prodotto del solido di radiazione di un singolo dipolo, rappresentato da  $F(\theta)$ , per il solido di radiazione che si otterrebbe per un allineamento di sorgenti isotrope puntiformi spaziate come i dipoli effettivi, rappresentato dal fattore di array  $F_{N,d}(\varphi, \theta)$ . Tale proprietà è nota come principio della moltiplicazione dei diagrammi. In figura 23 sono rappresentati in un diagramma polare i fattori di array  $F_{N,d}(\alpha)$  per  $N=2, 4$  e  $8$  per distanze  $d$  fra i dipoli uguali a  $\lambda/4, \lambda/2$  e  $\lambda$ . Dall'espressione del fattore di array  $F_{N,d}(\alpha)$  e anche dai diagrammi polari di figura 23 si deduce che il fattore di array assume il massimo valore, uguale a  $N$ , per  $\alpha=90^\circ$ , cioè in tutte le

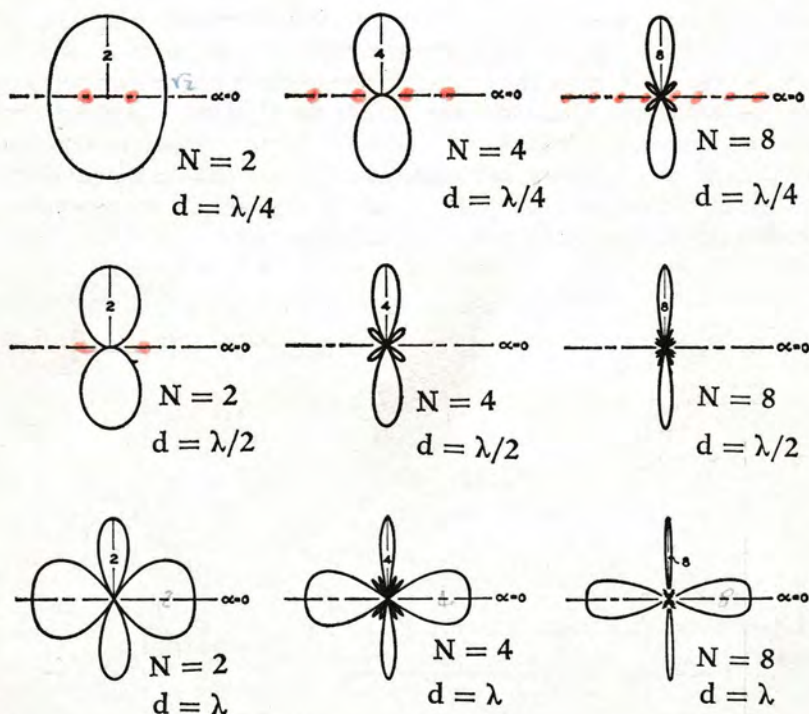


Fig. 23. - Rappresentazioni polari del fattore di array per un allineamento di dipoli per  $N=2, 4$  e  $8$  e  $d=\lambda/4, \lambda/2$  e  $\lambda$ .



direzioni appartenenti al piano  $x-z$  ( $\varphi=0$ ), perpendicolare al piano contenente i dipoli. La funzione  $F(\theta)$  di un singolo dipolo assume il valore massimo, uguale a 1, sul piano equatoriale, cioè per  $\theta=90^\circ$ . Pertanto si può affermare che la direzione di massima irradiazione dell'insieme di dipoli è quella dell'asse  $x$ , dove si ha  $\varphi=0$  e  $\theta=90^\circ$ . La direzione di massima irradiazione di un allineamento di dipoli paralleli eccitati in fase è, quindi, quella perpendicolare al piano di allineamento che contiene i dipoli. Un allineamento di dipoli avente questa caratteristica prende il nome di allineamento broadside. Nella direzione di massima irradiazione il campo è uguale a  $N$  volte quello prodotto da un singolo dipolo; ciò era, del resto, facilmente intuibile dato che nella direzione di massima irradiazione i campi dei singoli dipoli eccitati in fase percorrono la stessa distanza e arrivano nel punto a distanza  $r$  sommandosi in fase. Dalla figura 23 si osserva che nel caso in cui la distanza fra i dipoli è uguale alla lunghezza d'onda, anche lungo la direzione dell'asse  $y$  ( $\alpha=0$ ,  $\varphi=90^\circ$ ,  $\theta=90^\circ$ ), cioè lungo l'asse dei centri dei dipoli, si ha la massima irradiazione e il campo è  $N$  volte quello prodotto da un solo dipolo. Tale proprietà, nota come effetto end-fire, si spiega considerando che, quando la distanza fra i dipoli è uguale a  $\lambda$ , lungo l'asse dei centri la differenza di percorso fra un dipolo e un altro adiacente è uguale a  $\lambda$ , corrispondente ad uno sfasamento di  $360^\circ$ ; di conseguenza, in un punto situato lungo l'asse dei centri, se  $d=\lambda$ , i campi prodotti dai singoli dipoli arrivano con la stessa fase. In pratica per avere l'irradiazione solo di tipo broadside si evita di porre i dipoli ad una distanza uguale a  $\lambda$ ; di solito si fa  $d < 3\lambda/4$  e il valore più usato è  $d=\lambda/2$ . Con  $d=\lambda/2$ , lungo la linea dei centri dei dipoli la differenza di fase dei campi prodotti da due dipoli adiacenti è uguale a  $180^\circ$ ; si può quindi dedurre che non si ha irradiazione in tale direzione se il numero di dipoli  $N$  è pari, mentre se  $N$  è dispari il campo risultante in questa direzione è quello prodotto da un solo dipolo. Per visualizzare nello spazio la forma del solido di radiazione si possono trovare i diagrammi di radiazione nei tre piani principali, cioè le intersezioni del solido di radiazione con i piani  $x-y$ ,  $x-z$  e  $y-z$ . Tali diagrammi si ottengono moltiplicando il diagramma di radiazione di un solo dipolo in un dato piano per il diagramma del fattore di array nello stesso piano. Per il piano  $x-y$ , perpendicolare al piano contenente i dipoli, è  $\theta=90^\circ$  e  $\varphi=90^\circ-\alpha$  [fig. 24(a)]; il diagramma di radiazione di un solo dipolo è, in tale piano, un cerchio, mentre il diagramma del fattore di array è dato da  $F_{N,d}(\alpha)$  con  $\alpha=90^\circ-\varphi$  ed è rappresentato in figura 24(a) nel caso in cui si consideri, ad esempio, un allineamento di quattro dipoli distanziati di  $\lambda/2$ . Il diagramma di radiazione dell'insieme di dipoli nel piano  $x-y$  coincide, pertanto, con quello del fattore di array ed è rappresentato sulla destra di figura 24(a). Per il piano  $x-z$  si ha  $\varphi=0$  e  $\alpha=90^\circ$ ; essendo  $F_{N,d}(\alpha=90^\circ)=N$  costante, il diagramma del fattore di array in tale piano è rappresentato da un cerchio di raggio  $N$  [fig. 24(b)], mentre il diagramma di radiazione di un singolo dipolo è a forma di 8 rovesciato; quindi, il diagramma di radiazione dell'insieme di dipoli è, in tale piano, della stessa forma di quello di un singolo dipolo, ma moltiplicato per  $N$ , come è rappresentato in figura 24(b) a destra. Per il piano  $y-z$  contenente i dipoli si ha  $\varphi=90^\circ$  e  $\alpha=90^\circ-\theta$ ; il diagramma di radiazione risultante si ottiene moltiplicando il diagramma a 8 rovesciato di un solo dipolo per quello del fattore di array come è indicato in figura 24(c), in cui si osserva che l'irradiazione nel piano  $y-z$  è molto ridotta rispetto a quella negli altri due piani principali. Dall'esame dei diagrammi si può dedurre che il solido di radiazione consiste di un lobo principale diretto lungo l'asse  $x$  e da un insieme di lobi secondari minori. L'irradiazione è più direttiva nel piano  $x-y$  che nel piano  $x-z$ ; in quest'ultimo l'angolo del fascio è quello di un singolo dipolo, cioè  $78,2^\circ$ , mentre nel piano  $x-y$  è minore e diminuisce



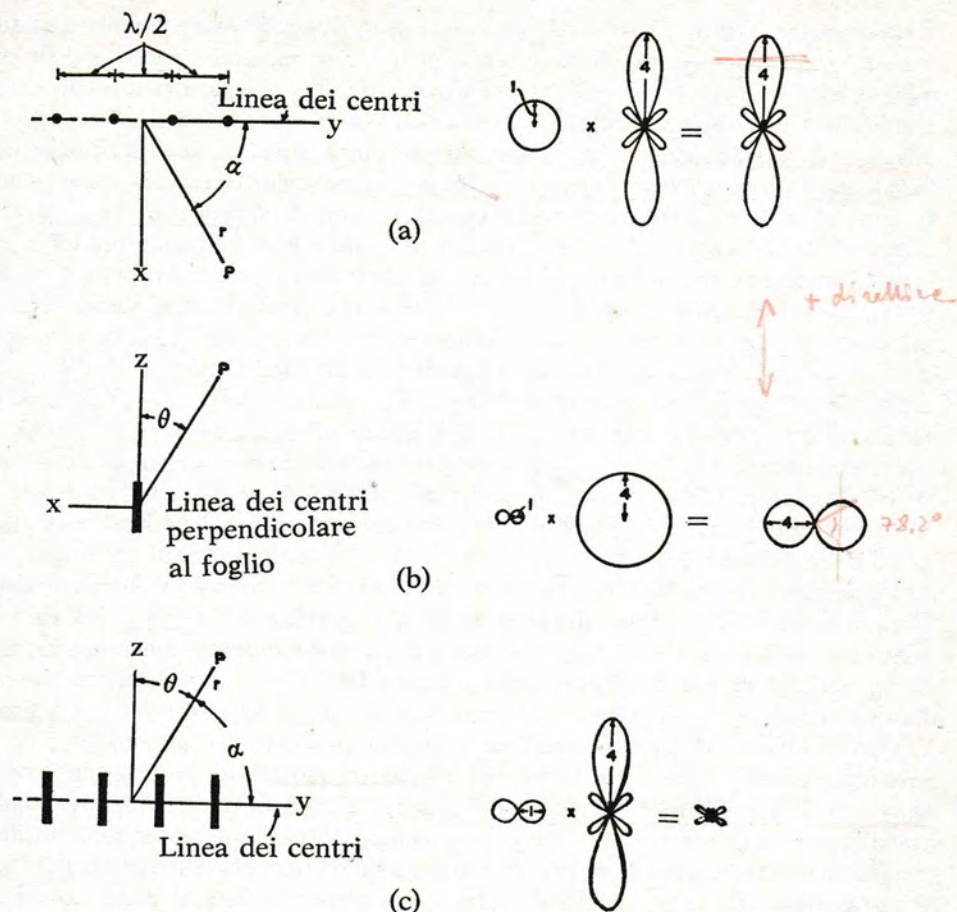


Fig. 24. - Costruzione dei diagrammi di radiazione nei tre piani principali per un allineamento *broadside* di quattro dipoli.

