

Versione N° 1.0b

LaurTec

Il diodo a vuoto

Teoria ed applicazioni

Autore : *Paolo Marsilia*

ID: UT0003-IT

INFORMATIVA

Come prescritto dall'art. 1, comma 1, della legge 21 maggio 2004 n.128, l'autore avvisa di aver assolto, per la seguente opera dell'ingegno, a tutti gli obblighi della legge 22 Aprile del 1941 n. 633, sulla tutela del diritto d'autore.

Tutti i diritti di questa opera sono riservati. Ogni riproduzione ed ogni altra forma di diffusione al pubblico dell'opera, o parte di essa, senza un'autorizzazione scritta dell'autore, rappresenta una violazione della legge che tutela il diritto d'autore, in particolare non ne è consentito un utilizzo per trarne profitto.

La mancata osservanza della legge 22 Aprile del 1941 n. 633 è perseguibile con la reclusione o sanzione pecuniaria, come descritto al Titolo III, Capo III, Sezione II.

A norma dell'art. 70 è comunque consentito, per scopi di critica o discussione, il riassunto e la citazione, accompagnati dalla menzione del titolo dell'opera e dal nome dell'autore.

AVVERTENZE

I progetti presentati non hanno la marcatura CE, quindi non possono essere utilizzati per scopi commerciali nella Comunità Economica Europea.

Chiunque decida di far uso delle nozioni riportate nella seguente opera o decida di realizzare i circuiti proposti, è tenuto pertanto a prestare la massima attenzione in osservanza alle normative in vigore sulla sicurezza.

L'autore declina ogni responsabilità per eventuali danni causati a persone, animali o cose derivante dall'utilizzo diretto o indiretto del materiale, dei dispositivi o del software presentati nella seguente opera.

Si fa inoltre presente che quanto riportato viene fornito così com'è, a solo scopo didattico e formativo, senza garanzia alcuna della sua correttezza.

L'autore ringrazia anticipatamente per la segnalazione di ogni errore.

Tutti i marchi citati in quest'opera sono dei rispettivi proprietari.

Indice

Introduzione.....	4
Cenni storici.....	4
Emissione termoelettronica e legge di Richardson.....	5
Legge di Child e calcolo della corrente nel diodo.....	7
Curve caratteristiche del diodo.....	15
Resistenza anodica.....	17
Circuito differenziale e retta di carico.....	19
Potenza massima dissipabile.....	22
Il diodo nei circuiti alimentatori.....	24
Bibliografia.....	31
History.....	32

Introduzione

Nel seguente articolo si descriveranno i fondamenti della teoria dei dispositivi a vuoto, in particolare del diodo. Il triodo sarà invece discusso in un altro tutorial. La trattazione è semplice e qualitativa ma si farà uso di qualche semplice calcolo per dimostrare la legge di Child che lega la corrente nel dispositivo ai potenziali ad esso applicati.

Per la comprensione dei calcoli è richiesta la conoscenza di base della matematica del biennio delle facoltà scientifiche, in ogni caso i vari conti e le leggi fisiche utilizzate verranno spiegate e semplificate durante la trattazione.

Cenni storici

Il tubi termoelettronici sono stati i primi dispositivi utilizzati in elettronica, anzi possiamo dire che l'elettronica è nata nel momento in cui si è scoperto che un metallo sufficientemente riscaldato poteva emettere elettroni. Successivamente l'inventore britannico John Ambrose Fleming (1849-1945) ideò un sistema costituito da due elettrodi metallici racchiusi in un'ampolla di vetro con vuoto spinto. L'elettrodo "caldo", nominato catodo, era il solo a poter emettere elettroni e veniva polarizzato al potenziale minore, mentre invece l'altro elettrodo, nominato placca (anodo), veniva polarizzato a potenziale maggiore rispetto al catodo e aveva il compito di "raccolgere" gli elettroni emessi dal catodo: era nato il diodo a vuoto (1904).

Con tale sistema era possibile rettificare le correnti e quindi permettere la costruzione di circuiti alimentatori, ma veniva anche impiegato nei circuiti di rivelazione impiegati in radiotecnica, che era il campo di maggiore interesse a quei tempi (primi anni del '900).

Successivamente lo scienziato statunitense Lee De Forest (1873-1961) ebbe l'idea di frapporre tra il catodo e l'anodo un terzo elettrodo, la griglia di controllo, che con opportuna polarizzazione era in grado di controllare il flusso di elettroni tra il catodo e la placca: era nato il triodo a vuoto (1906) usato principalmente come amplificatore e da allora l'elettronica ha conosciuto uno sviluppo inarrestabile. Il controllo che la griglia attua sul flusso degli elettroni è dovuto alla presenza del campo elettrico che essa genera e quindi il triodo è concettualmente molto simile ad un transistor a effetto di campo (FET). Per circa 40 anni i tubi furono gli unici dispositivi ad essere prevalentemente impiegati nei circuiti elettronici sia analogici che digitali. Verso la fine degli anni '40 fu inventato il transistor bipolare a giunzione (BJT) ma solo a metà degli anni '50 furono commercializzati e cominciarono ad impiegare nei circuiti elettronici. Si trattava di dispositivi al germanio con enormi limitazioni in temperatura e quindi non decretarono un veloce invecchiamento della tecnologia a vuoto che anzi durò per ancora parecchi anni, fino agli anni '70 quando la tecnologia del germanio fece posto a quella del silicio molto più robusta ed affidabile. Dalla fine degli anni '70 la tecnologia del vuoto è diventata obsoleta e i tubi sono stati sostituiti dai transistori bipolari al silicio.

Oggi la tecnologia del vuoto sopravvive in pochi ambiti perlopiù di nicchia come l'Hi-Fi ma anche nel campo delle trasmissioni di grande potenza (centinaia di kW) dove solo grandi dispositivi a vuoto possono resistere alle alte temperature sviluppate, oppure nell'ambito del controllo di enormi correnti e tensioni (dispositivi Tyratron).

Emissione termoelettronica e legge di Richardson

Come sappiamo la materia ha una natura elettrica. Consideriamo il semplice modello atomico di Bohr in cui abbiamo il nucleo positivo al centro dell'atomo e un certo numero di elettroni dotati di carica negativa che ruotano su orbite attorno ad esso. Tali elettroni non possono allontanarsi dal nucleo se non a spese di energia fornita all'atomo. La carica positiva del nucleo atomico è pari ed opposta a quella del sistema di elettroni che “ruota” attorno ad esso e quindi l'atomo è elettricamente neutro. Alcuni elettroni disposti sull'orbita più esterna dell'atomo, a seguito di assorbimento di energia (ad esempio termica) possono svincolarsi dall'atomo stesso e possono “muoversi” all'interno del reticolo cristallino del materiale formando una sorta di “gas” di elettroni. Se ora si applica al sistema un campo elettrico esterno tali elettroni si muoveranno sotto l'azione del campo di moto accelerato essendo sottoposti ad una forza:

$$F = q \cdot E \quad (1)$$

dove:

q: è la carica dell'elettrone $1,602 \cdot 10^{-19}$ C
E: è il campo elettrico in V/m.

I metalli, tipicamente hanno un numero estremamente elevato di elettroni liberi per cui sono eccellenti conduttori, al contrario invece degli isolanti che hanno un numero esiguo di elettroni liberi e che quindi sono pessimi conduttori.

Consideriamo quindi un metallo nel quale in condizioni di equilibrio termodinamico gli elettroni liberi in esso contenuti non possono “lasciare” la sua superficie. Infatti possiamo considerare l'elettrone in un metallo come una particella immersa in un mezzo omogeneo dove le forze elementari a cui è sottoposto determinano il suo moto caotico, mentre invece in superficie, che costituisce un punto di discontinuità, non è sottoposto ad alcuna forza e quindi il risultante delle forze è diretto verso l'interno del metallo.

Se però l'elettrone ha abbastanza energia cinetica tale da superare la forza di attrazione allora può superare la barriera e allontanarsi dalla superficie del metallo.

L'energia minima da somministrare ad un materiale affinché sia possibile “vincere” tale forza di attrazione è detta lavoro di estrazione e varia a seconda dei materiali.

L'unità di misura è il Joule [J] ma è possibile esprimerla anche in elettronvolt ossia per il prodotto della carica dell'elettrone per il potenziale detto di estrazione idoneo ad imprimergli l'energia necessaria alla fuoriuscita.

Una volta fuoriusciti, gli elettroni possono essere attratti da un elettrodo a potenziale positivo e possono subire, durante il loro viaggio, una deviazione dovuta a campi elettromagnetici.

Nei cinescopi usati nelle vecchie TV, tale deviazione avviene ad opera di campi magnetici ottenuti con solenoidi opportunamente pilotati, mentre nei tubi termoelettronici il controllo del flusso è realizzato con altri elettrodi (griglie) il cui campo elettrico generato rallenta o accelera gli elettroni verso l'elettrodo positivo (placca o anodo). Affinché gli elettroni emessi dal metallo non incontrino durante il loro tragitto atomi di gas che potrebbero ostacolarne il percorso, il sistema di elettrodi è racchiuso in un ampolla di vetro in cui è fatto un vuoto molto spinto (circa 10^{-6} mmHg).

Il modo più semplice di somministrare energia al metallo affinché possa espellere

elettroni è quello di riscaldarlo. I materiali comunemente usati per il catodo sono il tungsteno puro con un lavoro di estrazione abbastanza alto di circa 4.52 eV, il tungsteno toriato con 2.63 eV, ossidi di bario e ossidi stronzio con 1 eV.

La legge che descrive la quantità di elettroni emessi per unità di tempo (corrente elettrica) e la temperatura del metallo, è dovuta a Owen Willans Richardson (1879-1959) la cui scoperta gli valse il premio Nobel per la Fisica (1928).

$$I_s = AST^2 e^{\frac{-w}{kT}} \quad [\text{mA}] \quad (2)$$

dove:

- A: è una costante che varia a seconda dei materiali ma è praticamente costante per i metalli [$60 \cdot 10^4 \text{ A}/(\text{cm}^2\text{K}^2)$]
- w: è il lavoro di estrazione funzione del materiale [J]
- k: è la costante di Boltzmann $1.38 \cdot 10^{-23}$ [J/K]
- T: è la temperatura assoluta del metallo [K]
- S: è la superficie di emissione del metallo [cm^2]

La formula ci dice che è possibile ottenere correnti relativamente grandi (decine o centinaia di mA) con materiali con basso lavoro di estrazione e con temperature limitate (ad esempio utilizzando catodi ad ossidi).

