

Capitolo 7

Generatori di onde EM

7.1 Il klystron

Per produrre onde E.M. nell'intervallo 1–100 GHz (microonde), l'uso di una antenna lineare in risonanza non è efficiente e risulta anzi impossibile produrre potenze notevoli. Il motivo è molto semplice. La lunghezza d dell'antenna deve essere un multiplo intero della semilunghezza dell'onda, e quindi da qualche cm a qualche mm . Per rimanere nell'approssimazione dell'antenna lineare (spessore trascurabile rispetto alla lunghezza), si dovrebbero utilizzare dei fili sottili, nei quali è impossibile far circolare correnti di intensità massima I_0 , che determinano, con una dipendenza quadratica (5.81, 5.82), la potenza emessa.

I generatori di microonde sono basati sul principio della modulazione di un intenso fascio di elettroni, ed i più comunemente usati nelle applicazioni sono il Klystron e il Magnetron. Il principio di funzionamento del klystron, che descriveremo brevemente nel seguito, fu realizzato nel 1935 dai fratelli Varian e questo generatore, con i miglioramenti tecnologici apportati nel corso degli anni, è in uso ancora oggi.

Un klystron (vedi figura 7.1) è costituito nelle sue parti essenziali da un cannone elettronico, una struttura di interazione tra il fascio elettronico e campi E.M. delle frequenze che si vogliono produrre, ed un collettore. La più semplice schematizzazione di una struttura di interazione è costituita da due o più *gap* sedi di campi elettrici variabili nel tempo (chiamati in gergo *campi a radiofrequenza*) diretti secondo la direzione del moto degli elettroni. Un gap, con un campo elettrico del tipo anzidetto, viene comunemente realizzato mediante una cavità risonante in cui, con un opportuno modo di oscillazione (in genere quello TM₀₁₀), si crea, in una regione compresa tra due griglie parallele (il cosiddetto *spazio di interazione*), un campo elettrico a radiofre-

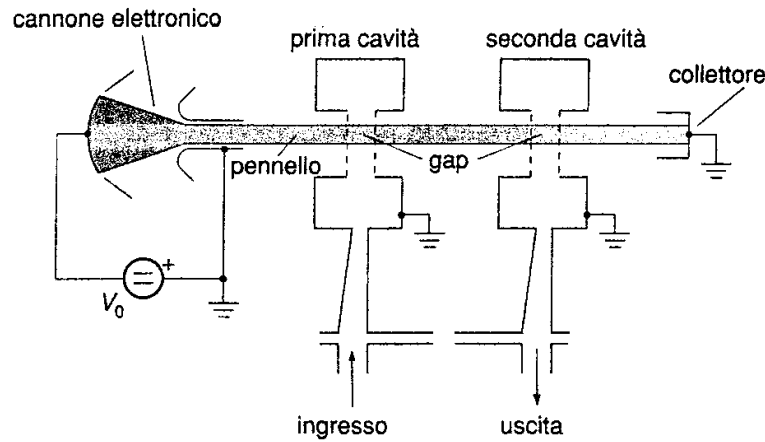


Figura 7.1:

quenza avente direzione ortogonale a esse. Il segnale a radiofrequenza alla prima cavità è applicato in genere mediante un cavo coassiale o una guida d'onda. Nell'attraversare il gap la velocità degli elettroni viene modulata e questa modulazione di velocità si traduce in una modulazione dell'intensità del fascio di elettroni all'uscita del primo gap. La modulazione di velocità impressa dal segnale a radiofrequenza al fascio elettronico può essere visualizzata ricorrendo a un particolare diagramma delle traiettorie elettroniche (diagramma di Applegate, vedi figura 7.2). In esso sono riportate, in funzione del tempo, le distanze dal primo gap di un numero rappresentativo di elettroni e l'ampiezza della tensione a radiofrequenza applicata al primo gap.