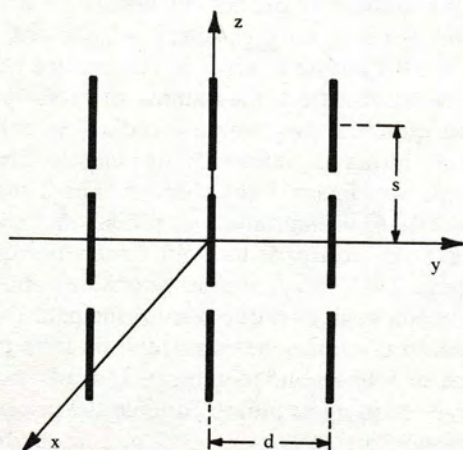


Fig. 25. - Cortina di dipoli.



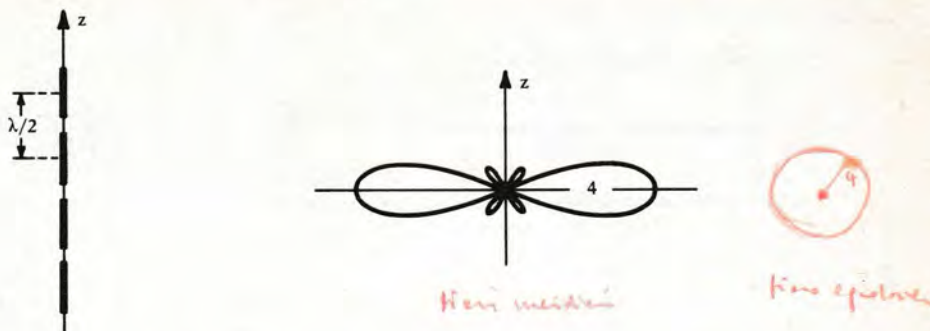


Fig. 26. - Allineamento collineare di quattro dipoli a mezz'onda e diagramma di radiazione nei piani meridiani.

all'aumentare del numero  $N$  di dipoli. Se si seziona il solido di radiazione con un piano parallelo a quello contenente i dipoli si ottiene come sezione una ellisse avente l'asse maggiore parallelo all'asse  $z$ .

Per aumentare la direttività nel piano  $x-z$  si può sostituire al posto di ciascun dipolo un allineamento collineare di dipoli, ottenendo in tal modo una disposizione di dipoli a cortina, come è rappresentato in figura 25. Un allineamento di dipoli collineari presenta nei piani passanti per l'asse dei dipoli allineati una direttività alquanto più grande di quella di un solo dipolo. Con una dimostrazione analoga a quella relativa alla figura 22 si può dimostrare facilmente che il campo prodotto da  $n$  dipoli collineari orientati secondo l'asse  $z$ , con distanza  $s$  fra i centri, è dato dall'espressione (19) in cui si sostituisca all'angolo  $\alpha$  l'angolo  $\theta$ , a  $d$  la distanza  $s$  fra i centri dei dipoli e a  $N$  il numero  $n$  di dipoli collineari. Il campo prodotto dall'allineamento collineare si può, pertanto, scrivere nella forma:  $E = (60 I_0/r) F(\theta) F_{n,s}(\theta)$ . In figura 26 è rappresentato il diagramma di radiazione nei piani meridiani di un allineamento collineare di dipoli a mezz'onda nel caso in cui  $n=4$ ; si osserva l'aumento della direttività rispetto al solo dipolo essendo l'angolo del fascio alquanto minore di  $78,2^\circ$ . Per ragioni di simmetria un allineamento collineare di dipoli ha un solido di radiazione che è di rivoluzione intorno all'asse dei dipoli e, quindi, nel piano equatoriale il diagramma di radiazione è un cerchio come per un singolo dipolo, ma con raggio  $n$  volte maggiore.

La cortina di dipoli di figura 25 può essere considerata costituita da tre allineamenti collineari paralleli, ciascuno composto di tre dipoli a mezz'onda ( $N=3$  e  $n=3$ ). Il campo prodotto da una cortina di dipoli può essere ottenuto moltiplicando il campo prodotto da un singolo allineamento collineare per il fattore di array  $F_{N,d}(\varphi, \theta)$  e si può esprimere nella forma:

$$E = (60 I_0/r) \cdot F(\theta) \cdot F_{n,s}(\theta) \cdot F_{N,d}(\varphi, \theta)$$

in base al principio della moltiplicazione dei diagrammi. In figura 27 è rappresentata la costruzione dei diagrammi di radiazione nei piani principali per una cortina in cui  $N=3$  e  $n=4$ .

Negli allineamenti broadside fin qui considerati l'energia viene irradiata sia da una parte che dall'altra del piano contenente i dipoli, cioè vi sono due versi opposti di massima irradiazione, mentre di solito è necessario dirigere l'energia irradiata in un verso soltanto. L'irradiazione dalla parte opposta viene facilmente eliminata disponen-



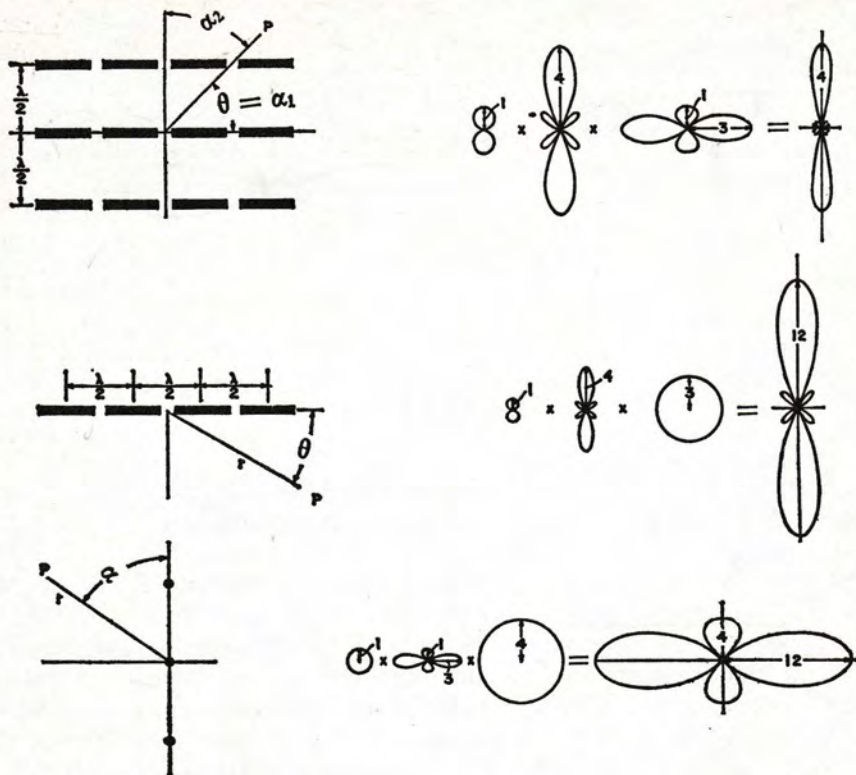


Fig. 27. - Costruzione dei diagrammi di radiazione nei tre piani principali per una cortina di 12 dipoli.

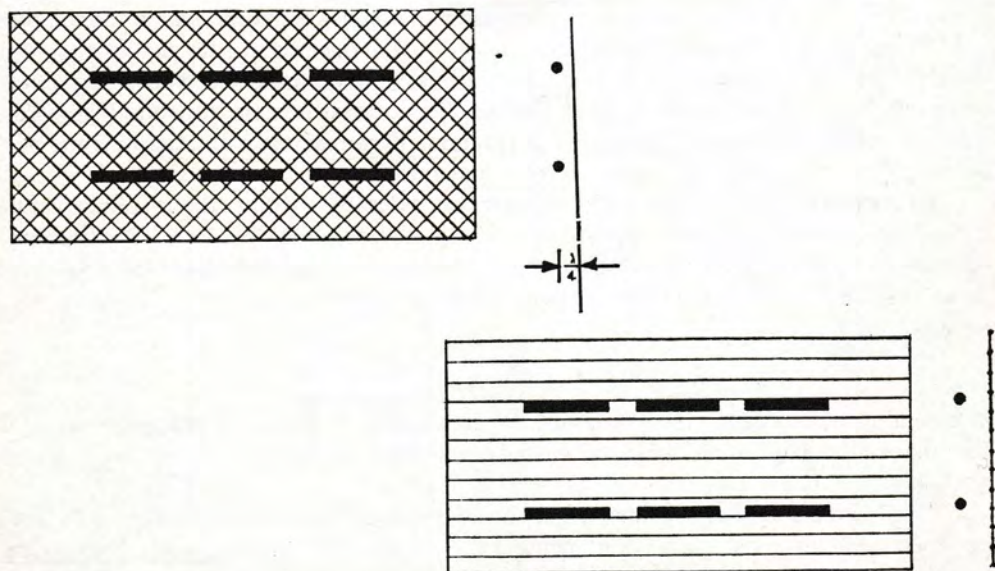


Fig. 28. - Schermo riflettente a rete metallica e a griglia.



do, parallelamente al piano dei dipoli e dalla parte in cui si vuole eliminare la radiazione, uno schermo riflettente costituito da una lastra metallica o da una rete metallica sostenuta da una cornice o da una griglia con i fili conduttori disposti parallelamente ai dipoli (fig. 28). L'effetto dello schermo riflettente è equivalente a quello di una disposizione di dipoli *immagini* posti dietro lo schermo, con corrente in opposizione rispetto alla corrente dei dipoli veri, dato che i dipoli sono paralleli allo schermo e vi è inversione di fase nella riflessione. Per fare in modo che la radiazione dei dipoli immagini si sommi in fase con quella dei dipoli veri nella direzione di massima irradiazione, la distanza fra i dipoli veri e quelli immagini deve essere, pertanto, uguale a  $\lambda/2$  e, quindi, lo schermo riflettente deve essere disposto ad una distanza uguale a  $\lambda/4$  dal piano dei dipoli. La presenza dello schermo riflettente, oltre ad eliminare la radiazione *all'indietro* mediante la riflessione, aumenta la direttività *in avanti* assottigliando il diagramma di radiazione; inoltre elimina anche la radiazione nel piano contenente i