Il tungsteno puro trova applicazione, malgrado il suo elevato lavoro di estrazione, in quanto è l'unico a poter essere impiegato per tensioni oltre 5kV (tubi radiogeni, valvole trasmettenti di elevata potenza).

Per catodi a tungsteno puro, il riscaldamento è diretto, ossia è realizzato attraverso una corrente che attraversa il materiale stesso. Il rapporto tra la corrente termoelettronica emessa dal catodo (mA) e la potenza elettrica spesa (W) per riscaldarlo è detto rendimento di emissione e per il tungsteno puro è molto basso, circa 2mA/W, e le temperature raggiunte sono dell'ordine dei 2400 gradi Kelvin (K).

Il tungsteno toriato è ottenuto da quello puro con aggiunta di ossidi di torio; quest'ultimo ha un lavoro di estrazione più basso ma è fragile e fonde a temperature più basse.

Le tensioni di lavoro sono inferiori a 5kV, il rendimento di emissione è circa 50mA/W, il riscaldamento è diretto e la temperatura raggiunta dal catodo è circa 1700K.

Esiste poi l'emettitore ad ossidi. Esso è costituito da un miscuglio di ossidi di bario e stronzio e le valvole che usano tali emettitori hanno una tensione di lavoro non superiore a 1000V. Il riscaldamento è indiretto, ovvero il materiale di emissione non è attraversato dalla corrente di riscaldamento ma è depositato su un tubicino di nichel al cui interno è posto un filamento isolato che provvede a riscaldarlo. Il rendimento di emissione è molto elevato, fino a 1A/W, la temperatura si aggira sui 1000K. In Figura 1 è indicato schematicamente l'interno di un diodo termoelettronico e il suo simbolo circuitale.

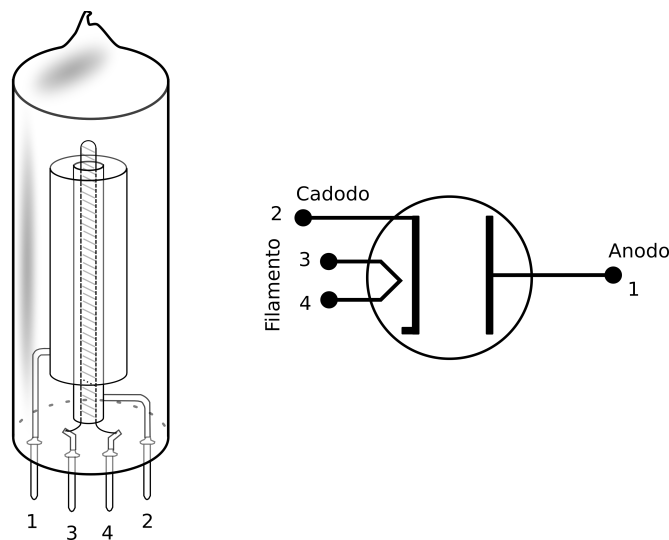


Figura 1: Esempio di un diodo e relativo simbolo.

Legge di Child e calcolo della corrente nel diodo

Ci proponiamo ora di calcolare la corrente nel diodo termoelettronico come funzione del potenziale anodo-catodo (V_a oppure V_{ak}) applicato.

Dal punto di vista qualitativo il funzionamento è molto semplice ovvero abbiamo un sistema di elettrodi anodo e catodo racchiusi in un'ampolla sotto vuoto spinto, il catodo viene riscaldato ed emette elettroni per effetto termoelettronico. L'anodo a potenziale maggiore del catodo è in grado di raccogliere il flusso elettronico prodotto dal catodo e la velocità degli elettroni è diretta dal catodo all'anodo.

Il flusso di elettroni e quindi la corrente può solo fluire dal catodo all'anodo ma non viceversa. Infatti se provassimo ad invertire la polarità ovvero mettere il catodo a potenziale maggiore rispetto all'anodo non apprezzeremmo alcuna corrente dal momento che l'anodo non è riscaldato e non può emettere elettroni. In questo senso il diodo permette il passaggio della corrente in un solo verso.

Prima di affrontare il calcolo premettiamo il seguente esempio e cioè vogliamo stimare la velocità che un elettrone, accelerato dal campo elettrico, ha in prossimità dell'anodo.

Consideriamo per semplicità un sistema di elettrodi a facce piane e parallele come un semplice condensatore illustrato in Figura 2.

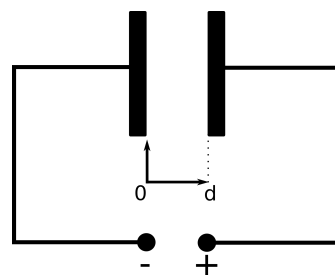


Figura 2: Sistema a facce piane e parallele.

Il sistema di riferimento ha origine sul catodo ($x = 0$), mentre l'anodo ha coordinata

$x=d$. La differenza di potenziale è V . Supponiamo che un elettrone sia posto sul catodo e che la sua velocità iniziale sia nulla: $v(x=0)=0$.

Il campo elettrico E è pari a V/d e secondo tale modello è tutto diretto lungo l'asse x mentre la sua direzione va dall'anodo al catodo.

Il campo elettrico presente tra i due elettrodi esercita una forza F sull'elettrone pari al prodotto tra il campo elettrico e la carica dell'elettrone e : $F=eE$ e poiché il campo elettrico è diretto lungo x anche la forza sarà diretta lungo la stessa direzione.

Per conoscere la velocità finale dell'elettrone possiamo evitare di risolvere l'equazione del moto dell'elettrone posto in un campo di forze e di sfruttare invece il principio di conservazione dell'energia ovvero l'energia meccanica totale del sistema si deve conservare. L'energia meccanica totale è la somma dell'energia potenziale e quella cinetica. Possiamo quindi scrivere:

$$\frac{1}{2}mv^2 = eV \quad (3)$$

dove il termine a sinistra dell'uguaglianza rappresenta l'energia cinetica della particella, mentre quello a destra è l'energia potenziale ed è pari al prodotto della carica dell'elettrone per la differenza di potenziale. Risolvendo rispetto a v otteniamo:

$$v = \sqrt{\frac{2eV}{m}} \quad (4)$$

dove:

m : è ovviamente la massa dell'elettrone e vale circa $9.109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$

Se ad esempio $V = 100$ volt si ottiene una velocità di circa 6000 km/s !!

La (3) però soffre di qualche contraddizione, infatti potremmo pensare di aumentare a dismisura la differenza di potenziale e quindi raggiungere velocità prossime a quelle della luce, anzi superarla!

Del resto il potenziale è arbitrario e possiamo scegliere per esso qualsiasi valore vogliamo. Come sappiamo però la velocità della luce ha un limite invalicabile e per risolvere la contraddizione dobbiamo effettuare la correzione relativistica. Senza addentrarci nella teoria della relatività diciamo solo che bisogna considerare anche l'energia a riposo della particella mc^2 e il fattore correttivo di Lorentz:

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (5)$$

L'energia cinetica del sistema si scrive ora:

$$E_c = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (6)$$

ed è pari alla somma della energia a riposo della particella e della energia potenziale.

$$E_c = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = mc^2 + eV \quad (7)$$

Con alcune manipolazioni algebriche elementari, risolvendo rispetto a v , otteniamo la seguente espressione per la velocità finale della particella.

$$v = c \sqrt{1 - \frac{1}{1 + \frac{eV}{mc^2}}} \quad (8)$$

Ora la contraddizione è risolta e infatti notiamo che al limite per potenziali enormi, la velocità della particella raggiunge quella della luce.

Maggiori dettagli si possono trovare sui testi di fisica ad esempio Lev D. Landau, Evgenij M. Lifshits, Fisica teorica volumi 1 e 2.

Ci proponiamo adesso di calcolare la corrente che attraversa un diodo a vuoto come funzione della tensione anodo-catodo V_{ak} applicata. In particolare opereremo in ipotesi di stazionarietà ovvero cercheremo una soluzione per la corrente che non dipende dal tempo. Per effettuare questo calcolo occorre introdurre il concetto di conservazione della carica elettrica nota come equazione di continuità:

$$\nabla \cdot \vec{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (9)$$

dove:

\vec{J} : è il vettore densità di corrente e si misura in A/m²

ρ : è una funzione scalare e rappresenta la densità di carica volumetrica che si misura in C/m³.

La densità di corrente è un campo vettoriale e pertanto è possibile esplicitarne le componenti:

$$\vec{J} = (J_x, J_y, J_z) \quad (10)$$

ed inoltre i singoli componenti sono in generale funzioni dello spazio e del tempo. Con una notazione compatta possiamo scrivere che:

$$\vec{J} = \vec{J}(x, y, z, t) \quad (11)$$

Possiamo fare le stesse considerazioni per la funzione densità di carica tranne il fatto che si tratta di una funzione scalare e non vettoriale:

$$\rho = \rho(x, y, z) \quad (12)$$

In elettromagnetismo sussiste una relazione fondamentale tra il vettore densità di corrente e la densità di carica:

$$\vec{J} = \rho \vec{v} \quad (13)$$

in cui \vec{v} rappresenta il vettore velocità delle cariche funzione dello spazio e del tempo.

Il simbolo $\nabla \cdot \vec{J}$ prende il nome di divergenza (div) del vettore densità di corrente. Il concetto di divergenza di un campo vettoriale è applicabile a qualsiasi campo non solo quello elettromagnetico. È possibile dimostrare che la divergenza di un campo vettoriale rappresenta la variazione del flusso del campo rispetto a un volume Ω la cui frontiera è proprio la superficie su cui calcola il flusso al limite che il volume tenda a zero ovvero si contragga in un punto fisso P.

La divergenza descrive la “tendenza” delle linee di flusso del campo a convergere o divergere da una sorgente.

La sua definizione è indipendente dal particolare sistema di riferimento scelto, in particolare in coordinate cartesiane è pari alla somma delle derivate parziali delle singole componenti ovvero:

$$\nabla \cdot \vec{J} = \frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} + \frac{\partial J_z}{\partial z} \quad (14)$$

Consideriamo il simbolo del diodo di Figura 3.

