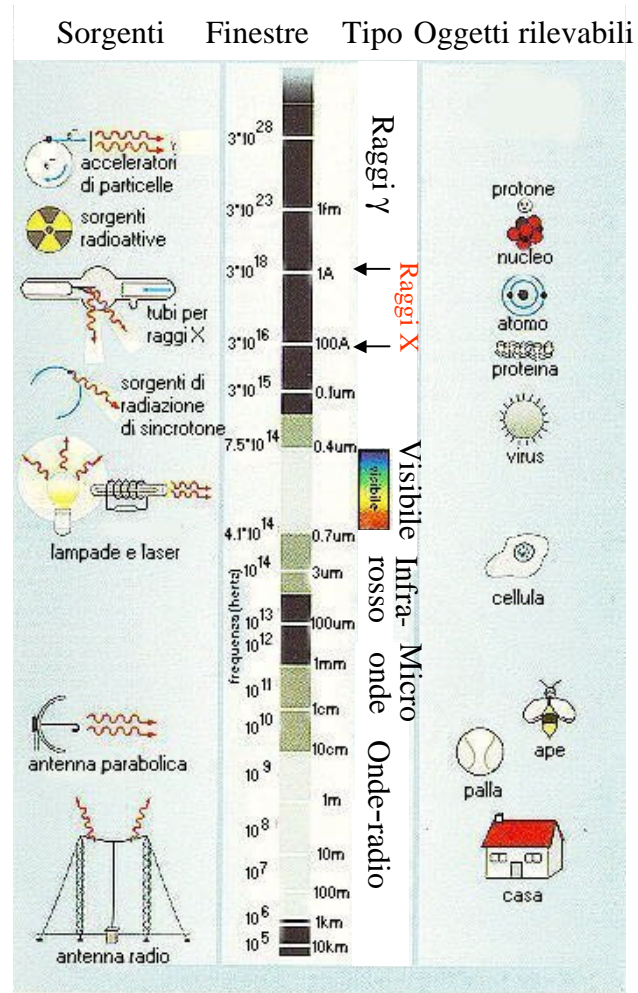


Spettro elettromagnetico

$$\lambda = 0.4 - 12$$

$$E = 1 - 30 \text{ K eV}$$

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{12.39}{\lambda(\text{\AA})}$$



Lunghezza d'onda



Dimensione degli oggetti illuminati



Intensità di raggi X

$$\text{Intensità} = \frac{\text{energia}}{\text{area} \times \text{tempo}} \quad \frac{\text{J}}{\text{m}^2 \times \text{s}}$$

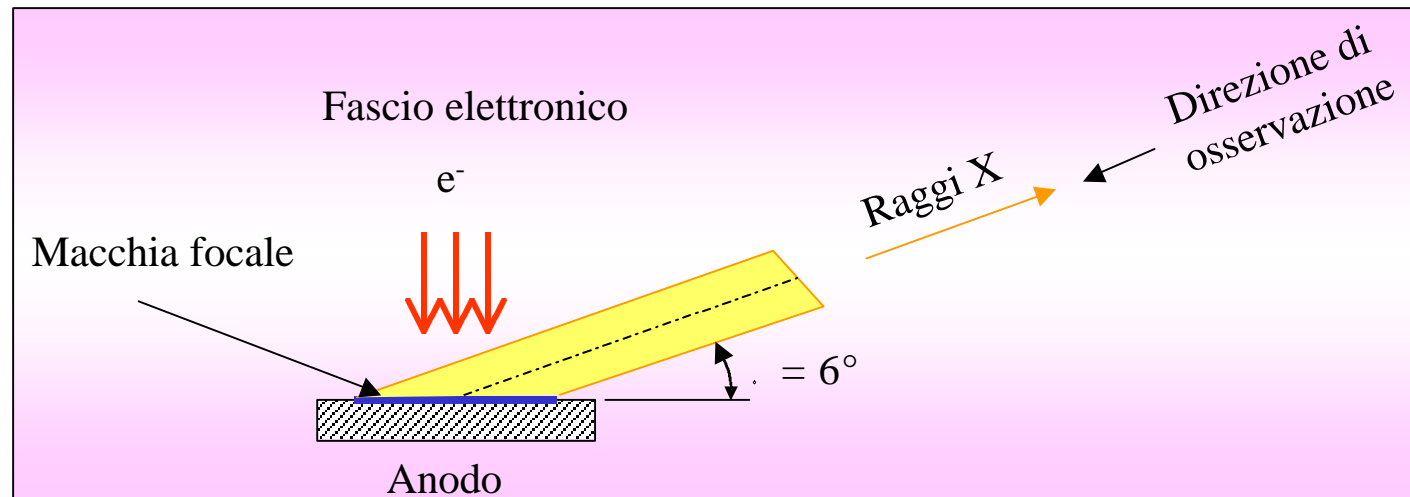
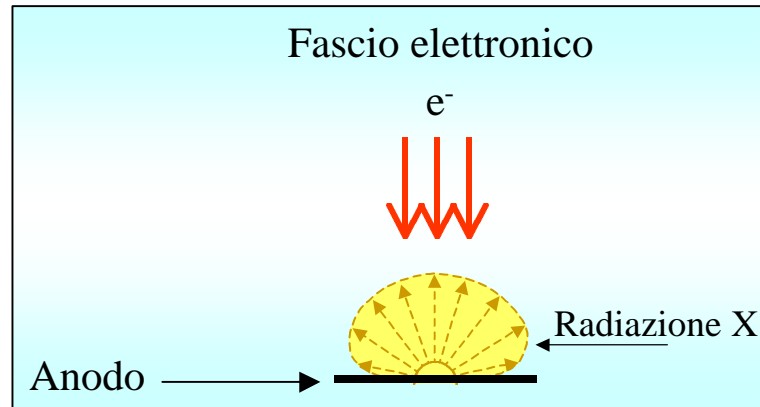
L'area di solito è quella del rivelatore