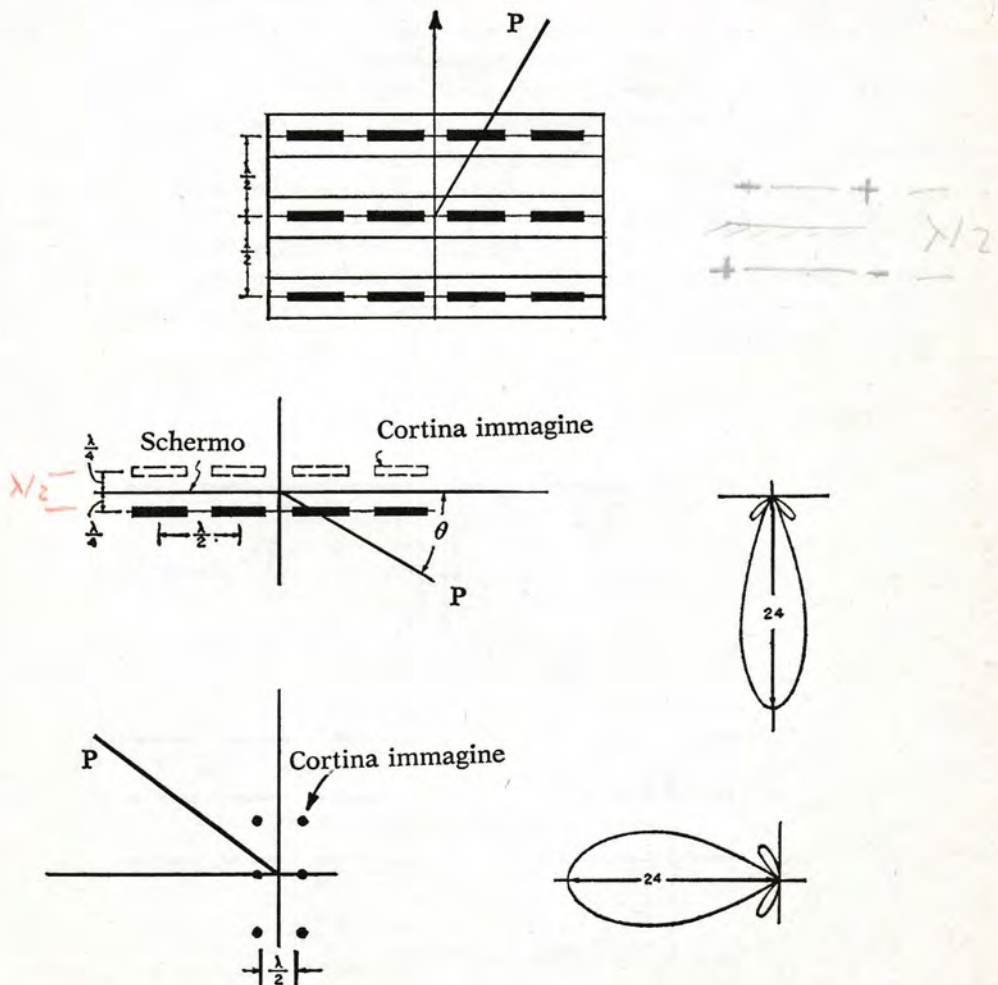


Fig. 29. - Cortina di dipoli con schermo riflettente e diagrammi di radiazione.



dipoli per il fatto che, nelle direzioni contenute in questo piano, la radiazione di ciascun dipolo viene cancellata da quella del corrispondente dipolo immagine eccitato in opposizione di fase. In figura 29 sono riportati i diagrammi di radiazione nei due piani principali di una cortina di 12 dipoli disposti orizzontalmente, costituita da tre allineamenti collineari paralleli ciascuno di quattro dipoli ( $N=3$ ,  $n=4$ ). Se  $N \cdot n$  è il numero di dipoli costituenti la cortina, il guadagno della cortina in presenza di schermo riflettente è circa uguale a  $2N \cdot n$  volte il guadagno di un solo dipolo, cioè:  $G \cong 2N \cdot n \cdot 1,65 = 3,3 N \cdot n$ .

L'alimentazione in fase dei dipoli di una cortina è abbastanza semplice e sfrutta la proprietà di una linea bifilare per la quale la tensione fra due punti di essa è sempre in opposizione di fase rispetto alla tensione fra altri due punti distanti  $\lambda/2$  dai primi lungo la linea. In figura 30 sono mostrati alcuni esempi di alimentazione di dipoli eccitati in fase, ognuno dei quali risulta alimentato all'estremità senza, quindi, la necessità di interromperli al centro.

In (a) si hanno quattro dipoli collineari; la linea di alimentazione, durante un semiperiodo del segnale, rende l'estremità sinistra del dipolo 3 positiva e negativa l'estremità destra del dipolo 2 e viceversa nel successivo semiperiodo; anche i dipoli 1 e 4 sono eccitati, sebbene indirettamente, con la stessa fase dei dipoli 2 e 3 essendo connessi a questi ultimi con un tronco di conduttore lungo  $\lambda/2$  ripiegato su se stesso in modo da costituire un tronco di linea in quarto d'onda (*phasing stub*).

In (b) si ha una cortina dei sei dipoli con distanza uguale a  $\lambda/2$  fra ciascuna coppia collineare, collegate con un tratto di linea lungo  $\lambda/2$ . Per eccitare tutti i dipoli in fase, nei tratti di linea lunghi  $\lambda/2$  fra una coppia collineare e l'altra, si effettua l'inversione dei fili per ottenere uno sfasamento di  $180^\circ$  in modo che, con l'ulteriore sfasamento di  $180^\circ$  lungo il tratto  $\lambda/2$ , si abbia uno sfasamento risultante di  $360^\circ$  che permette di eccitare tutti i dipoli con la stessa fase.

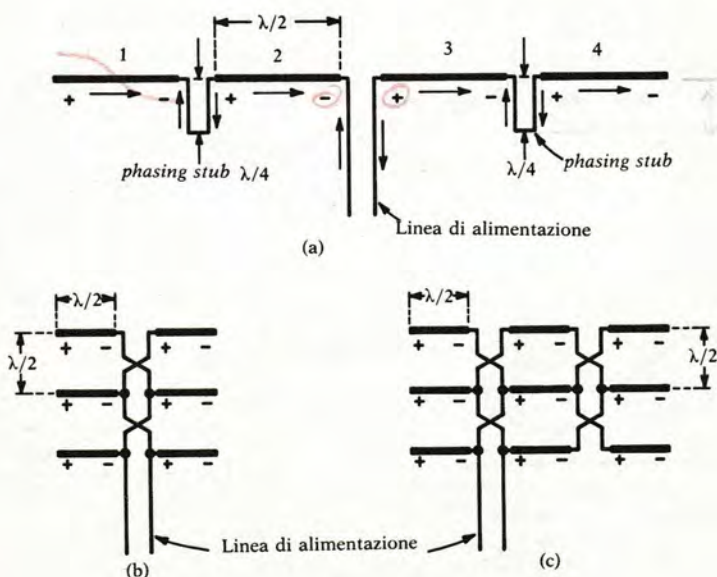


Fig. 30. - Alimentazione di dipoli collineari e di dipoli disposti a cortina.



In (c) si ha una cortina di nove dipoli eccitati in fase con lo stesso sistema della cortina in (b), ma in cui occorrono due tratti a  $\lambda/2$  ausiliari per eccitare i tre dipoli di destra.

Nei tratti di linea a  $\lambda/2$  possono esistere onde stazionarie di apprezzabile ampiezza e anche questi tratti irradiano nella stessa maniera dei dipoli; tuttavia i fili costituenti questi tratti sono molto vicini fra loro e percorsi da correnti in versi opposti e, pertanto, il loro effetto sui diagrammi di radiazione è trascurabile.

### Allineamenti di dipoli eccitati con diversa fase. Irradiazione end-fire. Antenne Yagi

Consideriamo  $N$  dipoli a mezz'onda schierati con i loro centri lungo l'asse  $y$  ad una distanza costante  $d$  e orientati parallelamente all'asse  $z$ , alimentati in modo che le correnti in tutti i dipoli abbiano la stessa ampiezza, ma fase diversa. Nelle applicazioni più comuni le correnti sono sfasate fra loro di una quantità costante; sia  $\Psi$  il ritardo progressivo di fase fra un dipolo e il successivo. Per il calcolo del campo a grande distanza occorre tener conto, oltre agli sfasamenti dovuti alle differenze di percorso, anche degli sfasamenti delle correnti dei dipoli. Si può dimostrare che il campo elettrico è dato da una espressione analoga alla (20), ma modificata per tener conto del ritardo di fase progressivo  $\Psi$  fra le correnti; si ottiene:

$$E = \frac{60 I_0}{r} \cdot \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \cdot \frac{\sin\left(N\left(\pi \frac{d}{\lambda} \sin \varphi \cdot \sin \theta - \frac{\Psi}{2}\right)\right)}{\sin\left(\pi \frac{d}{\lambda} \sin \varphi \cdot \sin \theta - \frac{\Psi}{2}\right)} \quad (22)$$

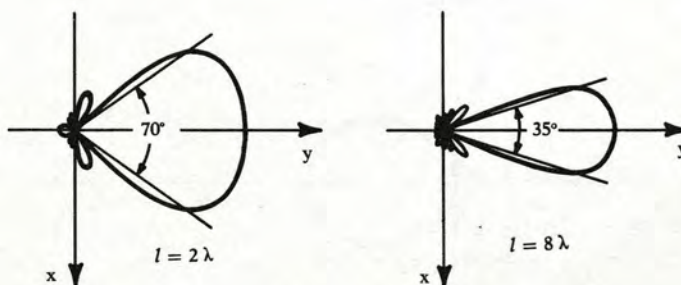
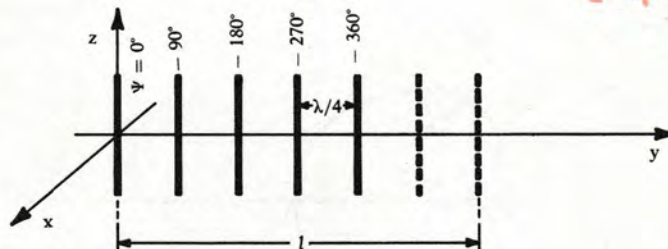


Fig. 31. - Allineamento di dipoli tipo end-fire e diagrammi di radiazione.



$$\psi = \beta d$$

$$\epsilon_3 \quad d = \frac{\lambda}{4} \quad \psi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{4} = \frac{\pi}{2}$$

$$d = \frac{\lambda}{2} \quad \psi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{2} = \pi$$

Dalla (22) si può dedurre che se lo sfasamento  $\Psi$  fra le correnti di due dipoli adiacenti soddisfa la condizione:  $\Psi = 2\pi d/\lambda$ , detta condizione di end-fire, e se  $d < \lambda/2$ , la massima irradiazione si ha lungo l'asse  $y$  nella direzione dell'allineamento dei dipoli, cioè lungo la linea dei loro centri, e nel verso in cui le fasi delle correnti ritardano. Un allineamento di dipoli aventi questa caratteristica di irradiazione dicesi allineamento end-fire. La direttività aumenta all'aumentare del numero di dipoli e, quindi, della lunghezza dell'allineamento, come si può osservare nell'esempio di figura 31. A parità di lunghezza dell'allineamento, tuttavia, la larghezza del fascio di un allineamento end-fire è maggiore della larghezza del fascio di un allineamento broadside, cioè il broadside è più direttivo.

Una semplice antenna end-fire è costituita da due dipoli a mezz'onda posti ad una distanza di  $\lambda/4$  ed eccitati con correnti della stessa ampiezza, ma sfasate di  $90^\circ$  fra loro (fig. 32).