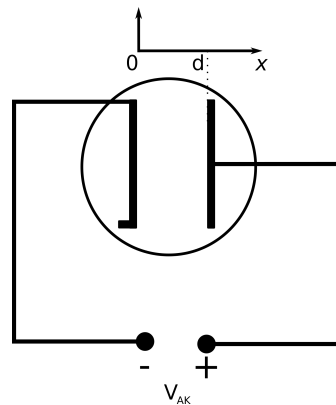


Figura 3: Simbolo circuitale del diodo e sistema di riferimento.

Dobbiamo riscrivere l'equazione (9) nel caso di nostro interesse e per semplicità consideriamo un problema monodimensionale ovvero un diodo a facce piane e parallele.

In questa ipotesi la densità di corrente è tutta diretta lungo x, ovvero le componenti lungo y e z della densità di corrente sono nulli ovvero $J_y = J_z = 0$.

Di tutti i termini della (14) sopravviverà solo il primo, inoltre poiché cerchiamo una soluzione stazionaria per la corrente allora le derivate rispetto al tempo di tutte le grandezze sono nulle e quindi possiamo scrivere:

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} = \frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} = 0 \quad (15)$$

e questo ci porta a concludere che il prodotto ρv_x deve essere una quantità costante lungo la coordinata x . Prima però abbiamo calcolato la velocità finale dell'elettrone sull'anodo considerando la sua velocità iniziale (al catodo) nulla, quindi questo significa che la velocità non è costante lungo x ma aumenta man mano che la particella si avvicina all'anodo dal momento che si muove di moto accelerato a causa del campo elettrico presente tra i due elettrodi.

Ora però il prodotto ρv_x deve essere costante, ma poiché la velocità lungo x non lo è, allora necessariamente la densità di carica ρ deve essere anch'essa non costante lungo x , in particolare deve essere grande nelle vicinanze del catodo e piccola all'anodo. "L'accumulo" di carica elettrica in prossimità del catodo costituisce la cosiddetta carica spaziale, concetto utilizzato anche nei diodi a semiconduttore.

La carica spaziale rappresenta una distribuzione di carica e quindi costituisce una sorgente del campo elettromagnetico. Ciò complica l'analisi del dispositivo dal momento che le equazioni dell'elettrodinamica (Equazioni di Maxwell) sono più difficili da risolvere in presenza di sorgenti.

Per calcolare la corrente che scorre nel dispositivo dobbiamo utilizzare ancora un'altra equazione largamente usata in elettromagnetismo che consente di risolvere il potenziale in presenza di sorgenti. Tale equazione è detta equazione di Poisson ed assume la seguente forma:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -4\pi\rho \quad (16)$$

La soluzione di tale equazione, con le opportune condizioni al contorno, è il potenziale $V(x)$ tale che derivato due volte mi da la densità di carica moltiplicata per 4π cambiata di segno. A questa equazione dobbiamo associare anche l'equazione di bilancio dell'energia meccanica (eq. 3 non relativistica) e l'equazione della densità di corrente (13) che ora è però monodimensionale. Occorre ora riscrivere la (9) in maniera diversa utilizzando il teorema della divergenza.

Non vogliamo entrare nei dettagli matematici che esulano dallo scopo dell'articolo ma limitiamoci a darne una descrizione intuitiva e qualitativa.

Il teorema della divergenza afferma che se si integra su di un volume V la divergenza di un campo vettoriale A , allora tale integrale è anche pari al flusso del campo A attraverso la superficie S che racchiude il volume V (S è la frontiera del volume V).

Applichiamo il teorema alla equazione di continuità della carica elettrica (9) così ne capiamo anche meglio il suo significato. A tale scopo integriamo ambo i membri della (9) su di un volume V con frontiera S :

$$\iiint_V \nabla \cdot \vec{J} dV = - \iiint_V \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right) dV = \iint_S \vec{j} \cdot d\vec{S} \quad (17)$$

in cui nell'ultimo passaggio abbiamo sfruttato l'identità offerta dal teorema della divergenza e l'ultimo termine è il flusso della densità di corrente.

Poiché la funzione densità di carica è una funzione che non ha “particolari problemi” (continua e quasi ovunque derivabile) allora è possibile “passare” fuori al segno di integrale l'operatore di derivazione ovvero:

$$-\iiint_V \left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right) dV = \frac{-\partial}{\partial t} \iiint_V \rho dV \quad (18)$$

Ma l'integrale di volume della densità di carica ρ altro non è che la carica complessiva Q [C] contenuta nel volume V e la sua derivata rispetto al tempo altro non è che la corrente I [A].

Quindi possiamo dire:

$$\iint_S \vec{J} \cdot d\vec{S} = -I \quad (19)$$

Ma le considerazioni fatte prima ci hanno portato a dire che il vettore \vec{J} (ricordiamo che nel nostro caso la densità di corrente $J = \rho v$ è tutta diretta lungo x , ma per completezza le formule sono in notazione vettoriale) è in realtà costante, ma allora è possibile portarlo fuori dal segno di integrale e scrivere:

$$\rho v \iint_S d\vec{S} = -I \quad (20)$$

in cui l'integrale rappresenta semplicemente l'area della superficie di integrazione. Nel nostro caso essa è data dall'area della superficie degli elettrodi. Chiamiamo questa area A e quindi in definitiva possiamo dire che:

$$\rho v = \frac{-I}{A} \quad (21)$$

Per risolvere la (16) dobbiamo fissare le condizioni al contorno per il potenziale, cioè specificare i valori che esso deve assumere sugli elettrodi, in particolare:

$$\begin{aligned} V_{x=0} &= 0 \\ V_{x=d} &= V_{ak} \end{aligned} \quad (22)$$

A questo punto abbiamo tutti gli strumenti per risolvere l'equazione di Poisson (16). Sostituendo la (21) nella (16) e tenendo presente la (3) si ha:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -4 \pi \rho = 4 \pi \frac{I}{A} \frac{1}{v} = \frac{I}{A} \sqrt{\frac{m}{2e}} \frac{1}{\sqrt{V}} \quad (23)$$

Moltiplichiamo ora la (23) per la quantità $2 \frac{dV}{dx}$ ottenendo:

$$2 \frac{dV}{dx} \frac{d^2 V}{dx^2} = 4 \pi \frac{I}{A} \sqrt{\frac{m}{2e}} 2 \frac{dV}{dx} \frac{1}{\sqrt{V}} \quad (24)$$

ovvero dopo alcuni passaggi algebrici si ha:

$$\frac{d}{dx} \left[\frac{dV}{dx} \right]^2 = 16 \pi \frac{I}{A} \sqrt{\frac{m}{2e}} \frac{d}{dx} [\sqrt{V}] \quad (25)$$

A questo punto bisogna fare una ulteriore considerazione riguardo alla carica spaziale. Infatti per risolvere la (25) occorre imporre un vincolo sulla derivata del potenziale $\frac{dV}{dx}$ e quindi del campo elettrico per $x=0$ ovvero in corrispondenza del catodo. Tale campo deve essere rigorosamente nullo poiché se fosse minore di zero allora gli elettroni emessi per effetto termoelettronico verrebbero “risucchiati” dal catodo stesso, mentre se fosse maggiore di zero allora non esisterebbe più la carica spaziale che verrebbe messa in movimento dal campo e quindi spazzata via dal catodo. In definitiva la derivata del potenziale valutata in $x=0$ deve essere nulla. Integriamo la (25) tra 0 ed x ed imponiamo il vincolo sul potenziale. Si ottiene:

$$\frac{dV}{dx} = \sqrt[4]{V} \quad (26)$$

che dobbiamo risolvere tenendo presente le condizioni al contorno (22) sul potenziale. L'obiettivo è trovare una funzione V la cui derivata prima sia la radice quarta della funzione stessa ed inoltre deve soddisfare le (22).

Una buona candidata potrebbe essere la funzione $V(x) = Cx^{\frac{4}{3}}$ con C costante da determinare. Il vincolo sul potenziale per $x=0$ è rispettato, ora dobbiamo fare in modo che $V(x=d)$ sia pari alla tensione applicata all'anodo del diodo V_{ak}

$$V_{ak} = Cd^{\frac{4}{3}} \rightarrow C = V_{ak} d^{-\frac{4}{3}} \quad (27)$$

Finalmente siamo giunti all'espressione finale del potenziale del nostro diodo termoelettronico! Sostituendo la (27) nell'espressione del potenziale trovato prima si ha:

$$V(x) = V_{ak} d^{-\frac{4}{3}} x^{\frac{4}{3}} \quad (28)$$

e come vediamo ha un andamento tipo potenza visibile qualitativamente in Figura 4.

Le curve **a**, **d** corrispondono al caso di un sistema a facce piane e parallele nel caso in cui non sia presente la carica spaziale, ovvero è un semplice condensatore in cui il campo elettrico è costante nella struttura ed il potenziale è quindi lineare.

I casi **c**, **b** sono invece relativi ad un diodo vero e proprio in cui sia presente la carica spaziale. Entrambi i casi sono relativi a diversi valori V_1, V_2 di tensioni V_{ak} .

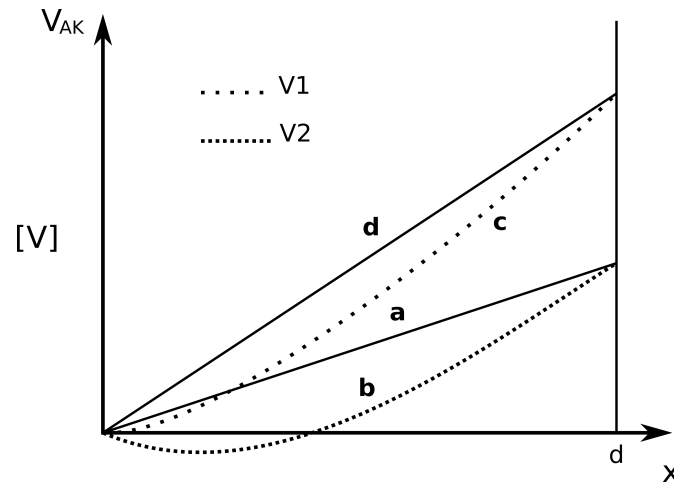


Figura 4: Andamento del potenziale.