L'unità di tempo il secondo

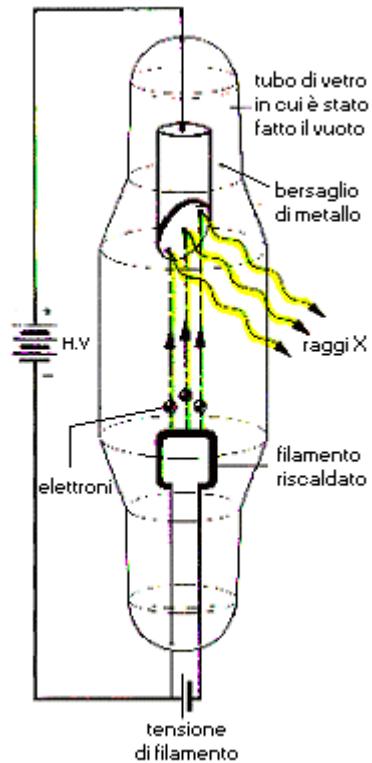
$$\text{Intensità} = \frac{\text{conteggi}}{\text{tempo}}$$



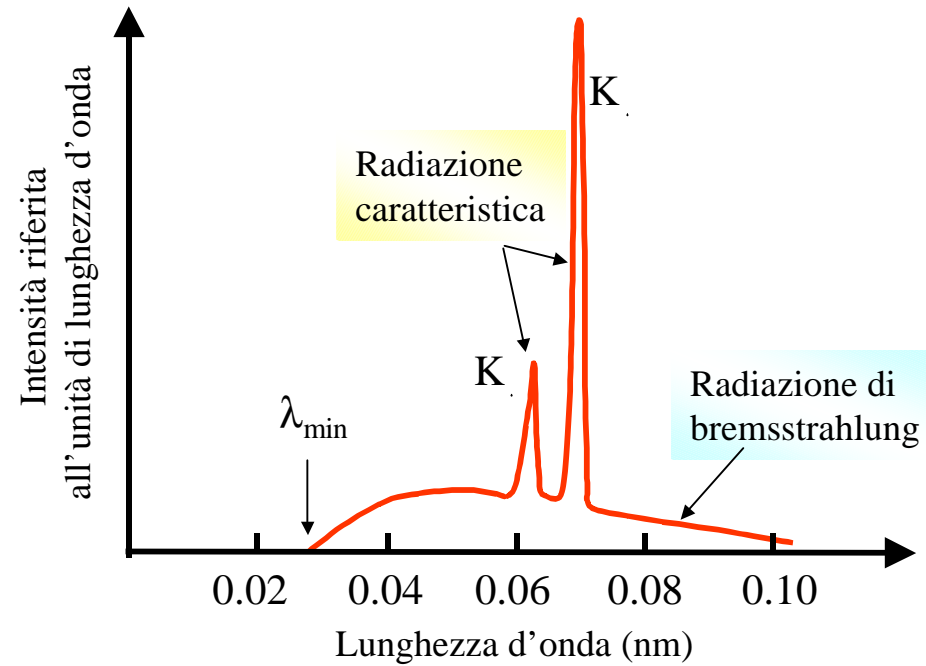
Distribuzione angolare della radiazione X emessa da un tubo



Produzione di raggi X



Tubo di raggi X



$$E_e = eV$$

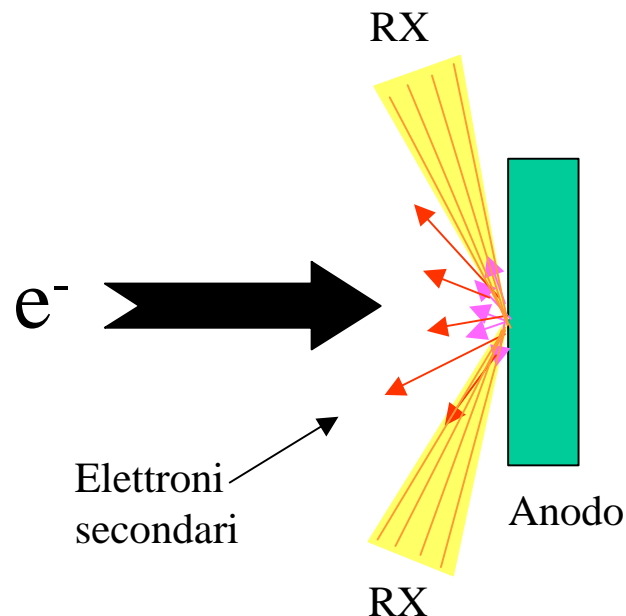
$$E_e = \frac{hc}{\lambda_0}$$

$$\lambda_0 = \frac{hc}{eV} = \frac{12.39}{V}$$



Produzione di Raggi X

A seguito dell'interazione degli elettroni primari con l'anodo si verificano i seguenti fenomeni:



1. Elettroni retrodiffusi. Il loro numero è maggiore per anodi costituiti da atomi pesanti.
2. Interazione con gli el. più esterni degli atomi dell'anodo e con il plasma (gas degli el. che permea un metallo). Molti di questi el. fuoriescono dal catodo come el. secondari a bassa energia (10 -100 eV). La maggior parte degli el. che non sono retrodiffusi subisce questa sorte.