In base alla (22) in cui si ponga  $N=2$ ,  $d=\lambda/4$ , e  $\Psi=90^\circ$  si deduce che i diagrammi di radiazione nel piano perpendicolare ai dipoli ( $\theta=90^\circ$ ) e nel piano contenente i dipoli hanno la forma rappresentata in figura 32: l'irradiazione è massima lungo la direzione positiva dell'asse  $y$  ed è nulla nella direzione negativa, mentre nella direzione dell'asse  $x$ , perpendicolare al piano dei dipoli, il campo prodotto è uguale a  $1/\sqrt{2}$  volte quello che si ha, a parità di distanza, nella direzione di massima irradiazione; la larghezza del fascio sul piano  $x-y$  è, quindi, uguale a  $180^\circ$ . Tale risultato è, del resto, facilmente deducibile. Infatti, in un punto nella direzione positiva dell'asse  $y$  i campi prodotti dai due dipoli sono in fase e si sommano dando un campo doppio di quello prodotto da un solo dipolo poiché la radiazione del dipolo a sinistra parte con un anticipo di fase uguale a un quarto di periodo rispetto alla radiazione del dipolo a destra, ma impiega questo quarto di periodo per percorrere la differenza di percorso di  $\lambda/4$  fra i dipoli e, quindi, le due radiazioni arrivano nel punto considerato con la stessa fase.

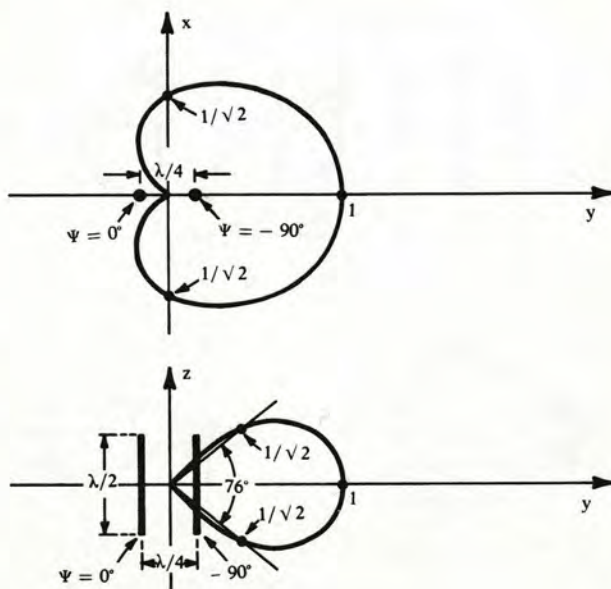


Fig. 32. - Diagrammi di radiazione di una coppia di dipoli distanti  $\lambda/4$  ed eccitati in quadratura.



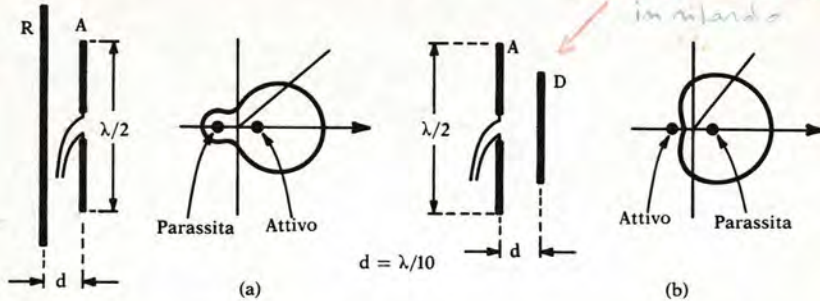


Fig. 33. - Dipoli attivo e parassita (riflettore e direttore) e diagrammi di radiazione nel piano perpendicolare ai dipoli.

Invece, in un punto nella direzione negativa dell'asse  $y$  i campi prodotti dai due dipoli sono in opposizione di fase e si elidono a vicenda poiché la radiazione del dipolo di destra arriva nel punto considerato con un ritardo di fase uguale a mezzo periodo rispetto a quello del dipolo di sinistra, dato che al ritardo di un quarto di periodo dovuto allo sfasamento fra le correnti si somma il ritardo di un altro quarto di periodo dovuto alla differenza di percorso di  $\lambda/4$ . In un punto lungo l'asse  $x$  le radiazioni dei due dipoli arrivano con la stessa relazione di fase con cui partono, cioè fra loro in quadratura ( $\Psi = 90^\circ$ ) poiché tale punto è equidistante dai due dipoli e le due radiazioni percorrono la stessa distanza; il campo risultante in un punto dell'asse  $x$  è, perciò, uguale a  $\sqrt{2}$  volte quello prodotto da ciascun dipolo, essendo i campi parziali fra loro in quadratura. La radiazione è più direttiva nel piano  $z-y$  essendo la larghezza del fascio in tale piano uguale a  $76^\circ$ .

Un allineamento di tipo end-fire presenta difficoltà nell'alimentazione dei vari dipoli dovendo essere diversa la fase delle correnti. Una notevole semplificazione costruttiva si ha realizzando l'allineamento end-fire con un solo dipolo alimentato e lasciando gli altri dipoli completamente isolati. I dipoli non alimentati, detti dipoli parassiti, vengono eccitati per induzione da parte del campo elettromagnetico prodotto dal dipolo alimentato, detto anche dipolo attivo. Per ottenere la necessaria relazione di fase fra le correnti del dipolo attivo e dei dipoli parassiti si agisce regolando in modo opportuno sia la spaziatura  $d$  fra i dipoli, dell'ordine di  $(0,1 \div 0,2) \lambda$ , sia la loro lunghezza  $l$ . Il caso più semplice si ha con un dipolo attivo e un solo dipolo parassita (fig. 33). Se la distanza fra i due dipoli è uguale o minore di  $\lambda/4$ , la corrente indotta nel dipolo parassita è sfasata in anticipo o in ritardo rispetto alla corrente nel dipolo attivo a seconda che la lunghezza del dipolo parassita sia maggiore o minore di  $\lambda/2$ . Variando  $l$  e  $d$  è possibile ottenere una grande varietà di diagrammi di radiazione, ma i risultati più utili si ottengono per una spaziatura fra i dipoli di  $(0,1 \div 0,15) \lambda$ . Se il dipolo parassita ha una lunghezza maggiore di  $\lambda/2$ , la massima irradiazione si ha nel verso dal dipolo parassita a quello attivo [fig. 33(a)] e il dipolo parassita è detto, in tal caso, riflettore; se invece il parassita ha una lunghezza minore di  $\lambda/2$ , la massima irradiazione si ha nel verso dal dipolo attivo a quello parassita che prende il nome di direttore [fig. 33(b)].

Per ottenere una maggiore direttività e un guadagno più elevato, al dipolo attivo (generalmente del tipo ripiegato) si accoppiano un dipolo riflettore e più dipoli direttori, come è rappresentato in figura 34; un tale allineamento costituisce una antenna Yagi, dal



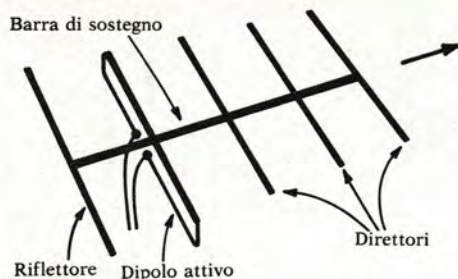


Fig. 34. - Antenna Yagi.

nome del suo inventore H. Yagi, molto usata nel campo delle onde ultracorte e come antenna ricevente in televisione. Il guadagno di un'antenna Yagi aumenta aumentando il numero di dipoli direttori, mentre non aumenta sensibilmente aumentando il numero dei riflettori; in pratica, pertanto, si ha un solo riflettore e più direttori. Un'antenna Yagi a tre elementi (riflettore, dipolo attivo e direttore) ha un guadagno, rispetto al solo dipolo a mezz'onda, di circa 7 dB; per ogni direttore aggiunto il guadagno aumenta di circa  $0,7 \div 1$  dB. Un'antenna Yagi a otto elementi (riflettore, dipolo attivo e sei direttori) ha un guadagno di 12 dB superiore al guadagno del dipolo a mezz'onda e la richiesta lunghezza complessiva *ottima* dell'allineamento è di  $1,75 \lambda$ . Con 20 elementi si ha un guadagno di 19 dB rispetto al dipolo a mezz'onda e la lunghezza complessiva *ottima* dell'allineamento è di  $6,5 \lambda$ . Nella tabella sono indicate le distanze ottime fra gli elementi di un'antenna Yagi in funzione del numero degli elementi che la costituiscono.

Numero di elementi	R-A	A-D <sub>1</sub>	D <sub>1</sub> -D <sub>2</sub>	D <sub>2</sub> -D <sub>3</sub>	D <sub>3</sub> -D <sub>4</sub>	D <sub>4</sub> -D <sub>5</sub>	D <sub>5</sub> -D <sub>6</sub>
2	0,15λ-0,2λ						
2		0,07λ-0,11λ					
3	0,16 -0,23	0,16 -0,19					
4	0,18 -0,22	0,13 -0,17	0,14λ-0,18λ				
5	0,18 -0,22	0,14 -0,17		0,17λ-0,23λ			
6	0,16 -0,20	0,14 -0,17	0,16 -0,25	0,22 -0,30	0,25λ-0,32λ		
8	0,16 -0,20	0,14 -0,16	0,18 -0,25	0,25 -0,35	0,27 -0,32	0,27λ-0,33λ	0,30λ-0,40λ
8 a N	0,16 -0,20	0,14 -0,16	0,18 -0,25	0,25 -0,35	0,27 -0,32	0,27 -0,33	0,35 -0,42

N = qualsiasi numero; la spaziatura dei direttori oltre D<sub>6</sub> è  $(0,35 \div 0,42) \lambda$ ; R = riflettore;

A = dipolo attivo; D = direttori.

## 10. Antenne rombiche

Le antenne direttive costituite da allineamenti di dipoli di tipo broadside e end-fire sono soprattutto usate nel campo delle onde ultracorte in cui la lunghezza d'onda è sufficientemente piccola da permettere facilmente la realizzazione di un allineamento con dimensioni geometriche ragionevoli. Nel campo delle onde corte l'antenna direttiva



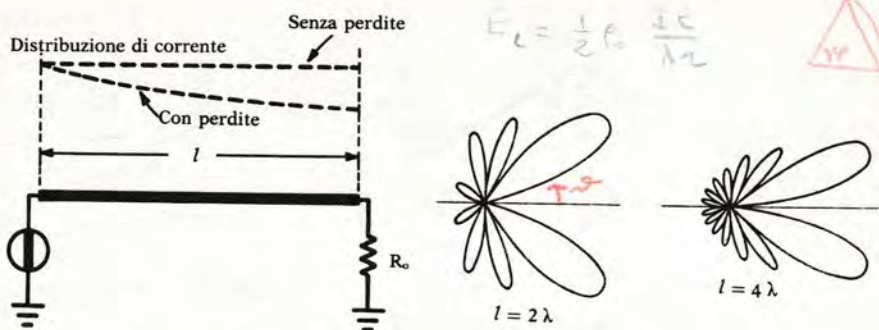


Fig. 35. - Filo irradiente non risonante e diagrammi di radiazione.

più usata è l'antenna rombica costituita da quattro fili conduttori non risonanti disposti a forma di rombo, con il piano contenente il rombo posto parallelamente al terreno.