A questo punto riscriviamo la (23) e ricaviamo la corrente I:

$$I = \frac{A}{4\pi} \sqrt{\frac{2e}{m}} \sqrt{V} \frac{d^2V}{dx^2} \quad (29)$$

dove per il potenziale dobbiamo usare l'espressione (28).

Derivando e sostituendo la (28) nella (29) si ottiene:

$$I = \frac{A}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m}} d^{-2} V \sqrt{V} = k V_{ak}^{\frac{3}{2}} \quad (30)$$

La (30) è nota come legge di Child che descrive con buona approssimazione l'andamento della corrente in un diodo termoelettronico in funzione del potenziale ad esso applicato.

Come si vede anche per una legge così semplice i conti possono essere piuttosto laboriosi, ma spesso è utile avere consapevolezza di come alcuni fenomeni avvengono.

Effettuando un'analisi dimensionale del coefficiente k si ha:

$$[k] = m^{-3} kg^{\frac{-3}{2}} s^{\frac{9}{2}} A^{\frac{5}{2}} \quad (31)$$

che dipende essenzialmente dalle caratteristiche geometriche degli elettrodi.

Curve caratteristiche del diodo

La legge di Child appena trovata mostra che la corrente anodica che attraversa il dispositivo è solo funzione della tensione anodo-catodo V_a applicata ed indipendente dalle caratteristiche emissive del catodo, ovvero che la corrente possa assumere valori grandi purché si aumenti la tensione V_a .

Ma la legge di Richardson (2) stabilisce che la corrente ottenibile è funzione della temperatura del catodo, cioè fissata una temperatura rimane fissato anche l'ammontare della corrente ottenibile ovvero la corrente massima che il catodo può fornire è quella prevista proprio dalla (2); per cui esisterà un valore della tensione V_a per la quale tutti gli elettroni emessi dal catodo vengono attirati verso la placca senza che essi possano costituire la carica spaziale, dunque aumentando la tensione anodica la corrente rimarrà costante. La caratteristica tensione-corrente è visibile in Figura 5 e Figura 6.

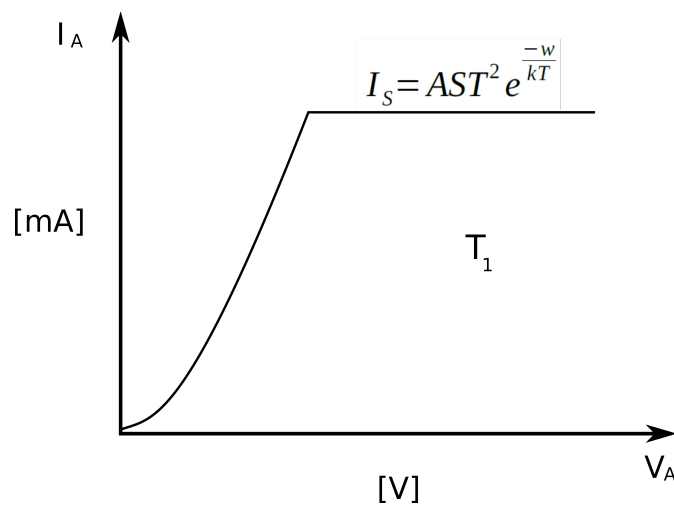


Figura 5: Caratteristica I-V e limite della validità della legge di Child.

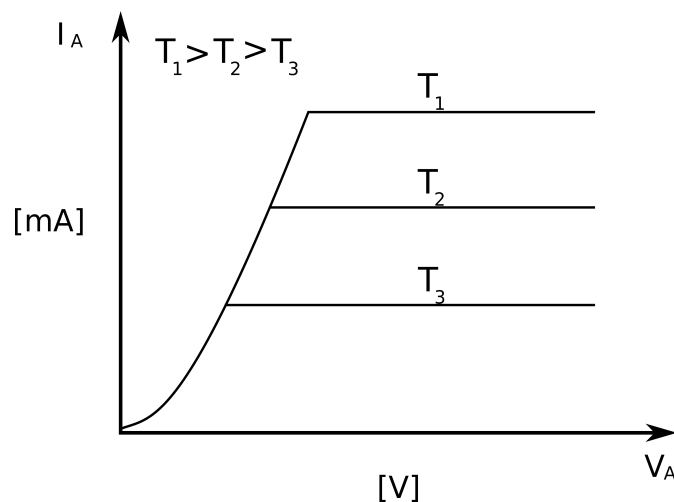


Figura 6: Correnti di saturazione al variare della temperatura del catodo.

Il primo tratto della curva relativo alla Figura 5, descrive l'andamento secondo la legge di Child dove si ha un prelievo di elettroni sempre più intenso fino al punto in cui il valore della corrente uguaglia quello previsto dalla legge di Richardson. Tale valore è detto corrente di saturazione I_s . La temperatura del catodo fissa quindi la I_s e la legge di Child è valida fino in corrispondenza di essa.

Aumentando la temperatura del catodo aumenta anche la corrente di saturazione così come mostrato nella Figura 6.

In realtà però il confine fra i due regimi di funzionamento non è netto ma esiste un tratto di raccordo che è spiegabile solo effettuando un'analisi più approfondita del dispositivo. Un elemento fondamentale che causa tale graduale andamento è la distribuzione non uniforme della temperatura del catodo: essa è massima al centro del catodo e minima agli estremi e quindi l'emissione termoelettronica per unità di superficie non è la stessa lungo tutto il catodo. La Figura 7 e Figura 8 illustrano una caratteristica più reale del dispositivo.

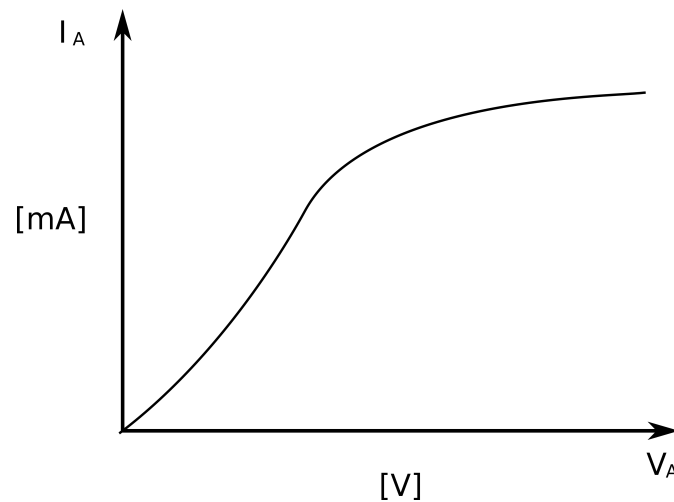


Figura 7: Caratteristica I-V.

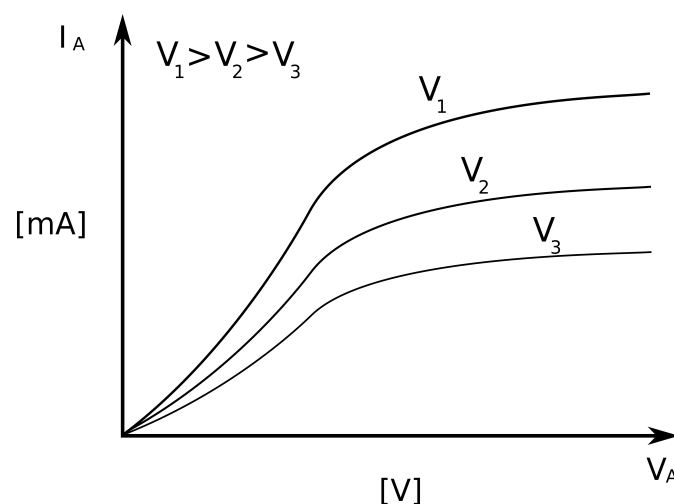


Figura 8: Caratteristica I-V al variare della tensione di accensione del filamento.

Le curve più a destra sono parametrizzate per differenti tensioni di accensione del filamento alle quali corrispondono diversa temperatura: maggiore è la tensione del filamento maggiore è la sua temperatura.

Resistenza anodica

Il fatto che in un diodo fluisca una corrente limitata in seguito all'applicazione di una tensione V_a , vuol dire che il diodo presenta una certa resistenza.

La questione è però ben diversa da quella di un semplice resistore lineare che obbedisce alla legge di Ohm, in particolare sappiamo che la caratteristica tensione-corrente di un resistore è appunto una retta passante per l'origine degli assi che giace nel primo e terzo quadrante del piano cartesiano e che il rapporto tra una variazione di tensione e la rispettiva variazione di corrente è costante lungo tutta la caratteristica del bipolo ed è pari alla sua resistenza. Da questo si evince che il resistore è un componente lineare.

L'equazione (30) descrive la caratteristica tensione-corrente di un dispositivo non-lineare il cui andamento è di tipo radice. Un altro esempio di dispositivo non lineare è il diodo a semiconduttore in cui la corrente dipende esponenzialmente dalla tensione ad esso applicata. Consideriamo il grafico di Figura 9:

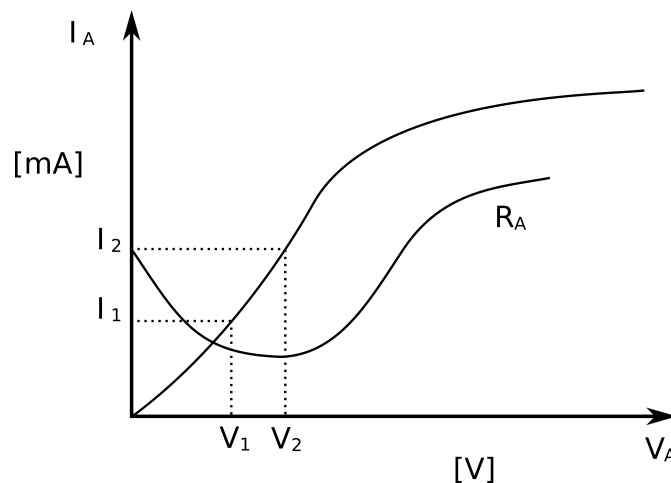


Figura 9: Caratteristica I - V e andamento della resistenza differenziale..