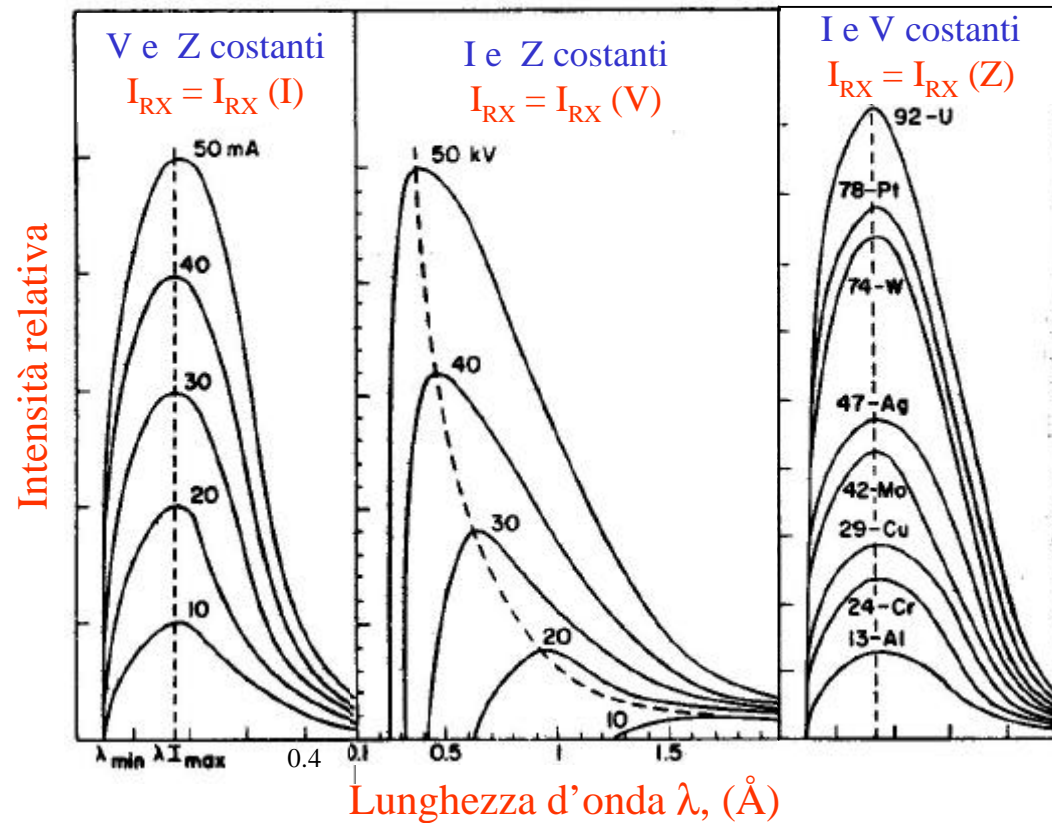
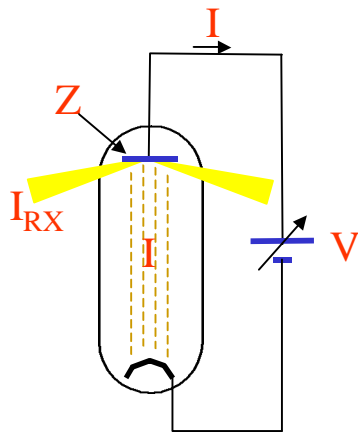
3. Interazione con elettroni più interni degli atomi dell'anodo. **Produzione delle righe caratteristiche**. La probabilità di questo processo è molto più bassa rispetto al processo n. 2.

4. Diffusione elastica nel campo coulombiano in prossimità dei nuclei dell'anodo

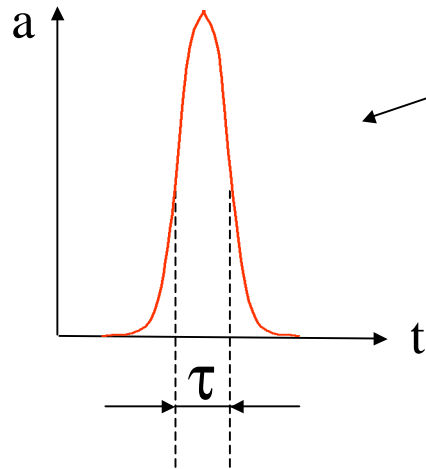
5. Diffusione anelastica nel campo coulombiano in prossimità dei nuclei dell'anodo. Alle tipiche tensioni dell'anodo, solo lo 0.5 - 1% degli elettroni primari subisce questo processo. **Produzione dello spettro continuo**.