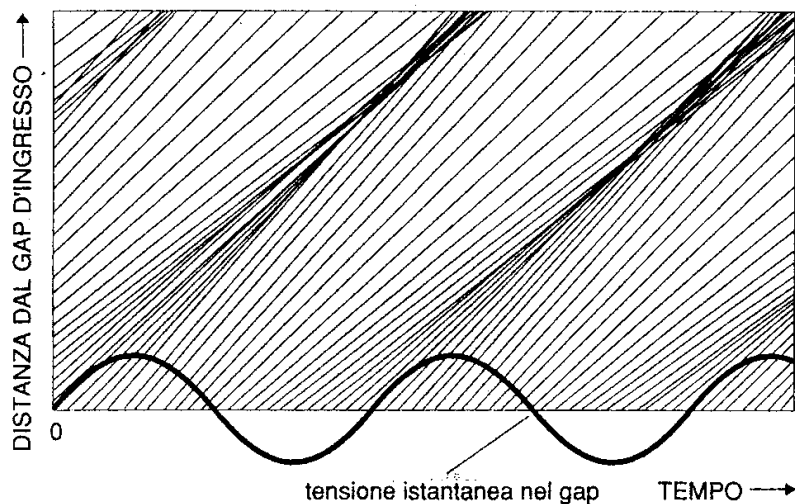


Figura 7.2:

Gli elettroni che attraversano il gap nell'intervallo di tempo in cui la tensione a radiofrequenza ad esso applicata è accelerante aumentano la loro velocità; viceversa, gli elettroni che transitano nel semiperiodo successivo riducono la loro velocità. Le variazioni di velocità sono visualizzate nel diagramma mediante variazioni di pendenza delle traiettorie degli elettroni; laddove molte traiettorie s'intersecano si ha un addensamento di elettroni. La modulazione di velocità, generata dal primo gap, comporta una modulazione dell'intensità del fascio di elettroni. I pacchetti di elettroni in moto, attraversando il gap della seconda cavità, in cui la fase del campo a radiofrequenza è aggiustata in maniera tale per cui il fascio di elettroni sia frenato (cioè il campo elettrico ha lo stesso verso della direzione di moto degli elettroni), cedono la loro energia tramite l'espressione (5.53) alla cavità (oscillatore). La descrizione della cessione di energia dal fascio di elettroni modulato alla seconda cavità è molto intuitiva, basata sui concetti finora sviluppati. Un metodo alternativo sarebbe quello di considerare le correnti indotte sulle pareti della cavità, che si omette per brevità e semplicità. Da un punto di vista energetico, la perdita di energia cinetica del fascio di elettroni modulato si ritrova sotto forma di energia del campo E.M. nella seconda cavità. Il rapporto tra la potenza del segnale di uscita dalla seconda cavità e il segnale di ingresso nella prima cavità viene denominato *guadagno G del klystron a due cavità*. Esso raggiunge valori tra 10 e 20 dB. Questo guadagno non è da confondere con il guadagno di energia globale del sistema, ovviamente <1 . L'energia "sprecata" è data dal prodotto dell'intensità della corrente del cannone elettronico (che può arrivare a qualche kA), per la differenza di potenziale statico applicata al cannone (fino a 100 KV), cioè qualche $10^7 W$, e l'efficienza dei klystron migliori non arriva a più di 30-40%. Si ottengono cioè potenze di campo E.M. in uscita fino a 10 MW , certamente non da trascurare!

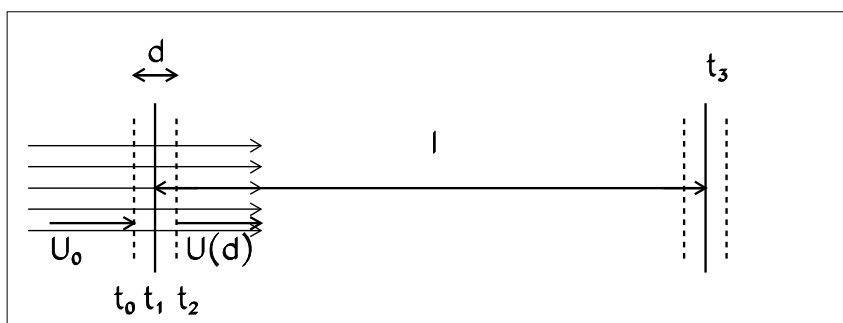


Figura 7.3:

Vediamo ora di trattare analiticamente il problema della modulazione

di velocità degli elettroni. Si consideri il gap della cavità di ingresso di un klystron a due cavità, in cui il fascio del cannone elettronico sia accelerato da una differenza di potenziale V ; sia d la distanza tra le griglie e $A \sin \omega t$ la tensione, di pulsazione ω , applicata tra esse. Si scelga un sistema di riferimento costituito da un asse diretto secondo il moto degli elettroni, con l'origine O coincidente con la griglia di ingresso. Il campo E_z , esistente nel gap per effetto della tensione applicata, esercita sui singoli elettroni di carica $-e$ e massa m , che l'attraversano, la forza $-eE_z$, cui corrisponde una accelerazione:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\frac{eE_z}{m} \quad (7.1)$$

da cui (si veda la figura 7.3):