Supponiamo che il dispositivo sia alimentato con una tensione costante e sia ad esempio essa V'_a e sia I'_a la corrispondente corrente. Allora in questo particolare caso possiamo dire che in questo preciso punto della caratteristica il dispositivo presenta una resistenza anodica $R_a = V'_a / I'_a$.

E' quindi questo un concetto statico perché una volta fissato un punto di lavoro sulla caratteristica resterà fissata la corrispondente resistenza anodica. Tuttavia l'impiego del diodo a tensione costante è piuttosto rara. Molto frequente è invece il caso in cui la tensione ad esso applicato sia una funzione del tempo e quindi anche il punto di lavoro sulla caratteristica cambia. Supponiamo allora che la tensione passi da V'_a a V''_a e la corrente quindi passi da I'_a ad I''_a .

Come definiamo adesso la resistenza?

Per rispondere al quesito dobbiamo considerare il rapporto:

$$\frac{V''_a - V'_a}{I''_a - I'_a} = \frac{\Delta V_a}{\Delta I_a} \quad (32)$$

Questo rapporto determina l'opposizione presentata dal diodo alla variazione di corrente in corrispondenza di quella di tensione ed è quindi un concetto dinamico perché è relativo a variazioni delle grandezze tensione e corrente.

Il rapporto $R_a = \frac{\Delta V_a}{\Delta I_a}$ è detto pertanto resistenza anodica differenziale e non è costante lungo la caratteristica, ma dipende dal punto di lavoro. Tale definizione è tanto più esatta quanto più la variazione di tensione è piccola e al limite tende a zero. In effetti, dal punto di vista puramente analitico, detta:

$$I_a = f(V_a) = k V_a^{\frac{3}{2}} \quad (33)$$

la corrente del diodo, la resistenza differenziale è l'inverso della derivata della corrente rispetto alla tensione (in un determinato punto Q della caratteristica):

$$R_a = \frac{1}{\frac{df(V_a)}{dV_a}} \quad [\text{Punto Q}] \quad (34)$$

così come indicato nella Figura 10

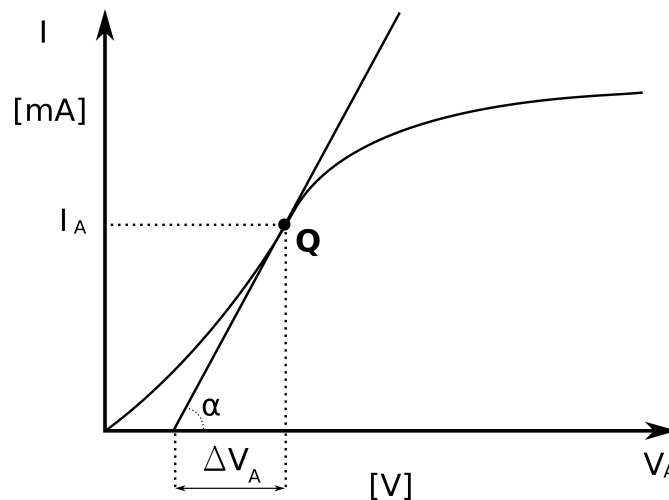


Figura 10: Resistenza differenziale o dinamica.

Derivando la (30) rispetto alla tensione si ottiene un'espressione analitica per la resistenza dinamica del diodo:

$$R_a = \frac{1}{3k\sqrt{V_a}} \quad (35)$$

e come notiamo è una funzione della tensione applicata ovvero cambia al variare del punto di lavoro del dispositivo mentre il suo andamento qualitativo è rappresentato in Figura 9. Si noti però che l'espressione (35) è vera esattamente solo nel caso in cui sia vera esattamente l'equazione (30), ma poiché da un certo punto in poi la caratteristica prima diventa concava verso il basso e poi tende a rimanere costante, in tali regioni l'equazione (35) perde di significato.

Circuito differenziale e retta di carico

Consideriamo l'esempio del circuito di Figura 11, costituito da un diodo alimentato da un generatore di tensione costante che fornisce una tensione pari a 25V con in serie un generatore sinusoidale che fornisce una tensione di picco di 10V.

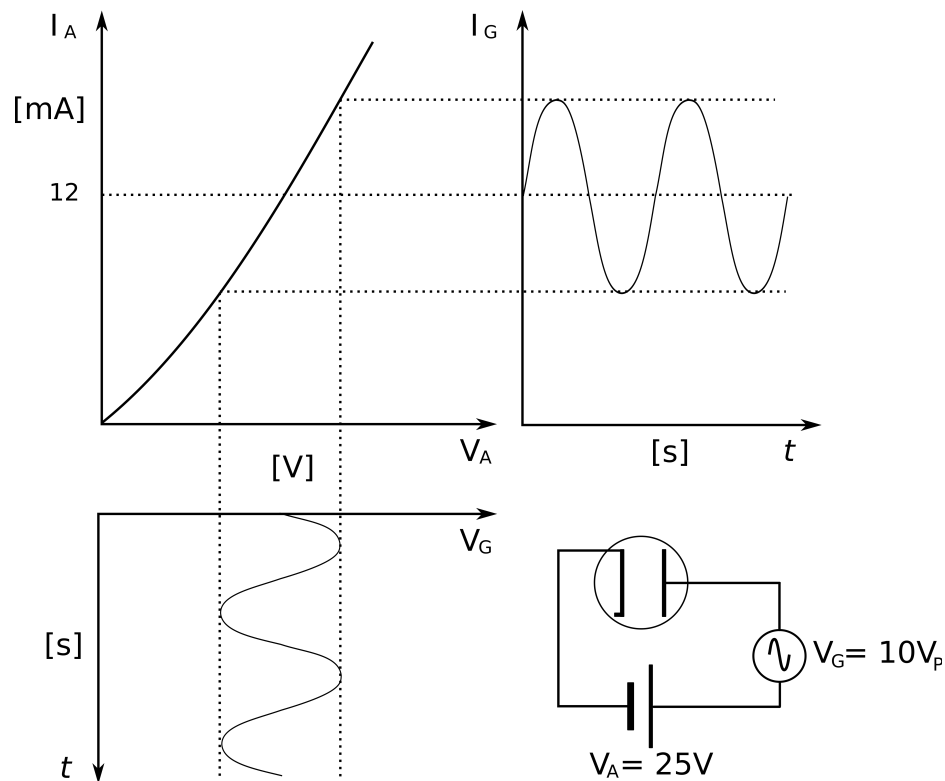


Figura 11: Rappresentazione grafica del segnale.

Se quest'ultimo fornisse una tensione nulla avremmo un diodo alimentato con una tensione costante pari a 25V. La corrente corrispondente sulla caratteristica del diodo è pari a 12mA e quindi in quel punto il diodo presenta una resistenza anodica statica R_{as} al rapporto tra la tensione e la corrente e cioè circa 2.1 k Ω .

Se ora immaginiamo che anche il generatore alternativo sia attivo si osserva che il punto di lavoro cambia istante per istante, e la corrente nel diodo assume una forma praticamente sinusoidale perché il tratto della caratteristica interessato è quasi rettilineo.

La variazione di corrente anodica in funzione di quella del generatore (10V di picco) è pari a circa 6.5 mA e quindi la resistenza dinamica del diodo è pari a $R_d = \frac{10}{6.5 \cdot 10^{-3}} \approx 1.5 \text{ k}\Omega$

definita dalla equazione (32). Agli effetti del calcolo e quindi dell'applicazione, il circuito reale col diodo può essere sostituito con il circuito di Figura 12, con quello a sinistra nel caso statico, e con quello a destra nel caso dinamico.

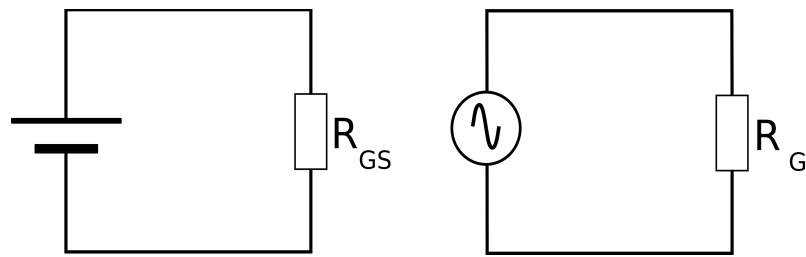


Figura 12: Circuito equivalente statico (sinistra) e dinamico (destra).

Consideriamo adesso il circuito di Figura 13 costituito da un diodo e un resistore R alimentato da una tensione costante V_B .

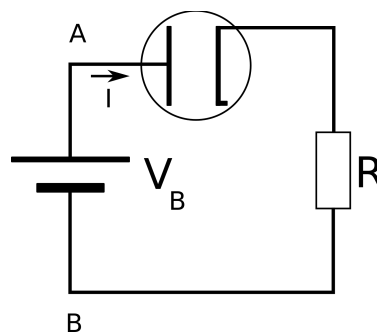


Figura 13: Schema con diodo alimentato con tensione costante.

Se il morsetto A è a potenziale maggiore rispetto a quello B allora nel diodo circolerà una corrente mentre se invertiamo la polarità, per le considerazioni fatte nei paragrafi precedenti, tale corrente non potrà scorrere.

Notiamo che per il verso della corrente è stato usato quello convenzionale o “storico” ovvero quello per il quale la corrente (di cariche positive) va dal morsetto a potenziale più alto a quello più basso, mentre il verso effettivo (degli elettroni) è diretto in verso contrario.

L'entità della corrente circolante è fissata dalla resistenza R e dalla resistenza presentata dalla valvola.

Per risolvere il circuito occorre scrivere la legge di Kirchhoff all'unica maglia esistente ovvero la somma della tensione anodo-catodo del diodo e quella del resistore R deve uguagliare la tensione fornita dal generatore:

$$V_B = V_a + RI_a \quad (36)$$

e quindi

$$I_a = \frac{V_B}{R} - \frac{1}{R} V_a \quad (37)$$

La (37) è l'equazione di una retta che sul piano della caratteristica del diodo (V_a, I_a) interseca gli assi nei punti $(0, V_B/R)$ e $(V_B, 0)$. Il coefficiente angolare della retta è

$$m = \tan(\alpha) = -\frac{1}{R}$$

In Figura 14 è illustrata l'intersezione fra la caratteristica del tubo e quella del generatore.