Spettro continuo di un tubo: $I_{RX} = I_{RX}(I, V, Z)$



Distribuzione spettrale



accelerazione di elettroni in funzione del tempo

Realazione di Fourier:

$$\Delta\omega \cdot \tau = 2\pi$$

$$\tau = \frac{d}{v} \quad \begin{array}{l} D = \text{distanza percorsa dall'elettrone nel tempo } \tau, \\ v = \text{velocità media dell'elettrone nell'intervallo } \tau \end{array}$$

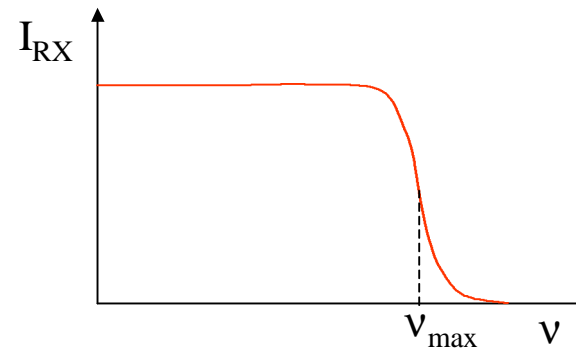
Per elettroni di energia pari a 100 eV, $v \cong 6 \cdot 10^6$ m/s. Assumendo $d = 10 \text{ \AA}$, si ricava $\tau \cong 1.6 \cdot 10^{-15}$ s, da cui:

$$\Delta\omega = \frac{2\pi}{\tau} = \frac{2\pi}{1.6 \cdot 10^{-15}} = 3.76 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$$

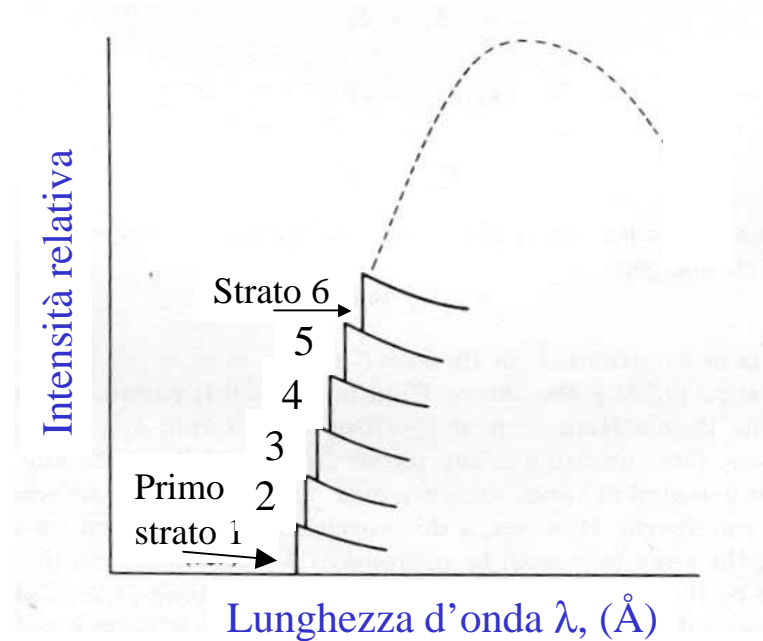
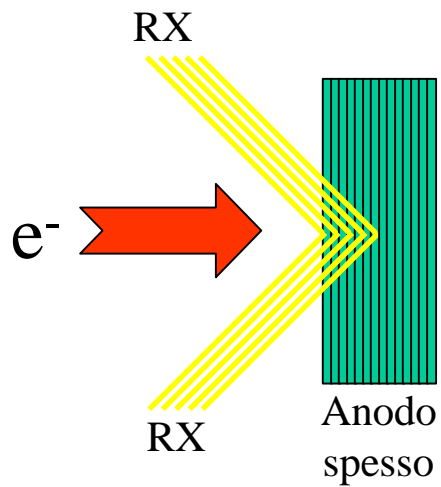
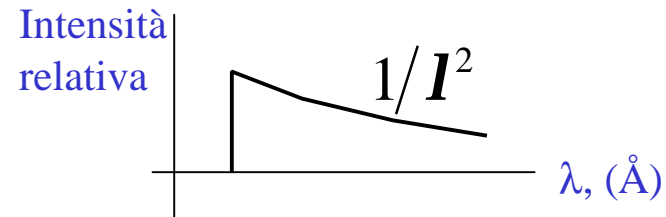
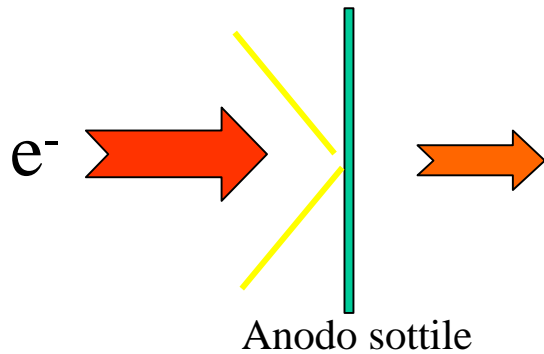
Ponendo $\Delta\omega = \omega_{\max} - \omega_{\min} \cong \omega_{\max}$, si ricava

$$\omega_{\max} = 3.76 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}; \nu_{\max} = 0.6 \cdot 10^{15} \text{ Hz};$$