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{eA}{dm} \sin(\omega t) \quad (7.2)$$

Integrando rispetto a t e denotando con t_0 l'istante in cui l'elettrone di velocità u_0 attraversa la prima griglia, si ottiene:

$$\frac{dz}{dt} = u_0 - \frac{eA}{\omega dm} [\cos(\omega t) - \cos(\omega t_0)] \quad (7.3)$$

La velocità u_0 è data da:

$$u_0 = \left(\frac{2eV_0}{m} \right)^{1/2} \quad (7.4)$$

in cui V_0 è la differenza di potenziale statico applicata tra anodo e catodo del cannone elettronico. Nell'ipotesi che l'ampiezza A della tensione a radiofrequenza sia piccola rispetto a V_0 , si può allora assumere che il tempo di transito degli elettroni nel gap sia approssimabile a quello che si avrebbe per la presenza della sola tensione continua. È da sottolineare che il tempo di transito che interessa non è quello relativo al percorso catodo-anodo del cannone elettronico, ma quello relativo allo spazio compreso tra le due griglie di ogni cavità; data la vicinanza delle due griglie tale tempo è, almeno per onde di frequenza fino a circa 100 GHz, molto minore del periodo dell'onda di lavoro. Se si indica con t_1 l'istante in cui l'elettrone si trova in corrispondenza del centro del gap e con t_2 l'istante in cui l'elettrone attraversa la seconda griglia, si ha:

$$t_0 = t_1 - \frac{d}{2u_0}, \quad t_2 = t_1 + \frac{d}{2u_0} \quad (7.5)$$

La velocità dell'elettrone all'uscita del gap del modulatore, $u(d)$, può essere valutata sostituendo nella (7.3) t con t_2 :

$$u(d) = u_0 + \frac{2eA}{\omega md} \sin\left(\frac{\omega d}{2u_0}\right) \sin(\omega t_1) \quad (7.6)$$

Definendo come *coefficiente di accoppiamento* M il rapporto $\sin\left(\frac{\omega d}{2u_0}\right) / \left(\frac{\omega d}{2u_0}\right)$ e utilizzando la (7.4), si ottiene:

$$u(d) = u_0 [1 + MA \sin(\omega t_1)/2V_0] \quad (7.7)$$

M tende ad 1 per tempi di transito nel gap prossimi allo zero, a 0 per tempi di transito nel gap grandi. Gli elettroni, dopo aver superato il primo gap, si muovono in una zona di campo elettrico nullo. Indicando con l la distanza tra i centri del primo e del secondo gap, il tempo di arrivo dell'elettrone nella seconda cavità risulta:

$$t_3 - t_1 = l / \{u_0 [1 + MA \sin(\omega t_1)/2V_0]\} \quad (7.8)$$

Considerato che $A/V_0 \ll 1$, la (7.8) può essere approssimata a:

$$t_3 - t_1 = \frac{l}{u_0} [1 - MA \sin(\omega t_1)/2V_0] \quad (7.9)$$

ossia, indicando $\frac{l}{u_0}$ come t_t e $\left(\frac{l}{u_0} \frac{MA}{2V_0}\right)$ come Y , a:

$$t_3 = t_1 + t_t - Y \sin(\omega t_1) \quad (7.10)$$

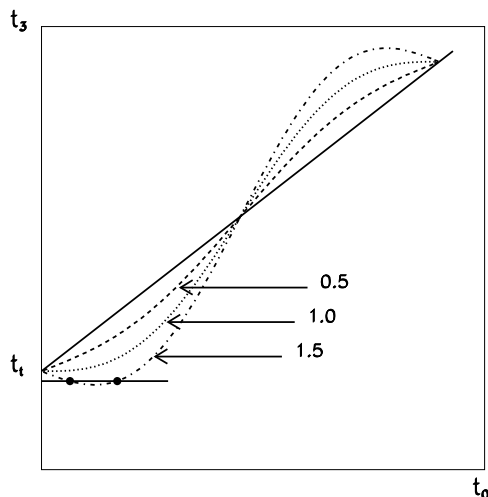


Figura 7.4:

La rappresentazione grafica della (7.10) è data in figura 7.4 per diversi valori di Y (0.5, 1.0, 1.5). È evidente l'impacchettamento: per $Y \geq 1$, ad un valore

di t_3 corrispondono due valori di t_1 , cioè gli elettroni che hanno attraversato il primo gap a tempi t_1 diversi arrivano al secondo gap allo stesso tempo t_3 . Da notare che valori di $Y \geq 1$ si ottengono con l sufficientemente elevati, dato che $M < 1$ e $\frac{A}{V_0} \ll 1$. Si è soliti indicare il fattore Y , moltiplicato per ω , come parametro di impacchettamento X , in una relazione ottenuta dalla (7.8) moltiplicata per ω , ed in cui, anziché i tempi, sono definiti gli angoli di fase all'ingresso, ωt_0 , e al secondo gap, ωt_3 .

Le realizzazioni di una struttura risonante ad impacchettamento di elettroni tipo klystron possono assumere configurazioni diverse, in relazione alle potenze che si vogliono ottenere. Se si vuole massimizzare la potenza, conviene usare non una ma due o più cavità oscillatrici per convertire l'energia dei fasci di elettroni modulati in intensità in energia E.M.. Si possono costruire klystron in continua con potenze di uscita superiori al MW e con rendimenti del 40% circa.

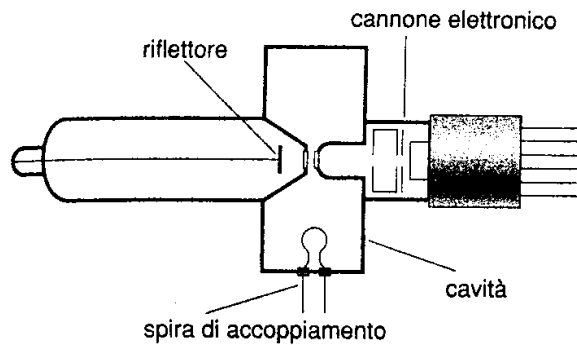


Figura 7.5:

Nell'intervallo di frequenze 1–100 GHz, in alternativa, si possono realizzare klystron con una sola cavità (modulatore e oscillatore) deflettendo all'indietro gli elettroni tramite un elettrodo (lente elettrostatica) polarizzato positivamente, posto ad una distanza circa eguale alla metà della distanza in cui sarebbe stata posta la seconda cavità; tali dispositivi prendono il nome di *klystron reflex* e la loro struttura è schematizzata in figura 7.5. Chiaramente il rendimento di un klystron reflex è basso (<10%).

I klystron di potenza elevata sono utilizzati per applicazioni in tecniche radarimetriche e di accelerazione di particelle. È da notare che l'installazione base per accelerare un fascio di particelle (indipendente dal tipo di acceleratore, circolare o lineare) è quella schematizzata in figura 7.6.

Nel klystron abbiamo una corrente di elettroni molto elevata I (kA), con differenze di potenziale “basse” (100 kV), nella cavità risonante il fascio di particelle viene accelerato con incrementi di energia fino a $10 MV \cdot q$, essendo

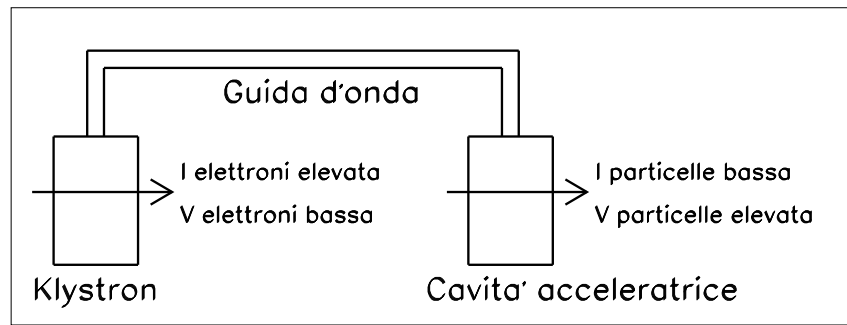


Figura 7.6:

q la carica della particella accelerata, ma con intensità del fascio inferiori ad 1 A . Il sistema klystron–guida d’onda–cavità è quindi assimilabile ad un trasformatore, che opera però attraverso campi E.M. risonanti. L’efficienza di questo “trasformatore” ($<20\%$) è peraltro molto più bassa di quella di un trasformatore normale per corrente alternata, vicina al 100% .

I generatori di microonde a potenze molto minori, inclusi quelli per i fornelli a microonde di uso domestico, sono di solito del tipo magnetron, non descritti per brevità.