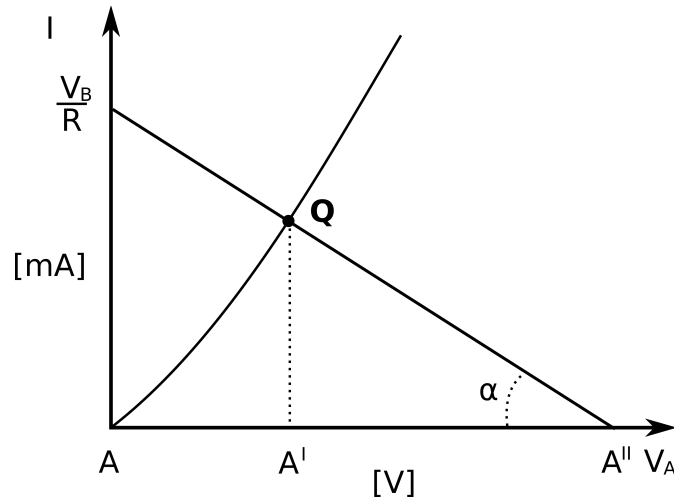


Figura 14: Intersezione delle curve.

Il punto Q (punto di lavoro) comune ad entrambe le caratteristiche dà sulle ordinate il valore di corrente I_a circolante nel circuito, mentre invece sulle ordinate dà la caduta di tensione sul diodo (tratto AA'). Infine il tratto A'A'' rappresenta la caduta di tensione ai capi del resistore R.

Il valore di corrente $\frac{V_B}{R}$ che corrisponde all'intersezione della caratteristica del generatore con l'asse delle ordinate prende il nome di corrente di corto circuito I_{acc} ($V_a=0$) e sta ad indicare la corrente erogata dal generatore quando poniamo in corto circuito il diodo. Se la tensione V_B rimane costante ma cambia il carico R allora cambierà anche il coefficiente angolare della caratteristica del generatore che al limite per $R=0$ diventa una retta parallela all'asse delle ordinate. La Figura 15 mostra i dettagli dei variare della retta di carico al variare di R.

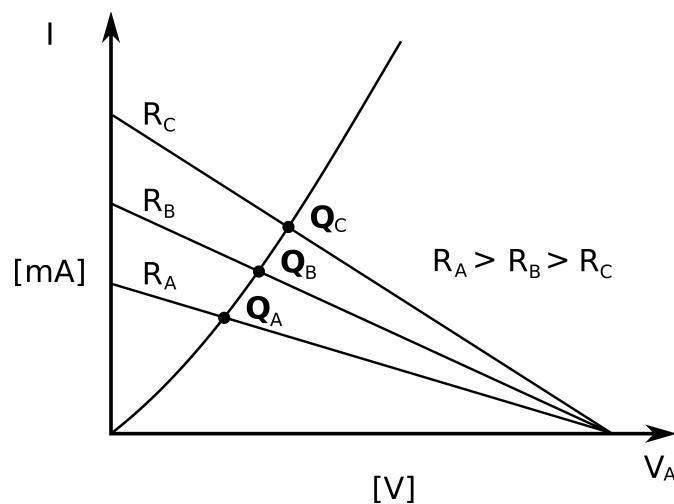


Figura 15: Rappresentazione di diverse rette di carico al variare di R..

Se invece il carico R rimane costante ma cambia V_B , si ha che la caratteristica del generatore si sposta mantenendosi parallela a se stessa. La Figura 16 illustra il concetto.

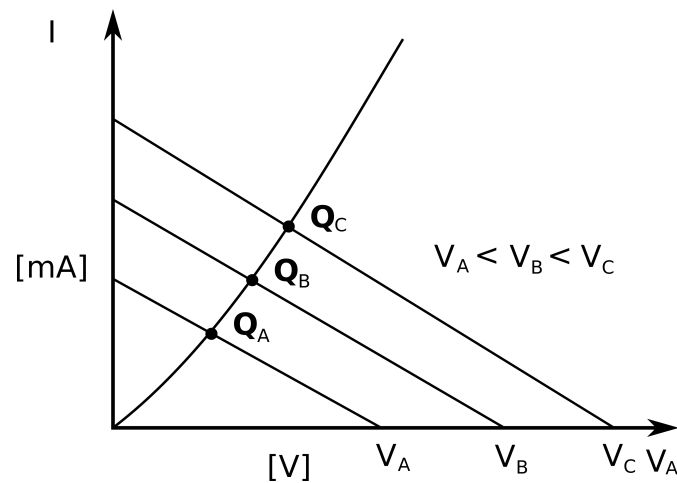


Figura 16: Rappresentazione di diverse rette di carico al variare di V .

Consideriamo adesso il caso il cui al posto di un generatore costante abbiamo invece un generatore sinusoidale che fornisce una tensione del tipo $v_G(t) = V_G \sin(\omega t)$.

Tutte le grandezze del circuito (tensioni e correnti) sono ora funzioni del tempo. Se il carico R si mantiene costante si ha che la caratteristica del generatore si sposta parallelamente a se stessa da $V_a = 0$ fino al valore massimo V_G in base ai valori istantanei applicati al circuito.

Potenza massima dissipabile

L'equazione di Child (30) ci dice che la corrente può assumere valori grandi a piacere finché non si raggiunge la corrente di saturazione descritta dalla equazione di Richardson. In realtà per la corrente che può fluire nel diodo esiste un limite massimo che è dato essenzialmente dalle sue caratteristiche costruttive, in particolare dal suo anodo.

Infatti l'equazione (3) stabilisce che in prossimità dell'anodo gli elettroni hanno una certa energia cinetica (che dipende dal potenziale) la quale energia viene ceduta sotto forma di urti al reticolo cristallino del metallo della placca e tale energia si trasforma in calore sulla placca stessa. Considerando il numero complessivo n di elettroni ognuno di carica $-e$ abbiamo che la perdita totale di energia nel tempo di un secondo è $\varepsilon = e V_a n$ dove en è la carica complessiva Q .

In riferimento al tempo si ha: $\frac{Q}{t} = \frac{en}{t} = I_a$ e quindi $\frac{\varepsilon}{t} = \frac{en V_a}{t} = P = V_a \cdot I_a [W]$ ovvero il diodo dissipa una potenza pari al prodotto della tensione anodo-catodo per la corrente che fluisce in esso. In conformità alle caratteristiche costruttive degli elettrodi, della superficie di dissipazione, della temperatura ambiente ecc, tale equazione stabilisce un massimo per la potenza dissipabile dal dispositivo.

I datasheet dei dispositivi indicano tale massimo interrompendo la linea continua della caratteristica come visibile in Figura 17 in cui è riportato un esempio di diodo commerciale EZ80.

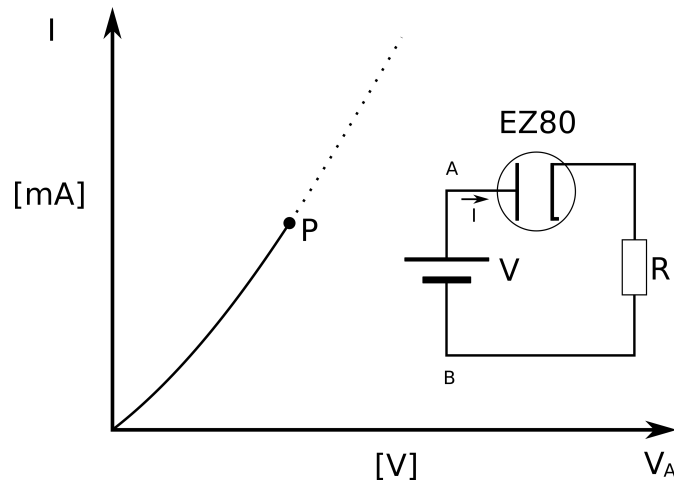


Figura 17: Potenza massima dissipabile.

In tale diodo, la tensione massima a cui corrisponde la potenza massima (punto P in Figura 17) è pari a circa 18V. Se la valvola ha in serie un carico od un qualsiasi altro utilizzatore, esso deve presentare una resistenza R tale che l'intersezione della retta di carico con la caratteristica del diodo deve necessariamente trovarsi al di sotto del punto P come mostrato in Figura 18.

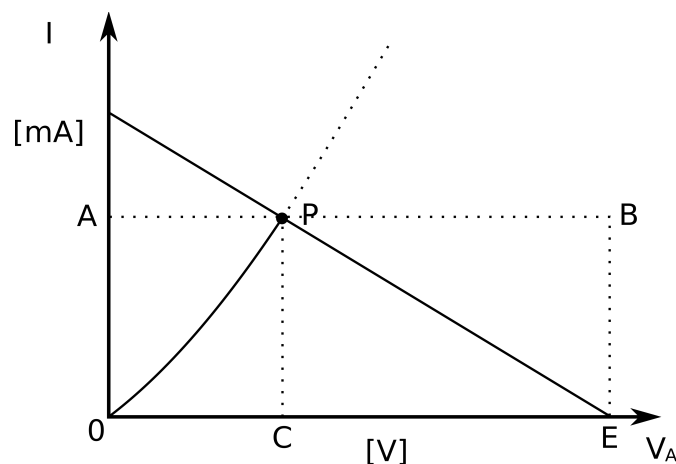


Figura 18: Caratteristica del diodo.

Calcoliamo ora il rendimento del sistema. Le aree dei rettangoli in Figura 18 esprimono le seguenti potenze:

- OAPC: potenza dissipata nel tubo $P_d = V_a \cdot I_a$
- CPBE: potenza dissipata nel carico $P_R = V_R \cdot I_a$
- OABE: potenza complessiva fornita dal generatore $P_B = V_B \cdot I_a$

Risulta chiaro che la somma delle potenza sul carico e quella dissipata dal tubo è pari a quella fornita dal generatore. Si definisce rendimento η il rapporto tra la potenza dissipata sul carico e la potenza complessivamente fornita dal generatore:

$$\eta = \frac{P_R}{P_d + P_R} = 1 - \frac{P_d}{P_d + P_R} \quad (38)$$

Il massimo rendimento è pari ad 1 e questo avviene quando tutta la potenza fornita dal generatore è integralmente trasferita al carico R, ovvero quando la potenza dissipata sul diodo è nulla. Questo non è fisicamente possibile e quindi si hanno rendimenti minore dell'unità.