$$\lambda_{\min} = 500 \text{ \AA}$$



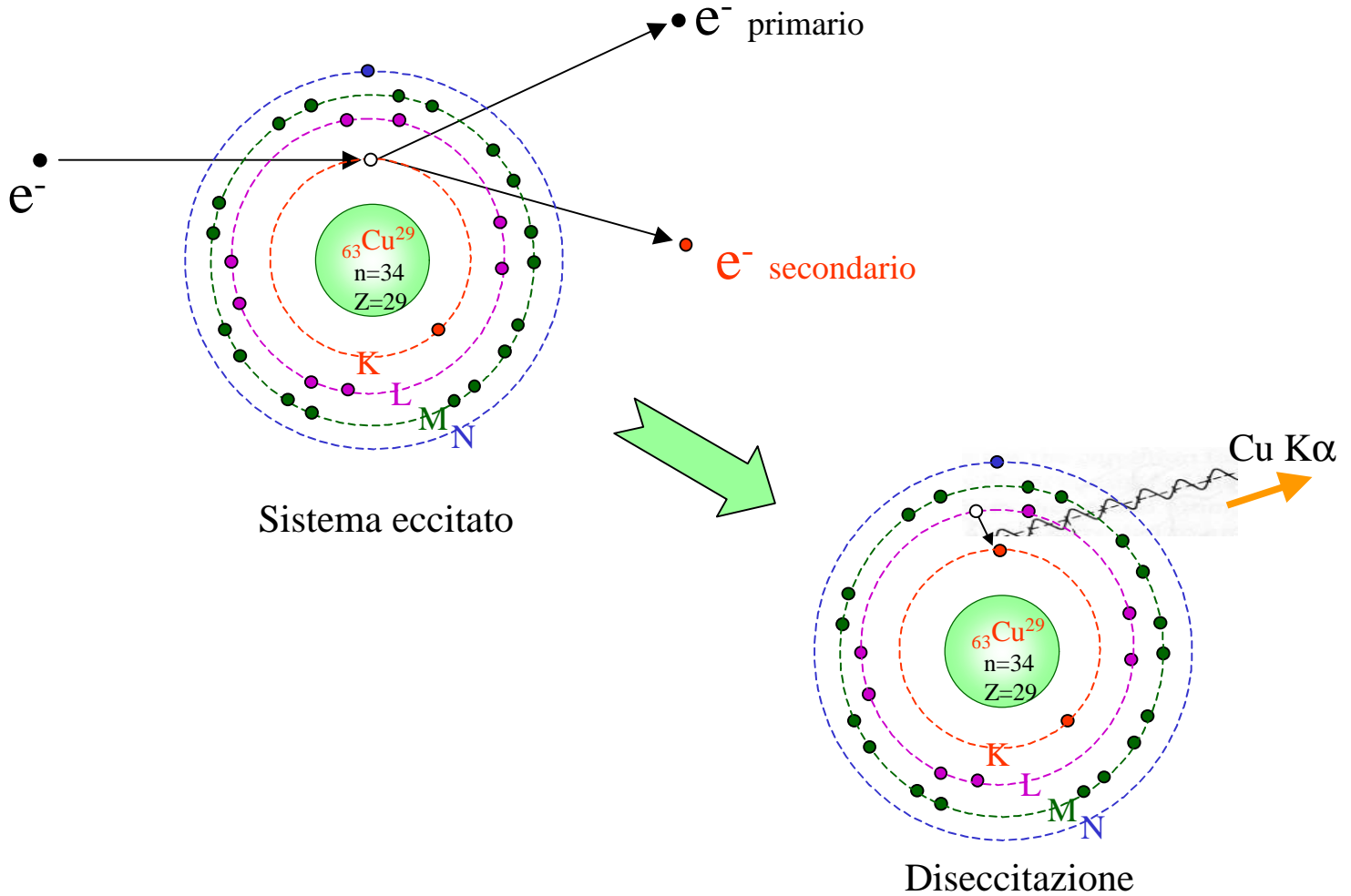
Distribuzione spettrale



Lo spettro continuo emesso da un anodo spesso può essere considerato come somma di spettri continui emessi da strati sottili dell'anodo