Un filo non risonante (fig. 35) si può considerare come un conduttore di una linea di trasmissione chiusa su una resistenza di carico uguale alla sua resistenza caratteristica e, quindi, sede di un'onda progressiva di corrente; lungo il filo non risonante la distribuzione di corrente è caratterizzata da uno sfasamento della corrente uniformemente distribuito lungo il filo e uguale a  $2\pi/\lambda$  radianti per unità di lunghezza e da una ampiezza della corrente che si può ritenere costante lungo il filo nella misura in cui si possono trascurare le perdite. Il campo elettrico nello spazio libero prodotto da un filo non risonante di lunghezza  $l$  e percorso da una corrente  $I$  di ampiezza costante lungo il filo è dato dalla relazione:

$$E = \frac{60I}{r} \cotang\left(\frac{\theta}{2}\right) \cdot \sin\left[\frac{\pi l}{\lambda}(1 - \cos \theta)\right] \quad (23)$$

*sin θ / (1 - cos θ)*

in cui  $\theta$  è l'angolo rispetto all'asse del filo. Il solido di radiazione è di rivoluzione intorno al filo; in figura 35 sono rappresentati i diagrammi di radiazione in un piano passante per il filo, ricavati in base alla (23), per una lunghezza del filo uguale a  $2\lambda$  e a  $4\lambda$ . Si osserva che l'angolo fra i lobi principali diminuisce all'aumentare della lunghezza del filo rispetto alla lunghezza d'onda.

L'antenna rombica o a losanga, costituita da quattro fili non risonanti disposti come i lati di un rombo è rappresentata in figura 36. Questa disposizione permette di ottenere una direttività maggiore di quella con un solo filo non risonante e inoltre facilita la realizzazione delle terminazioni allo scopo di ottenere le condizioni di non risonanza. L'antenna può essere considerata come una linea di trasmissione in regime progressivo con conduttori divaricati e chiusa sulla sua resistenza caratteristica. Scegliendo opportunamente la lunghezza dei lati e il loro angolo di inclinazione si può fare in modo che i lobi interni dei diagrammi di radiazione dei lati a sinistra (fig. 36) risultino paralleli fra loro e orientati nella stessa direzione dei lobi esterni dei diagrammi di radiazione dei lati a destra, lungo la diagonale maggiore del rombo. In tale direzione le irradiazioni dovute a detti lobi si sommano in fase e la massima irradiazione si ha secondo la diagonale maggiore del rombo nel verso che va dalla linea di alimentazione alla resistenza di chiusura. Le altre coppie di lobi principali danno globalmente una irradiazione nulla. In figura 36(b) è rappresentato il diagramma di radiazione nel piano orizzontale per un'antenna nello spazio libero o trascurando le riflessioni sul suolo, nel



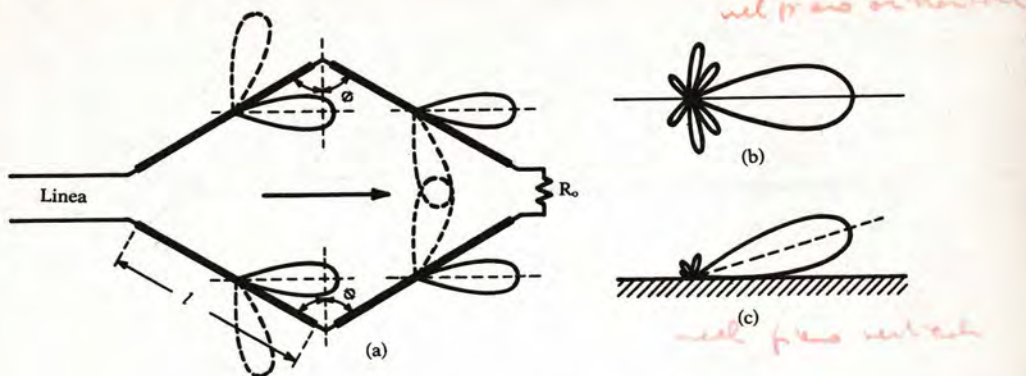


Fig. 36. - Antenna rombica e diagramma di radiazione.

caso in cui la lunghezza dei lati del rombo è uguale a  $2\lambda$ . L'angolo del fascio (angolo di apertura del lobo principale) e il guadagno dell'antenna rombica dipendono dalla lunghezza dei lati rispetto alla lunghezza d'onda e dall'angolo di inclinazione  $\Phi$ . Con lunghezze dei lati da due a quattro lunghezze d'onda si possono ottenere guadagni dell'ordine di  $20 \div 40$ . Per una certa lunghezza  $l$  dei lati esiste un valore ottimo di  $\Phi$  che, per  $l > 4\lambda$ , è quasi costante e di circa  $70^\circ$ . Nel piano verticale passante per la diagonale maggiore del rombo il diagramma di radiazione [fig. 36(c)] è costituito da un lobo principale inclinato rispetto al terreno di un angolo che dipende, oltre che dai parametri del rombo, dalla sua altezza  $h$  sul terreno; quest'ultima è dell'ordine di  $\lambda/2$  o di  $\lambda$ . Con  $l = 2\lambda$ ,  $\Phi = 78^\circ$  e  $h = 0,73\lambda$  l'angolo di elevazione del lobo sul piano verticale è di circa  $20^\circ$  e diminuisce al crescere di  $\lambda$ .

La resistenza di carico dell'antenna rombica normalmente dissipa una potenza circa uguale ad un quarto o alla metà della potenza fornita all'antenna e occorrono particolari accorgimenti nella sua realizzazione pratica; essa può essere costituita da un cilindro di carbone o di grafite o da una linea dissipativa di sufficiente lunghezza con conduttori di ferro di impedenza caratteristica uguale alla resistenza di terminazione e chiusa su una resistenza di bassa potenza. La linea di alimentazione di un'antenna rombica ha spesso una resistenza caratteristica di valore compreso fra  $700$  e  $800\ \Omega$  e lo stesso valore deve avere la resistenza di chiusura dell'antenna. I sostegni da porre nei vertici del rombo possono essere costituiti in pratica da pali di legno e, pertanto, la costruzione dell'antenna rombica risulta relativamente poco costosa. L'antenna rombica può essere usata altrettanto bene in ricezione come in trasmissione nel campo delle onde corte; oltre ad essere molto direttiva, ha anche il grande vantaggio, essendo aperiodica, di essere poco sensibile alla frequenza e può essere utilmente impiegata in un'ampia gamma di frequenze, su un intervallo le cui frequenze estreme stanno nel rapporto  $2:1$ .

## 11. Antenne a telaio

Un'antenna a telaio è essenzialmente costituita da una bobina di dimensioni piccole rispetto alla lunghezza d'onda per cui l'ampiezza e la fase della corrente che la percorre



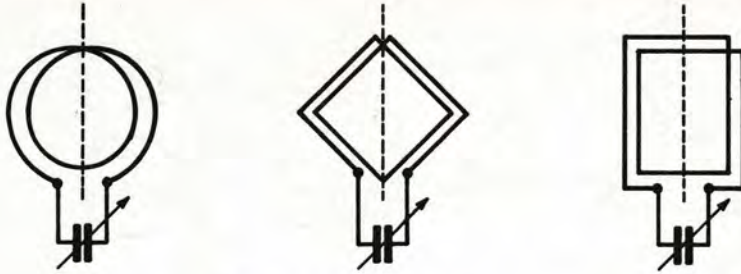


Fig. 37. - Forme tipiche di telai.

si possono ritenere costanti in tutti i punti del telaio. Le forme più comuni di antenne a telaio sono rappresentate in figura 37 e hanno un asse di simmetria verticale intorno al quale il telaio è, di solito, girevole. Il campo elettrico irradiato da un telaio usato come antenna trasmittente, in un piano perpendicolare al telaio, è dato dalla relazione:

$$E = \frac{60\pi}{\lambda^2} I l_{eq} \cos\theta \quad E = \frac{120\pi^2}{r} N \frac{A}{\lambda^2} I \cos\theta \quad l_{eq} = N \beta A \quad (24)$$

dove  $N$  è il numero delle spire del telaio,  $A$  la sua area,  $I$  la corrente che lo percorre,  $\theta$  l'angolo rispetto al suo piano e  $r$  la distanza del punto in cui si considera il campo.

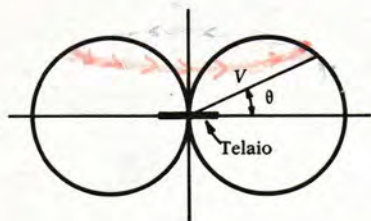
I telai vengono soprattutto usati in ricezione nei radiogoniometri per la determinazione della direzione e del verso in cui si trova una stazione radiotrasmittente. L'ampiezza della tensione indotta in un telaio usato come antenna ricevente da un'onda elettromagnetica polarizzata nel piano del telaio è data dalla relazione:

$$R_2 = 80\pi^2 \left(\frac{l_{eq}}{\lambda}\right)^2 \quad V = 2\pi EN \frac{A}{\lambda} \cos\theta = l_{eq} E \cos\theta \quad (25)$$

dove  $E$  è l'intensità del campo elettrico dell'onda in arrivo. La tensione indotta nel telaio è sfasata di  $90^\circ$  rispetto alla tensione che verrebbe indotta in un conduttore verticale di altezza  $h$  posto sull'asse di simmetria del telaio; pertanto il valore istantaneo della tensione indotta nel telaio si può scrivere nella forma:  $v(t) = V \sin(\omega t + 90^\circ)$ . In base alla (25) si deduce che il solido di ricezione è un solido di rivoluzione intorno ad un asse perpendicolare al piano del telaio; il diagramma di ricezione nel piano orizzontale è rappresentato in figura 38 ed è costituito da due cerchi tangenti nell'origine, come quello di un dipolo elementare se fosse posto al centro del telaio perpendicolarmente al suo piano. La resistenza di radiazione di un telaio di dimensioni piccole rispetto alla lunghezza d'onda e lontano dal suolo è:  $R_r = 31.200 (NA/\lambda^2)^2 \Omega$ . Per un telaio ordinario la resistenza di radiazione è molto piccola; di conseguenza risulta alquanto difficile ridurre la resistenza di perdita ad un valore sufficientemente basso e, quindi, il rendimento come antenna trasmittente o la potenza captata quando il telaio funziona come antenna ricevente sono molto piccoli.

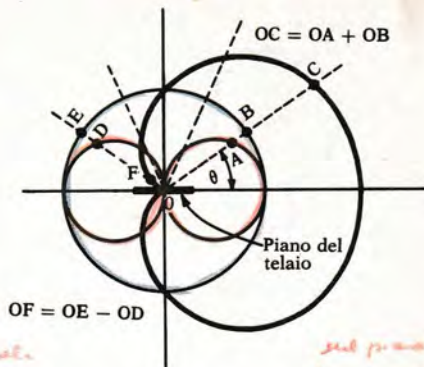
L'utilità pratica del telaio consiste nelle sue piccole dimensioni che lo rendono abbastanza maneggevole e come antenna ricevente nella possibilità di individuare, ruotando il telaio intorno al suo asse verticale di simmetria, la direzione di provenienza delle onde con discreta esattezza dato che l'annullamento della tensione indotta, quando il piano del telaio è posto normalmente alla direzione di provenienza delle onde, si





sul piano orizzontale

Fig. 38. - Diagramma di ricezione di un telaio.



sul piano verticale

Fig. 39. - Diagramma di ricezione del sistema telaio-antenna verticale.

verifica in modo molto *acuto* a causa della forma a cuspide del diagramma di ricezione nell'intorno dello zero (fig. 38).