Il diodo nei circuiti alimentatori

Concludiamo il tutorial sul diodo termoelettronico con una classica applicazione circuitale di tali dispositivi e cioè i circuiti alimentatori.

Un generico circuito elettronico per poter funzionare necessita di opportune tensioni continue e stabili nel tempo.

Queste tensioni possono essere ottenute con generatori elettrochimici (pile) oppure filtrando opportunamente una tensione alternata, tipicamente sinusoidale. Quest'ultima modalità sarà oggetto di questo paragrafo.

I segnali sinusoidali sono segnali periodici. Ricordiamo brevemente che un segnale $x(t)$ è detto periodico di periodo T se $x(t) = x(t+kT)$ dove k è un numero intero relativo e T è un numero reale.

In particolare sappiamo che le funzioni sinusoidali del tipo $\sin(t)$, sono periodiche di periodo 2π . Consideriamo un segnale sinusoidale scritto nel modo seguente:

$$x(t) = A \sin\left(\frac{2\pi}{T} t\right) \quad (39)$$

È facile convincersi che il periodo di tale funzione sinusoidale non è più 2π ma proprio T . Infatti applicando la definizione si ha:

$$x(t+T) = A \sin\left(\frac{2\pi}{T}(t+T)\right) = A \left[\sin\left(\frac{2\pi t}{T}\right) \cos(2\pi) + \cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right) \sin(2\pi) \right] = x(t) \quad (40)$$

in cui si è fatto uso delle formule di addizione del seno e si è scelto $k=1$ senza perdere di generalità. Il rapporto $\omega = \frac{2\pi}{T}$ è detto anche pulsazione e si misura in radianti al secondo, mentre $f = \frac{1}{T}$ è detta frequenza del segnale e si misura in Hertz [s^{-1}].

Per i segnali periodici è possibile definire la media in un periodo:

$$\bar{x}(t) = \frac{1}{T} \int_0^T x(t) dt \quad (41)$$

Per un segnale sinusoidale tale valore medio è nullo: se sostituiamo la (39) nella (41) l'integrale è nullo. Lascio al lettore curioso il calcolo dell'integrale per la verifica dell'assunto!

In Figura 15 abbiamo fatto l'esempio di un circuito costituito da un generatore sinusoidale un diodo ed un carico resistivo R. La forma d'onda della corrente e quindi della tensione ai capi del carico è del tipo mostrato in Figura 19.

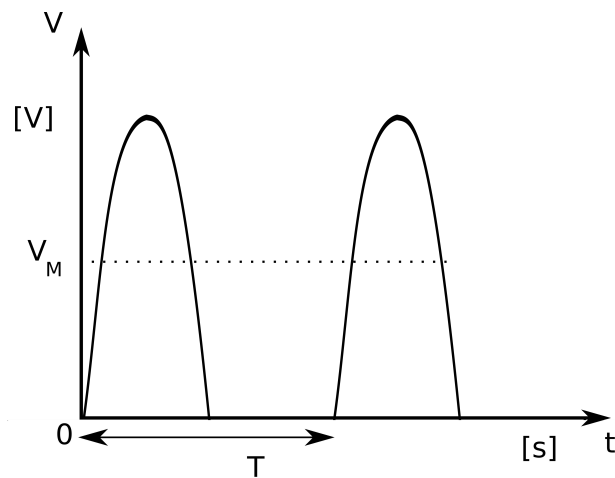


Figura 19: Andamento della tensione e corrente.

in cui V_G è il valore di picco del segnale. Tale forma d'onda seppur periodica non è più sinusoidale a causa del fatto che il diodo non può condurre corrente durante le semionde negative $[\frac{T}{2}, T]$ e quindi il suo valore medio è stavolta diverso da zero!

Dal punto di vista analitico questa funzione è sinusoidale solo nel generico intervallo $[kT, T(\frac{1}{2}+k)]$ ma non altrove dove vale 0. Il valore medio V_M di tale funzione è V_G/π ed è possibile calcolarlo utilizzando ancora una volta la definizione (41) che lascio come utile esercizio al lettore!

Sfortunatamente non è possibile utilizzare una tale forma d'onda per alimentare un carico che necessita di una tensione costante nel tempo: è vero che ora il segnale ha valore medio diverso da zero, ma ha anche una notevole variabilità e quindi di fatto il suo valore medio non è “sfruttabile”. Per poter ottenere una tensione che sia ragionevolmente costante a partire da un segnale del tipo mostrato in Figura 19, è necessario filtrare tale forma d'onda. Se ai capi del carico colleghiamo un condensatore di opportuna capacità si ottiene un segnale “sufficientemente” continuo. Consideriamo allora il circuito di Figura 20 e spieghiamone il funzionamento.

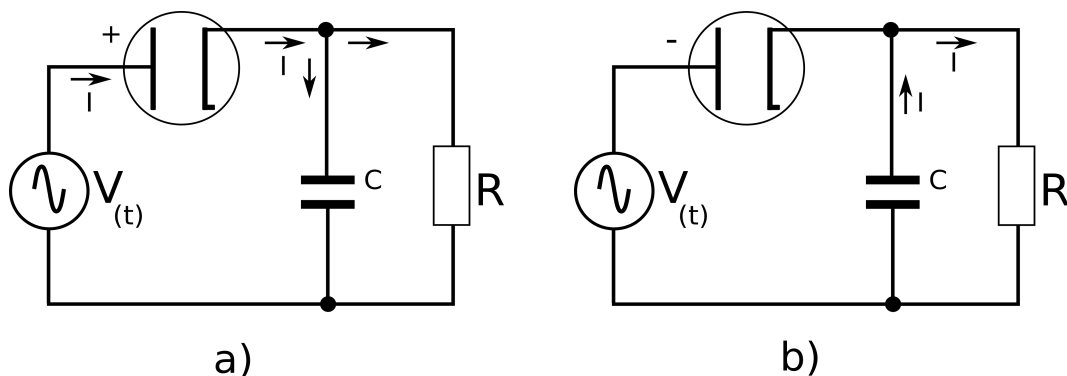


Figura 20: Utilizzo di un condensatore sul carico per stabilizzare la tensione.

Qualitativamente il funzionamento è molto semplice: durante le semionde positive il diodo può condurre corrente e tale corrente caricherà il condensatore ad un valore di tensione che è pari al valore di picco della tensione fornita dal generatore a meno della caduta sul diodo, come mostrato dall'andamento della corrente di Figura 20 a).

Durante le semionde negative invece il diodo è interdetto e quindi non potrà fornire corrente al sistema RC ma sarà il condensatore precedentemente caricato a fornire corrente al carico, come mostrato dall'andamento della corrente di Figura 20 b).

Analizziamo più in dettaglio le grandezze nel dominio del tempo in Figura 21.

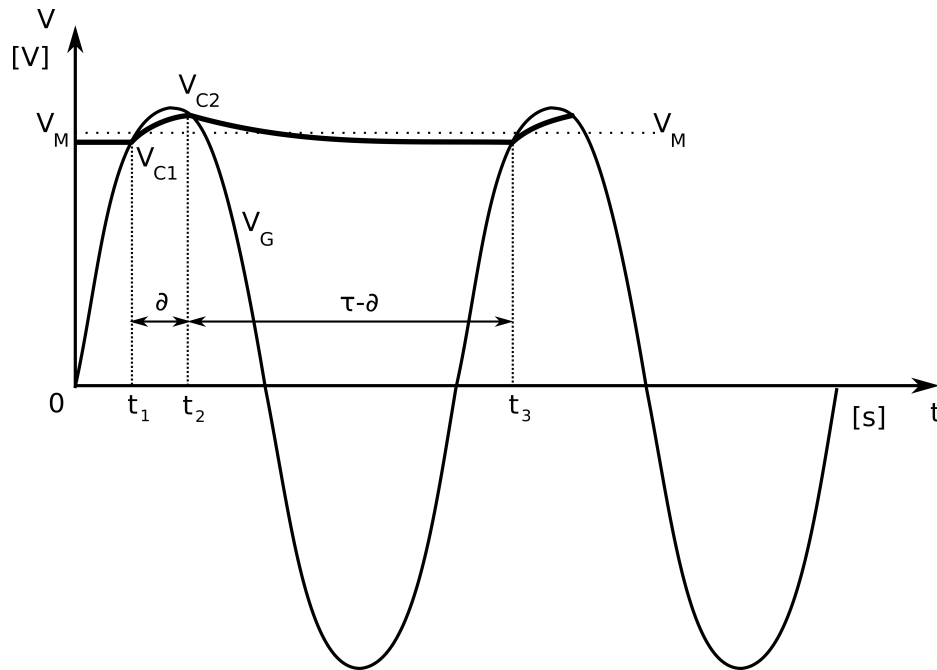


Figura 21: Forma d'onda del circuito raddrizzatore a singola semionda.

V_G rappresenta l'andamento della tensione fornita dal secondario del trasformatore, mentre la linea più marcata rappresenta la tensione ai capi del parallelo RC ($V_R = V_C$).

All'istante t_1 la tensione del generatore V_G supera quella del condensatore V_C , per cui si ha passaggio di corrente anodica e quindi una caduta di tensione V_a ai capi del diodo. Il condensatore si carica fino al valore V_{C2} . Da t_2 in poi la V_G applicata alla placca diminuisce con legge sinusoidale, ma il condensatore mantiene il catodo a potenziale positivo maggiore; da questo momento in poi la corrente anodica cessa.

Nel parallelo RC, rimasto isolato, il condensatore si scarica sul resistore R con una velocità che dipende dalla costante di tempo che deve essere la più grande possibile affinché la scarica sia la più lenta possibile. All'istante t_3 la tensione del generatore supera nuovamente la tensione sul condensatore e si ha un nuovo ciclo di carica. In corrispondenza di $t = \frac{3\pi}{2}$ si ha la tensione massima inversa anodica che non è pari a

$V_{g\max}$ ma $v_{ai\max} = V_{g\max} + v_C$ e quindi circa pari a $2V_{g\max}$.