Eccitazione $K\alpha$



Transizioni elettroniche e righe K

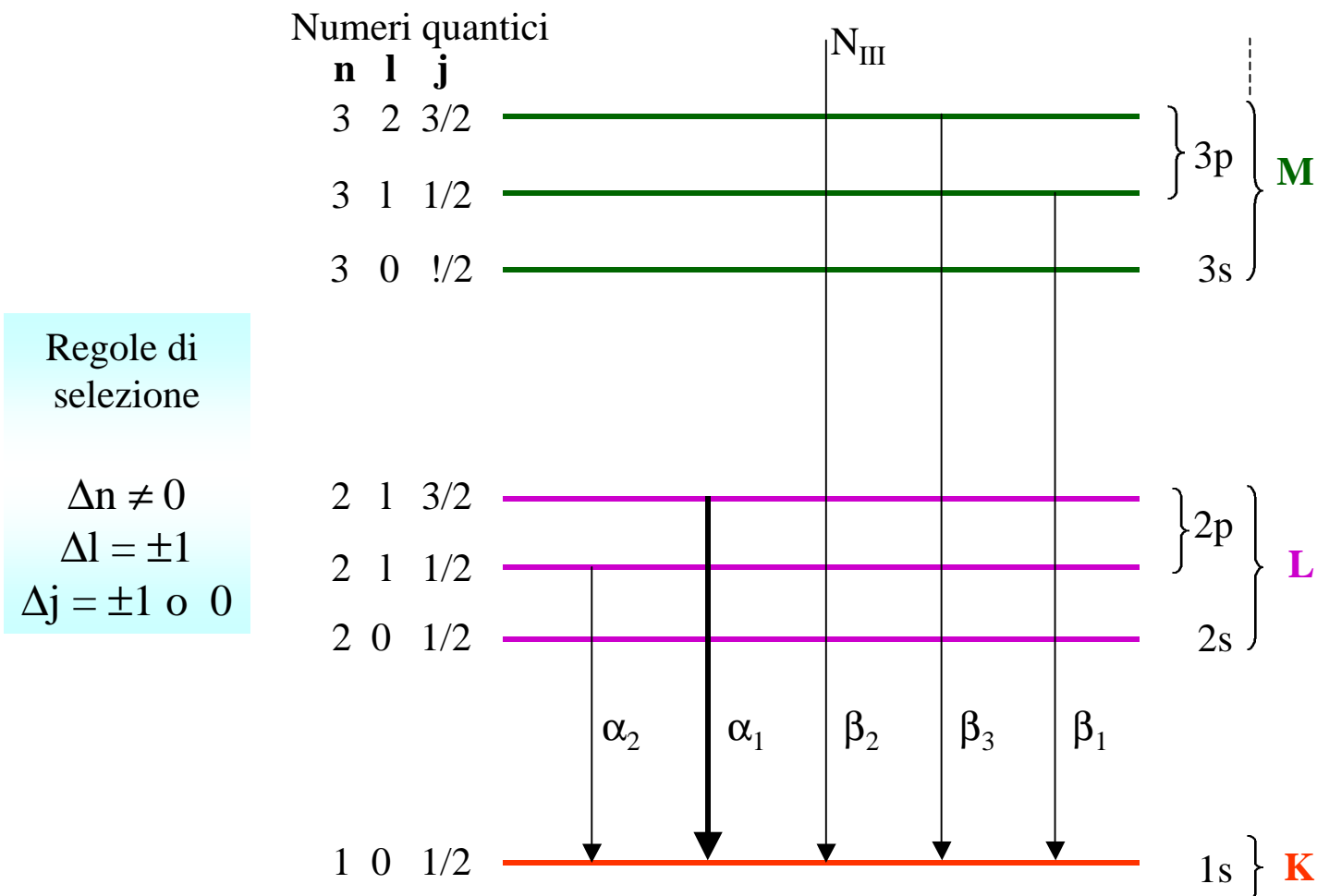
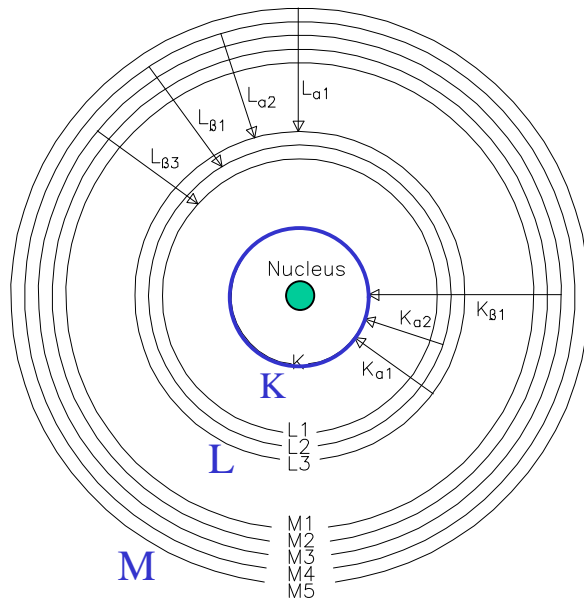


Diagramma semplificato delle transizioni dai livelli di energia per alcune radiazioni caratteristiche della serie K



Lo spettro caratteristico



Lo spettro caratteristico consiste di una serie di righe discrete corrispondenti alla differenza di energia fra due livelli atomici e perciò è caratteristico dell'elemento emittente

Denominazione delle righe

Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC
$K\alpha_1$	K-L3	$L\alpha_1$	L3-M5
$K\alpha_2$	K-L2	$L\alpha_2$	L3-M4
$K\beta_1$	K-M3	$L\beta_1$	L2-M4
$K\beta_2$	K-N2,N3	$L\beta_2$	L3-N5
$K\beta_3$	K-M2	$L\beta_3$	L1-M3
		$L\beta_4$	L1-M2



La legge di Moseley

Teoria quantistica di Bohr

$$\nu = R_{\infty} c \frac{M}{M+m} Z^2 \left[\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right]$$

ν frequenza della riga spettrale, m massa dell'elettrone, M massa del nucleo

$R_{\infty} = 2\pi^2 m e^4 / c h^3 = 109937.31 \text{ cm}^{-1}$ è la costante di Rydberg per un atomo di massa infinita

n_i ed n_f sono i numeri quantici principali dello stato iniziale e finale, rispettivamente, dell'atomo coinvolto nella transizione.

$Z_{\text{eff}} = Z - \sigma$ carica efficace

σ costante di schermaggio

Riga K

$$\nu_K = R_{\infty} c (Z - \sigma_K)^2 \left[\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right] = R_{\infty} c \frac{3}{4} (Z - \sigma_K)^2$$

$$\left[\frac{k}{R_{\infty}} \right]^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{\nu}{c R_{\infty}} \right]^{\frac{1}{2}} = 0.866 (Z - \sigma_K) = a_K (Z - \sigma_K) \quad \text{Dove } \nu = c/\lambda \text{ e } k \text{ è il numero d'onda}$$