Se sull'asse del telaio si dispone un'antenna unifilare verticale e si combinano insieme le tensioni indotte sul telaio e sull'antenna verticale, il sistema così ottenuto ha, sul piano orizzontale, un diagramma di ricezione risultante rappresentato da una equazione del tipo:  $V = a + b \cos \theta$ , dove  $b \cos \theta$ , dato dalla (25), è il contributo del telaio ed  $a$  è il contributo costante dell'antenna verticale, poiché quest'ultima è omnidirezionale nel piano orizzontale, con un diagramma di ricezione avente la forma di un cerchio con centro nell'antenna. Se si fa in modo che sia  $a = b$ , il diagramma di ricezione risultante assume la forma di cardioide, rappresentata in figura 39, avente il massimo di ricezione in un solo verso, per  $\theta = 0$ . Dato che la tensione indotta nel telaio è sfasata di  $90^\circ$  rispetto a quella che si ha nell'antenna verticale, occorre sfasare di  $90^\circ$  con un opportuno circuito sfasatore la tensione dell'antenna verticale prima di combinarla con quella del telaio affinché le due tensioni risultino in fase (o in opposizione di fase). Con il diagramma di ricezione a cardioide il sistema telaio-antenna verticale è in grado di individuare, oltre alla direzione di provenienza dell'onda, anche il verso: si ruota il telaio fino ad avere l'annullamento della tensione complessiva; la direzione cercata è quella nel piano del telaio e il verso è quello dalla parte opposta al massimo del diagramma a cardioide.

## 12. Antenne ad apertura e a riflettore

Nelle antenne ad apertura si suppone nota la distribuzione del campo elettromagnetico su una superficie, generalmente piana, chiamata apertura o bocca irradiante. Il campo elettromagnetico in un punto dello spazio viene calcolato a partire dalla distribuzione del campo sulla bocca in modo analogo al procedimento visto per le antenne lineari, nelle quali si ammette nota la distribuzione della corrente lungo il conduttore. Anziché sommare i contributi di radiazione dovuti agli infiniti elementi di corrente posti su una linea, nelle antenne ad apertura si sommano gli infiniti contributi di radiazione dovuti agli infiniti radiatori elementari superficiali (elementi di Huygens) in cui si può considerare scomposta la bocca irradiante, equivalente, quindi, ad una



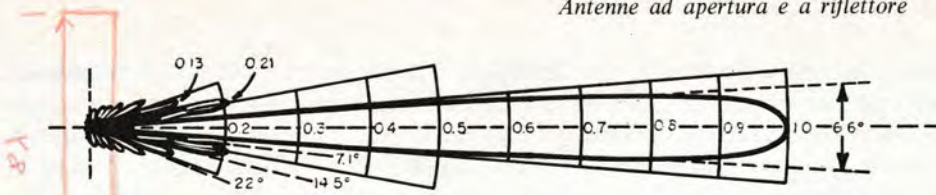


Fig. 40. - Diagramma di radiazione di un'antenna ad apertura con illuminazione uniforme.

cortina di infiniti radiatori elementari. La funzione che fornisce il campo elettromagnetico in ampiezza e fase in ogni punto della bocca irradiante prende il nome di funzione di illuminazione; dalla sua conoscenza è possibile calcolare il campo in un punto qualunque dello spazio, tenendo conto che ciascun radiatore elementare superficiale di area infinitesima  $dA$  produce in un punto a grande distanza  $r$  un campo elettrico elementare di ampiezza  $dE = (E_0 dA / 2\lambda r) (1 + \cos \theta)$ , dove  $E_0$  è il campo sull'apertura nel punto in cui si considera il radiatore elementare, dato dalla funzione di illuminazione, e  $\theta$  è l'angolo fra la generica direzione e la perpendicolare all'apertura. Per una apertura di forma rettangolare di lati  $a$  e  $b$  illuminata uniformemente, cioè con il campo  $E_0$  avente ampiezza e fase costanti in tutti i punti dell'apertura, si trova facilmente che l'ampiezza del campo elettrico di radiazione nei piani perpendicolari all'apertura e paralleli ai suoi lati è data dalla relazione:

$$E = \frac{ab}{2\lambda r} E_0 (1 + \cos \theta) \frac{\sin u}{u} \quad (26)$$

*Handwritten notes:  $u = \frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta$  and  $u = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta$*

in cui  $u = (\pi a / \lambda) \sin \theta$  per il piano parallelo al lato  $a$  e  $u = (\pi b / \lambda) \sin \theta$  per il piano parallelo al lato  $b$ . In tali piani i diagrammi di radiazione hanno un angolo del fascio rispettivamente uguale a  $51^\circ \lambda/a$  e  $51^\circ \lambda/b$ . L'energia irradiata è quasi tutta contenuta in una piccola regione angolare intorno all'asse normale all'apertura e, pertanto, nella (26) la variazione del  $\cos \theta$  può essere trascurata per cui il fattore  $(1 + \cos \theta)$  è praticamente uguale a 2. Il guadagno di un'antenna ad apertura rettangolare con illuminazione uniforme è  $G = 4\pi ab / \lambda^2$ . In figura 40 è rappresentato il diagramma di radiazione di un'apertura con illuminazione uniforme, nel piano perpendicolare all'apertura e parallelo ad un lato la cui lunghezza è  $8\lambda$ ; l'angolo del fascio è di circa  $6,6^\circ$ . In pratica l'illuminazione di un'apertura non è quasi mai uniforme, ma è massima al centro e decrescente verso i bordi (illuminazione rastremata); ciò comporta un abbassamento dei lobi secondari, un lieve allargamento del fascio e una diminuzione del guadagno.

Per una apertura di forma circolare di diametro  $D$  con illuminazione equifase e uniforme il diagramma di radiazione è dato dalla funzione  $2J_1(u)/u$ , dove  $J_1$  è la funzione di Bessel di prima specie di ordine uno e  $u = (\pi D / \lambda) \sin \theta$ ; la larghezza del fascio è uguale a  $58^\circ \lambda/D$  e il guadagno è uguale a  $(\pi D / \lambda)^2$ . L'attenuazione del primo lobo secondario rispetto a quello principale, nel caso di illuminazione uniforme, è di 13,2 dB per l'apertura rettangolare e di 17,5 dB per quella circolare; attenuazioni superiori si ottengono con l'illuminazione rastremata.

### Antenne a tromba

In un'antenna a tromba la direttività viene ottenuta per mezzo di una tromba metallica che guida e concentra l'energia irradiata in un lobo molto stretto se la bocca

*Handwritten notes:*  
 $G = \frac{4\pi A}{\lambda^2} = \frac{\pi k^2}{\lambda^2} = \frac{\pi^2}{\lambda^2}$   
 $A = \pi R^2$



della tromba ha una dimensione grande rispetto alla lunghezza d'onda. Le trombe sono di utilità pratica nel campo delle onde ultracorte e delle microonde e possono essere impiegate entro un grande intervallo di frequenza non contenendo elementi risonanti. Il diagramma di radiazione dipende dalla forma e dalle dimensioni della bocca misurate in lunghezze d'onda e dalla variazione dell'ampiezza e della fase del campo sulla bocca stessa. Il tipo più semplice di antenna a tromba si ottiene per dilatazione graduale di entrambe le dimensioni di una guida d'onda rettangolare, ottenendo la tromba piramidale, oppure per dilatazione graduale di una sola dimensione della guida nel piano del campo elettrico o di quello magnetico, ottenendo la tromba settoriale (fig. 41). Il

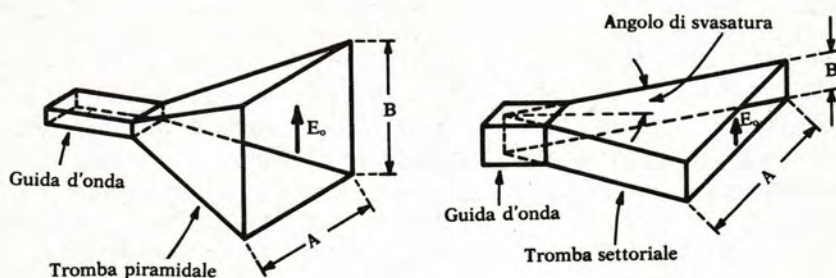


Fig. 41. - Antenne a tromba piramidale e settoriale.

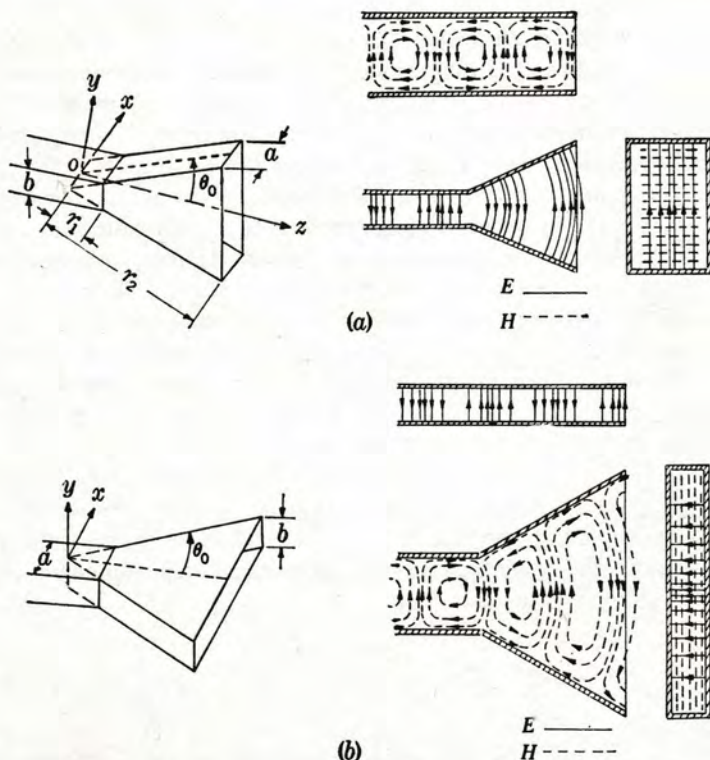


Fig. 42. - Configurazione del campo elettromagnetico entro la tromba settoriale.