La corrente nel diodo è pari alla somma della corrente nel carico R e nel condensatore C, per cui:

$$i_a = i_R + i_c = \frac{v_c}{R} + C \frac{dv_c}{dt} \quad (42)$$

Nell'intervallo $\tau - \delta$ la curva ha l'andamento di scarica del condensatore sul carico R:

$$i_R = \frac{v_c}{R} = \frac{V_{C2}}{R} e^{-\frac{t}{RC}} \quad (43)$$

Si definisce fattore di ripple la quantità:

$$b = \frac{V_{C2} - V_{C1}}{2V_M} \quad (44)$$

pari al rapporto tra l'ampiezza massima dell'onda residua e valore medio della tensione d'uscita, e tale rapporto deve essere il minore possibile per massimizzare il rapporto segnale-rumore in uscita. Una tecnica migliore per minimizzare la (44) è quella di usare raddrizzatori a doppia semionda come mostrato in Figura 22.

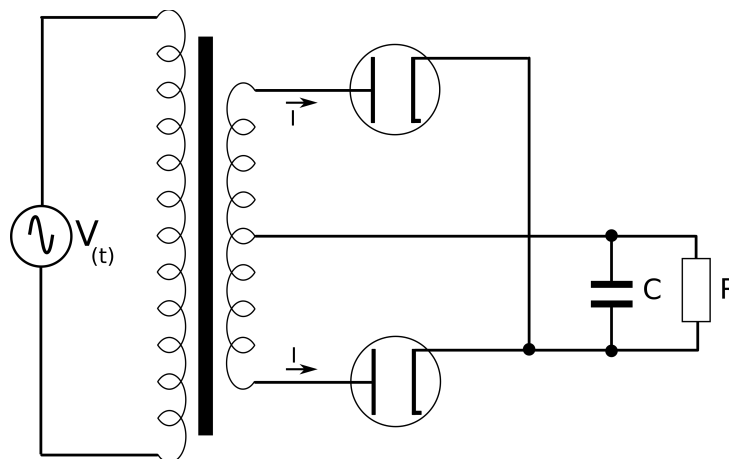


Figura 22: Raddrizzatore a doppia semionda.

Durante la semionda positiva conduce il diodo più in alto, mentre durante quella negativa conduce quello più in basso: non esistono più intervalli “morti” tra una semionda e l'altra ma sono tutti completi e quindi il condensatore può essere ricaricato con una frequenza doppia rispetto al caso precedente e quindi il fattore di ripple si riduce in quanto il condensatore si scarica per meno tempo.

Nel caso di raddrizzatore a semplice semionda, la frequenza (fondamentale) della ondulazione residua è pari alla frequenza della tensione del generatore e tipicamente è pari alla frequenza di rete (50Hz in Italia), mentre nel caso di raddrizzatore a doppia semionda ha una frequenza esattamente doppia.

Nonostante l'utilizzo di un raddrizzatore a doppia semionda non è possibile ancora ottenere una tensione esente da ondulazione. A tale scopo si utilizza un filtro passa basso LC immediatamente dopo il condensatore C come mostrato in Figura 23.

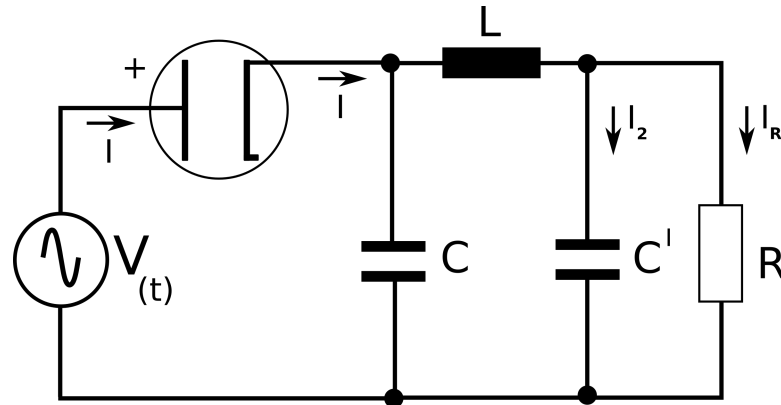


Figura 23: Aggiunta del filtro LC per ridurre il ripple.

Lo scopo del filtro è quello di attenuare nei limiti del possibile la componente alternata residua e di far passare la componente continua.

Il valore di L è molto grande (decine di H) in modo da esibire una impedenza molto alta alle frequenze di rete, così come pure il condensatore C', per poter esibire una impedenza bassissima alle stesse frequenze. Il carico R è modellato secondo Thevenin, ovvero possiamo pensarlo come ottenuto dal rapporto fra la tensione di alimentazione del carico V_0 e la corrente che in esso fluisce I_0 .

Consideriamo il circuito di Figura 23 b) e denotiamo con V_c la tensione ai capi del condensatore C, quello subito dopo il catodo della valvola. Questa tensione per costruzione è applicata sulla serie costituita dall'induttore L ed il parallelo RC' e possiamo pensarla costituita dalla somma della componente continua V_0 (segnale desiderato) e la componente variabile residua V_r (segnale indesiderato).

La componente V_r vede un carico costituito, come già detto, dalla serie di un induttore L ed il parallelo RC'; ma se la reattanza capacitiva $X_{c'}$ è molto minore della resistenza dell'utilizzatore R, allora quasi tutta la componente alternativa della corrente I_R passa nel condensatore. Il suo valore è:

$$I_R = \frac{V_r}{|X_L - X_{c'}|} \quad (45)$$

Inoltre se si rende la reattanza capacitiva molto minore di quella induttiva, allora la caduta ai capi del condensatore è molto minore di quella ai capi dell'induttore ovvero praticamente tutta la componente alternativa viene a trovarsi ai capi dell'induttore e quindi solo una piccola parte viene a trovarsi sul condensatore e quindi sul carico. Quindi possiamo scrivere:

$$V_R = V_0 + V_{c'} \quad (46)$$

Per concludere la trattazione facciamo un esempio numerico per valutare le prestazioni del filtro. Siano $V_0 = 250V$ e $V_c = 25V_{\max}$ rispettivamente la componente continua e l'ondulazione residua ai capi del primo condensatore C (detto anche boost capacitor).

Supponiamo inoltre la frequenza di rete pari a 50Hz e di utilizzare il raddrizzatore a doppia semionda: quindi la frequenza della ondulazione residua è pari a 100Hz.

Poniamo $L = 5 \text{ H}$, $C' = 20 \text{ uF}$, $R = 5\text{k}\Omega$.

Calcolando le reattanze si ha:

$$X_L = 2\pi fL = 6.28 \cdot 100 \cdot 5 = 3140 \Omega.$$

$$X_{c'} = \frac{1}{2\pi f C'} = \frac{1}{6.28 \cdot 100 \cdot 20 \cdot 10^{-6}} = 80 \Omega$$

La componente alternata della corrente vale:

$$I_r \simeq \frac{25}{3140 - 80} = 8.17 \text{ mA}$$

$$V_{c'} = X_{c'} \cdot I_r = 80 \cdot 8.17 \cdot 10^{-3} = 0.65 \text{ V max}$$

e quindi il fattore b di ripple è sceso da $\frac{25}{250} 100 = 10\%$ ai capi di C

a $\frac{0.65}{250} 100 = 0.25\%$ ai capi del parallelo RC' .

Un'ultima considerazione dobbiamo farla sul condensatore di boost C. Se questo è davvero molto grande abbiamo una ondulazione residua su di esso già sufficientemente bassa e quindi il filtro a valle può essere di dimensioni ridotte. Sfortunatamente un condensatore molto grande potrebbe danneggiare in breve tempo il diodo perché durante la fase di carica deve erogare molta corrente e quindi esso supera la potenza media massima dissipabile. Per questa ragione, nei datasheet dei diodi a vuoto, i costruttori indicano il valore massimo per tale condensatore.

Indice Alfabetico

B	Lee De Forest.....4
BJT.....4	legge di Child.....14 e seg.
Bohr.....5	legge di Child4
boost capacitor.....28	legge di Ohm.....17
C	legge di Richardson.....15
campo elettromagnetico.....11	Lorentz.....8
carica spaziale.....11	N
cinescopi.....5	nichel.....6
condensatore di boost.....29	Nobel.....6
conservazione della carica elettrica.....9	O
corrente di saturazione.....16	OABE.....23
costante di Boltzmann.....6	OAPC.....23
CPBE.....23	onda residua.....27
D	orbita.....5
densità di corrente.....10	ossidi di bario.....6
diodo termoelettronico.....7	ossidi di torio.....6
distribuzione di carica.....11	ossidi stronzio.....6
divergenza.....10	Owen Willans Richardson.....6
E	P
elettronvolt.....5	potenziale anodo-catodo.....7
emettitore ad ossidi.....6	R
emissione termoelettronica.....16	Richardson.....16
equazione di continuità.....9	T
equazione di Poisson.....11	tensioni di accensione.....16
Equazioni di Maxwell.....11	termoelettronici.....5
F	Thevenin.....28
fattore di ripple.....27	transistor bipolare.....4
FET.....4	transistore ad effetto di campo.....4
G	tubi radiogeni.....6
gradi Kelvin.....6	tungsteno.....6
J	tungsteno toriato.....6
John Ambrose Fleming.....4	Tyratron.....4
Joule.....5	V
L	valore medio.....27
lavoro di estrazione.....5	valvole trasmettenti.....6

Bibliografia

- [1] Per la parte di fisica si è preso spunto dall'ottimo tutorial di Teodoro Marinucci raggiungibile al sito web: <http://teodorom.atspace.com/>
- [2] Lev D. Landau, Evgenij M. Lifshits, Fisica teorica volumi 1 e 2. editori riuniti.
- [3] G. Dilda: RADIOTECNICA -Vol I Giorgio Calalaluna: Appunti di radioelettronica Vol 1.

History

Data	Versione	Autore	Revisione	Descrizione Cambiamento
31/01/18	1.0b	Paolo Marsilia	Mauro Laurenti	Corretta immagine Figura 1. Anodo e Catodo invertiti.
24/10/17	1.0a	Paolo Marsilia	Mauro Laurenti	Correzioni errori di battitura.
10/10/17	1.0	Paolo Marsilia	Mauro Laurenti	Versione Originale.