Moseley graficò il rapporto $\left[\frac{k}{R_{\infty}} \right]^{\frac{1}{2}}$ della riga K_{α} in funzione di Z ottenendo la linea retta di equazione:

$$\left[\frac{k}{R_{\infty}} \right]^{\frac{1}{2}} = 0.874 Z - 1.13$$

Equazione di Moseley

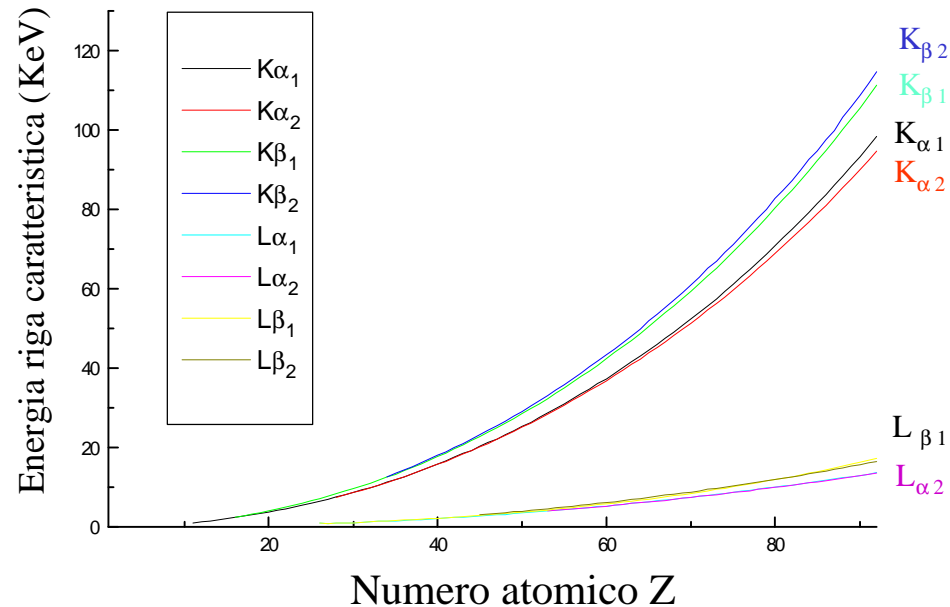


La legge di Moseley

Moseley fu il primo ad indagare ed a trovare la relazione fra il numero atomico di un elemento e l'energia delle sue righe spettrali. La relazione è:

$$E(Z) = k_j (Z - \sigma_j)^2$$

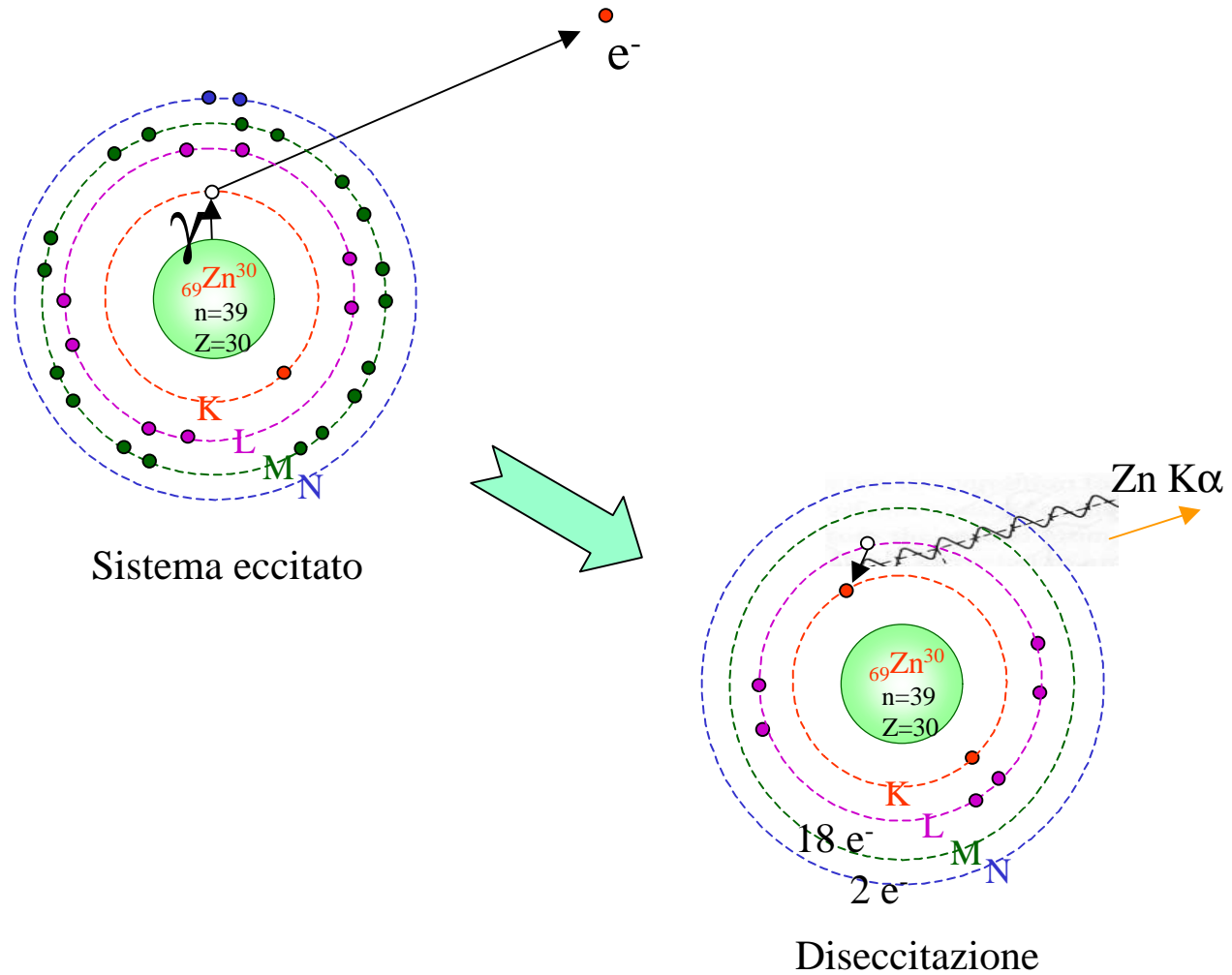
Dove k_j e σ_j sono costanti diverse per ciascuna riga. σ_j è una costante di schermo; essa corregge l'effetto degli elettroni orbitali che riducono la carica nucleare Z