diagramma di radiazione può essere calcolato in base alla conoscenza della funzione di illuminazione sulla bocca della tromba che è un'apertura rettangolare. Occorre tener presente il fatto che, come è mostrato in figura 42, l'ampiezza del campo elettrico sulla bocca rettangolare ha una distribuzione di tipo sinusoidale lungo la direzione di un lato, mentre lungo la direzione dell'altro lato della bocca il campo è uniforme. Occorre anche tener presente che, non potendo esistere in una guida un'onda piana, sulla bocca della tromba la fase del campo non è costante e si può ritenere il fronte di fase approssimativamente sferico. Le differenze di fase fra i vari punti della bocca sono dovute alle diverse distanze di tali punti dalla gola della tromba. Il diagramma di radiazione di una tromba è funzione non solo delle lunghezze  $A$  e  $B$  dei lati della bocca, ma anche degli angoli di svasatura della tromba rispetto al suo asse, che normalmente vengono mantenuti al di sotto di  $30^\circ$ . Riferendosi, ad esempio, alla tromba settoriale, si può ritenere in prima approssimazione che il campo sulla bocca abbia una distribuzione di ampiezza uguale a quella esistente nella guida avente dimensioni dilatate e una fase corrispondente ad un'onda sferica proveniente dal vertice  $O$  della gola. Pertanto, a parità di lunghezza della dimensione  $r_2$  indicata in figura 42 e in figura 43, la distribuzione della fase sulla bocca si approssima tanto più alla distribuzione equifase quanto minore è l'angolo di svasamento; tuttavia, ciò è in contrasto con l'ottenimento di una prefissata direttività che aumenta al crescere del rapporto  $A/\lambda$ , per un dato valore del rapporto  $r_2/\lambda$ , e diminuisce all'aumentare del ritardo di percorso  $\delta$  (fig. 43) sul bordo tra l'onda sferica e l'onda piana che si vorrebbe sul piano della bocca. Il ritardo di fase sul bordo della bocca è prossimo a  $180^\circ$  per  $A/\lambda = 4 r_2/A$ ; esiste, pertanto, un valore ottimo di  $A/\lambda$ , cioè una tromba ottima, che corrisponde alla condizione di direttività massima (angolo del fascio minimo) per ogni prefissato valore del rapporto  $r_2/\lambda$ . In pratica per le trombe piramidali che soddisfano la «condizione di ottimo» la larghezza del fascio del diagramma di radiazione è di  $56^\circ \lambda/B$  nel piano del campo elettrico e di  $68^\circ \lambda/A$  nel piano del campo magnetico.

Quando un'antenna a tromba funziona come antenna ricevente la sua bocca capta una potenza che si ottiene moltiplicando la densità di potenza dell'onda che la investe per l'area efficace della bocca. In pratica l'area efficace della bocca è minore della sua area geometrica e il rapporto fra tali aree si chiama efficienza della bocca. Se

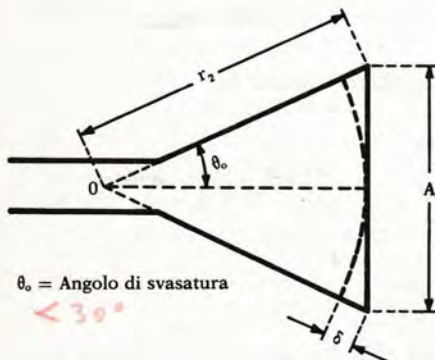


Fig. 43. - Antenna a tromba settoriale.

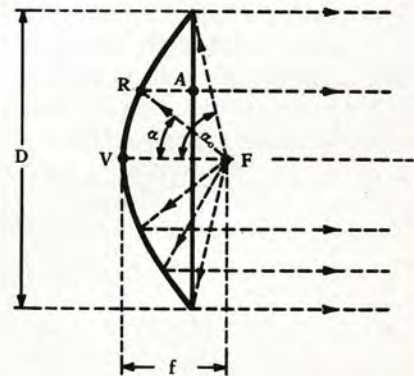


Fig. 44. - Antenna a paraboloide.



l'illuminazione della bocca fosse uniforme e equifase l'efficienza sarebbe uguale a 1. Per le trombe piramidali ottime si realizza una efficienza di bocca di circa 0,6.

In pratica si realizzano anche trombe coniche costituite da un tronco di cono il cui vertice immette in una guida d'onda circolare; la forma del diagramma di radiazione è determinata dal diametro della bocca e dall'angolo di svasamento.

Le antenne a tromba trovano un grande impiego nelle microonde; sono usate come illuminatori primari nelle antenne a riflettore, nelle misure di guadagno delle antenne e nelle misure di campo.

### Antenne a paraboloide

L'antenna a paraboloide è costituita da una superficie metallica riflettente di un paraboloide di rivoluzione, illuminata da un radiatore primario, detto illuminatore, posto nel fuoco del paraboloide e capace di concentrare quasi tutta l'energia emessa sulla superficie riflettente. Con le notazioni indicate in figura 44 in cui è rappresentata una sezione meridiana del paraboloide, fra la distanza focale  $f = \overline{VF}$ , il diametro  $D$  della bocca e l'angolo  $2\alpha_0$  di illuminazione (detto anche angolo di apertura del paraboloide) esiste la relazione:  $\cotang(\alpha_0/2) = 4f/D$  e il rapporto  $f/D$  determina la forma del riflettore. Se la lunghezza d'onda è sufficientemente piccola rispetto alle dimensioni del riflettore, per lo studio dell'antenna a paraboloide si possono utilizzare le nozioni dell'ottica geometrica per determinare, noto il diagramma di radiazione dell'illuminatore primario, la funzione di illuminazione sulla bocca del paraboloide considerata come un'apertura irradiante circolare e il campo irradiato dall'antenna può essere calcolato con il metodo dell'apertura. È noto, per la proprietà del paraboloide, che un fascio di raggi uscenti dal fuoco, dopo riflessione nei punti della superficie, si trasforma in un fascio di raggi paralleli all'asse del paraboloide e che, al variare dell'angolo  $\alpha$ , è costante la lunghezza del percorso  $\overline{FR} + \overline{RA}$  dal fuoco ad un punto qualunque  $A$  della bocca. Di conseguenza, l'onda sferica proveniente dal fuoco si trasforma, dopo riflessione sulla superficie del paraboloide, in un'onda piana e equifase non uniforme. Il campo sulla bocca, pur essendo equifase, ha l'ampiezza che diminuisce dal centro al bordo della bocca, sia per l'aumento della distanza  $\overline{FR}$  al variare di  $\alpha$ , sia per le proprietà direttive dell'illuminatore. Se il campo avesse ampiezza costante su tutta la bocca, il guadagno dell'antenna a paraboloide sarebbe uguale a  $(\pi D/\lambda)^2$ ; in realtà il guadagno  $G$  è minore a causa dell'ampiezza non uniforme del campo sulla bocca e dello spillover, cioè della potenza emessa dall'illuminatore, ma che è persa perché non intercettata dal paraboloide. Il rapporto  $G/(\pi D/\lambda)^2$  è chiamato efficienza o fattore di guadagno; esso dipende dal diagramma di radiazione dell'illuminatore primario e dall'angolo di apertura del paraboloide: per un dato illuminatore, l'efficienza è la stessa per tutti i paraboloidei aventi lo stesso rapporto  $f/D$ . L'efficienza  $G/(\pi D/\lambda)^2$  è anche uguale al rapporto fra l'area efficace dell'antenna e l'area geometrica della sua bocca. Il guadagno in dB di un paraboloide con illuminatore a tromba è esprimibile approssimativamente dalla relazione:

$$G_{dB} = g_E + g_H + 10 \log \frac{\pi D^2}{4 \lambda^2} \quad \text{dB} \quad (27)$$

dove  $g_E$  e  $g_H$  sono due termini che tengono conto dell'attenuazione del campo ai bordi della bocca nei piani di  $E$  e di  $H$  e dello spillover; per un'attenuazione ai bordi variabile da 8 dB a 28 dB,  $g_E$  varia rispettivamente da 4,65 dB a 4,05 dB e  $g_H$  varia da 5,1 dB a 4,4 dB.



Per illuminatori primari che irradiano secondo la legge  $\cos^2 \alpha$  (con  $\alpha \leq 90^\circ$ ) l'efficienza è massima e uguale a 0,83 per un angolo di apertura  $2\alpha_0$  del paraboloide uguale a  $130^\circ$  corrispondente a  $D/f = 2,56$ . In pratica l'efficienza è minore dell'unità non soltanto a causa della non uniforme illuminazione della bocca e dello spillover, ma anche per l'effetto di ombra prodotto dall'illuminatore, per le perdite per effetto Joule sulla superficie riflettente e per le irregolarità geometriche di quest'ultima. Nelle realizzazioni pratiche il rapporto diametro della bocca/distanza focale  $D/f$  di un paraboloide è compreso fra 2 e 3 e l'attenuazione del campo ai bordi è tenuta uguale a 10 dB rispetto al centro della bocca; in tali condizioni le efficienze sono comprese fra 0,5 e 0,6 e la larghezza del fascio a  $-3$  dB del diagramma di radiazione è di circa  $70^\circ \lambda/D$ . Ad esempio, con un paraboloide avente il diametro della bocca uguale a 3 metri, alla lunghezza d'onda di 7,5 cm si ottiene un angolo del fascio di 1,75 gradi.

L'antenna a paraboloide è usata nei collegamenti a microonde nei ponti radio per frequenze superiori a  $900 \div 1000$  MHz e nei radar, con angoli del fascio inferiori a  $1^\circ$ , con guadagni sino a  $40 \div 45$  dB e con un'attenuazione dei primi lobi laterali maggiore di 27 dB rispetto al lobo principale. Come illuminatore può essere usato un dipolo o, a frequenze oltre i 2000 MHz, una tromba (fig. 45).

Se l'illuminatore è un dipolo, esso deve essere munito di un disco riflettente per evitare l'irradiazione diretta del dipolo, in modo da concentrare tutta l'energia da lui emessa sulla superficie del paraboloide.

Una parte dell'energia riflessa dal paraboloide ritorna verso l'illuminatore posto nel fuoco e determina un'onda stazionaria con relativo disadattamento sulla linea o sulla guida d'onda di alimentazione dell'illuminatore. Tale riflessione può essere compensata mediante quella prodotta da un disco piano, detto vertex plate, di raggio approssimativamente uguale a  $\sqrt{\lambda f/3}$ , ( $f$  = distanza focale), posto vicino al vertice del paraboloide [fig. 45(c)] perpendicolarmente all'asse e a una distanza dal vertice compresa fra  $\lambda/24$  e  $\lambda/12$ . Un altro sistema consiste nel limitare la superficie riflettente ad una porzione di paraboloide non contenente il vertice e usando un illuminatore posto nel fuoco con un'opportuna inclinazione rispetto all'asse: tale metodo è noto come illuminazione off-set.

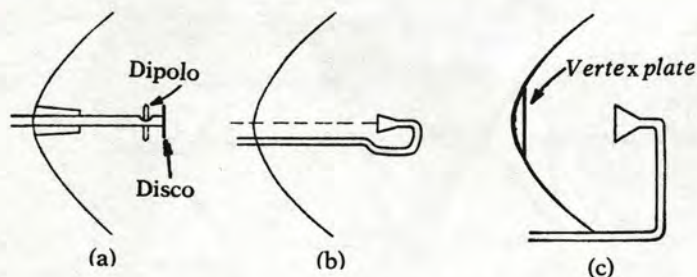


Fig. 45. - Antenna a paraboloide e illuminatori.

### Antenna a specchio parabolico o horn-reflector

Questa antenna (fig. 46 e 47), paragonabile a un periscopio, è ottenuta dalla combinazione di una tromba piramidale con il vertice nel fuoco di un paraboloide e di



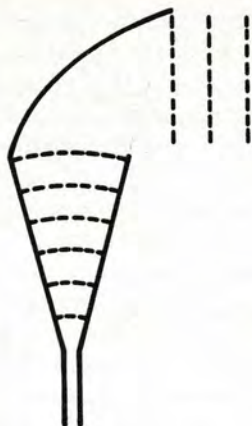


Fig. 46. - Horn-reflector.

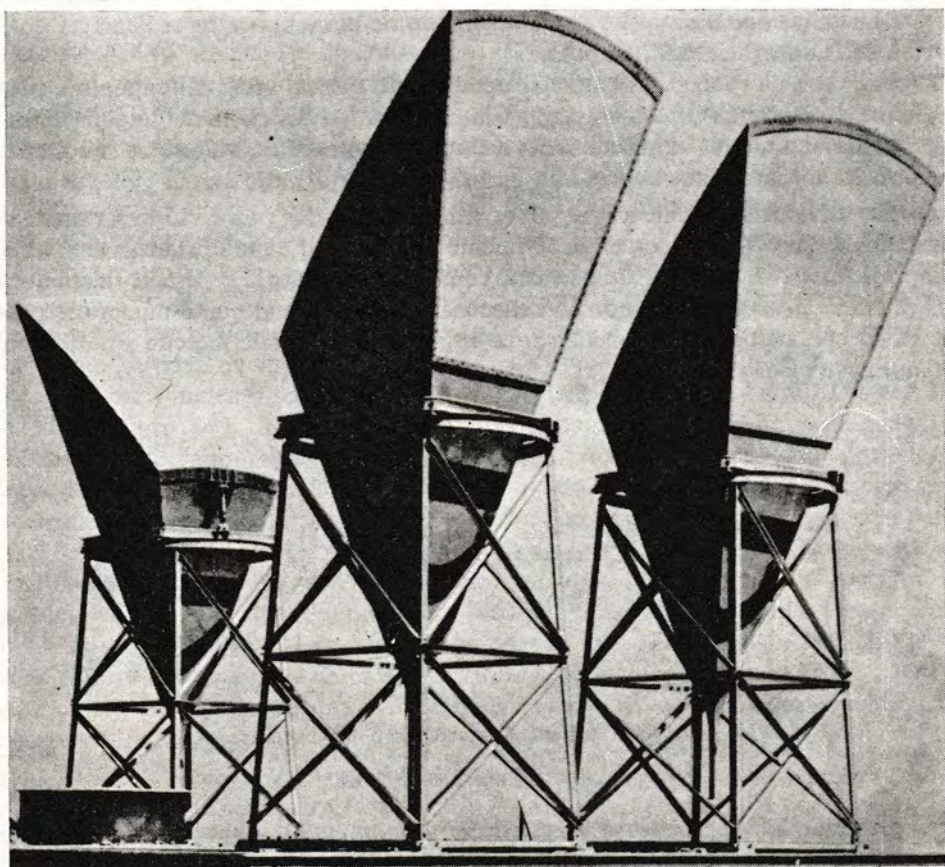


Fig. 47. - Horn-reflector.



uno spicchio di paraboloide ottenuto per intersezione con la piramide. L'onda sferica proveniente dal fuoco viene trasformata in un'onda piana all'uscita dalla bocca dell'horn-reflector. La superficie riflettente dello spicchio di paraboloide è illuminata con illuminazione off-set, senza spillover. Questa antenna ha un elevato guadagno, con efficienze che possono arrivare fino a 0,65, una notevole direttività e una grande larghezza di banda; essendo praticamente aperiodica, l'antenna può funzionare simultaneamente a 4000 MHz, a 7000 MHz e a 11.000 MHz. È soprattutto usata nei ponti radio a grande capacità, per i quali l'angolo al vertice della piramide si sceglie fra 30° e 40°, e nelle comunicazioni via satellite. L'attenuazione dei lobi secondari è molto grande, maggiore di 40 dB. La connessione fra lo spicchio di paraboloide e la tromba piramidale realizza un'efficace schermatura che protegge l'antenna dalle interferenze di altri campi elettromagnetici indesiderati e permette di ottenere un'attenuazione della irradiazione all'indietro molto elevata (maggiore di 70 dB).

L'antenna può essere protetta dagli agenti atmosferici chiudendo la sua bocca con una lastra di materiale dielettrico e pressurizzando l'interno con aria secca per impedire la condensazione sulle pareti interne. I suoi svantaggi sono essenzialmente l'alto costo e le difficoltà di installazione dato l'elevato ingombro rispetto ad una antenna a paraboloide.

### Antenna Cassegrain

L'antenna Cassegrain ha la bocca illuminata mediante una doppia riflessione, analogamente ai telescopi per osservazioni astronomiche. Essa è costituita da un paraboloide di rivoluzione, che è il riflettore principale, nel cui fuoco è posta una superficie riflettente (subriflettore) di un iperboloide di rivoluzione avente il fuoco coincidente con quello del paraboloide (fig. 48). I raggi uscenti dalla tromba illuminatrice posta nel vertice del paraboloide vengono riflessi dall'iperboloide e diretti verso il paraboloide come se provenissero dal fuoco di quest'ultimo. Si riduce in tal modo la riflessione nella linea (guida d'onda) di alimentazione. L'antenna Cassegrain è soprattutto usata nelle stazioni terrestri per telecomunicazioni via satellite e presenta sostanziali vantaggi rispetto al paraboloide illuminato dal fuoco, quali la maggiore accessibilità del punto di alimentazione, la possibilità di proporzionare l'illuminatore e il subriflettore per ottimizzare l'illuminazione della bocca, una maggiore efficienza, che nelle antenne a profilo cosiddetto corretto, cioè con le superfici riflettenti derivanti dalla rotazione di curve direttrici leggermente discoste dalla parabola e dall'iperbole, può raggiungere anche il valore 0,74.

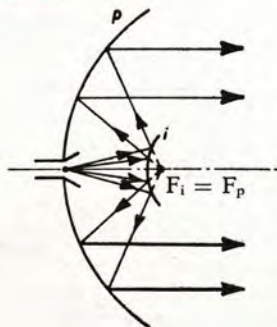


Fig. 48. - Antenna Cassegrain.



### 13. Considerazioni sulle antenne riceventi

Nei riguardi dell'impedenza di carico, che è l'impedenza di ingresso del ricevitore, un'antenna ricevente equivale ad un generatore di tensione con forza elettromotrice  $V$  e impedenza interna  $\bar{Z}_a$  (fig. 49). L'impedenza  $\bar{Z}_a$  è l'impedenza vista dal carico verso l'antenna, cioè l'impedenza di alimentazione dell'antenna pensata come trasmittente. La f.e.m.  $V$  del generatore equivalente si ottiene moltiplicando l'intensità  $E$  del campo elettrico ricevuto per una grandezza  $h_e$ , chiamata lunghezza equivalente dell'antenna ricevente:  $V = h_e E$ . La componente resistiva di  $\bar{Z}_a$  è costituita dalla resistenza di radiazione  $R_r$  dell'antenna come trasmittente e dalla resistenza ohmica  $R$  che tiene conto delle perdite dovute alla resistenza dei conduttori costituenti l'antenna, alla presenza del suolo, a oggetti vicini, ecc. La potenza  $P$  captata dall'antenna si può esprimere con la relazione:  $P = (h_e E)^2 / (R_r + R + R_L)$ , dove  $E$  è il valore efficace dell'intensità del campo elettrico e  $R_L$  è la resistenza del carico. La frazione  $R_L / (R_r + R + R_L)$  della potenza complessiva captata viene erogata effettivamente al carico e costituisce la potenza utilizzata, la frazione  $R / (R_r + R + R_L)$  è perduta nella resistenza ohmica dell'antenna, mentre la rimanente frazione  $R_r / (R_r + R + R_L)$  viene reirradiata. La reirradiazione è dovuta al fatto che l'antenna, quando è percorsa da corrente, irradia indipendentemente dall'origine che produce la corrente stessa. Il campo elettromagnetico nelle vicinanze dell'antenna ricevente è dato dalla somma del campo prodotto dall'onda in arrivo e dal campo reirradiato prodotto dalla corrente sull'antenna; di conseguenza ogni antenna ricevente modifica il campo nelle sue immediate vicinanze reirradiando energia come un'antenna parassita. La potenza massima che un'antenna ricevente può estrarre da un'onda che la investe si ha in condizioni di adattamento, quando  $(R + R_L)$  è uguale alla resistenza di radiazione  $R_r$  e la reattanza del carico è uguale e opposta alla componente reattiva di  $\bar{Z}_a$ . In tali condizioni la potenza  $P$  captata è uguale a  $(h_e E)^2 / 2 R_r$ , di cui una metà viene reirradiata e l'altra metà, trascurando le perdite, viene fornita al carico e utilizzata. In base alla definizione di area efficace, la potenza sul carico è uguale al prodotto della densità di potenza  $S$  dell'onda in arrivo e dell'area efficace  $A_{\text{eff}}$ . Pertanto si ha, trascurando le perdite:

$$\frac{(h_e E)^2}{4 R_r} = S A_{\text{eff}} = \frac{E^2}{120 \pi} \cdot \frac{\lambda^2}{4 \pi} G \quad A = \frac{G \lambda^2}{4 \pi}$$

da cui si ottiene:

$$h_e = \frac{\lambda}{2 \pi} \sqrt{\frac{R_r G}{30}}$$

$$A = P \frac{G}{4 R}$$



Fig. 49. - Circuito equivalente di un'antenna ricevente.

carico ≡ imped. d'ing. del ricev.



dove  $G$  è il guadagno dell'antenna. Ad esempio, per un'antenna marconiana verticale sul suolo di altezza  $\lambda/4$ , essendo  $G=3,3$  e  $R_r=36,5 \Omega$ , si ha:  $h_e=\lambda/\pi$ .

### Temperatura di rumore di un'antenna ricevente

Per alcune antenne riceventi, quali quelle usate per comunicazioni via satellite, è necessario valutare la potenza di rumore che esse rendono disponibile all'ingresso del ricevitore per effetto della captazione del rumore proveniente dal terreno, dall'atmosfera o dagli astri (rumore cosmico). Infatti, nelle applicazioni in cui il rumore introdotto dall'antenna è paragonabile con quello generato nei primi stadi amplificatori del ricevitore, l'antenna determina un significativo contributo al rapporto segnale/rumore complessivo. Per tener conto del rumore di antenna si definisce la *temperatura di rumore* dell'antenna come quella temperatura che occorrerebbe attribuire ad una resistenza uguale alla resistenza ( $R_r + R$ ) dell'antenna per avere in uscita una potenza disponibile di rumore termico uguale alla potenza disponibile di rumore prodotta dalla ricezione del rumore proveniente dai corpi circostanti. La temperatura di rumore dell'antenna si esprime come media ponderale delle *temperature di brillantezza* dei corpi che circondano l'antenna, assumendo come *pesi* nella media le direttività [funzione guadagno  $G(\varphi, \theta)$ ] nelle corrispondenti direzioni.