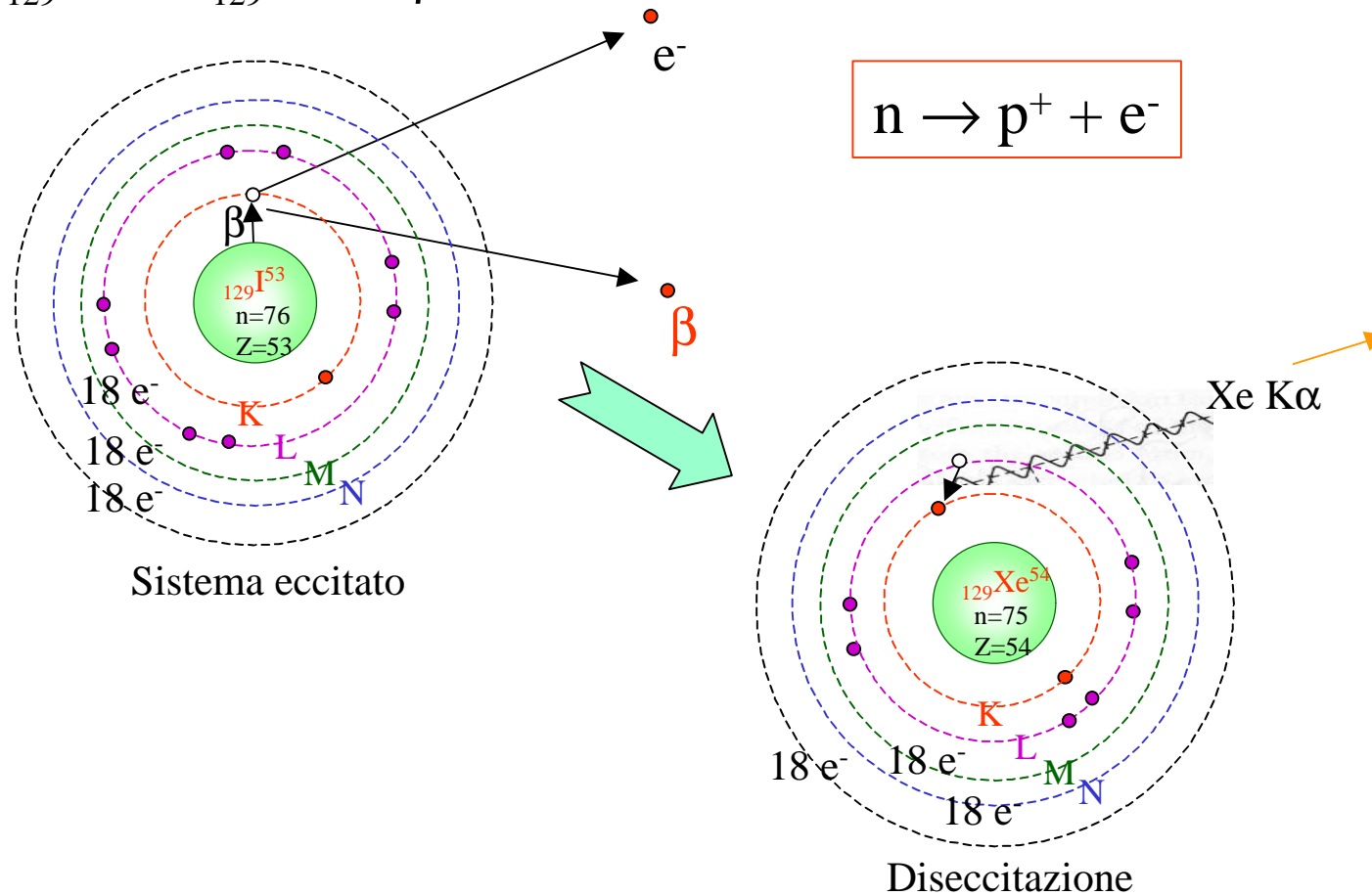
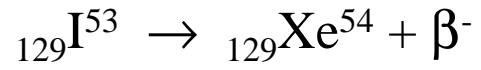
In termini di lunghezza d'onda l'equazione precedente diventa: $\lambda \propto \frac{1}{Z^2}$



Conversione interna γ



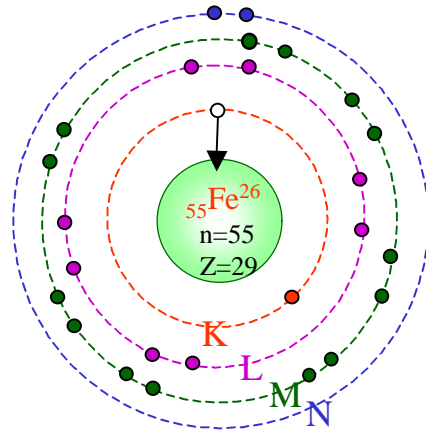
Conversione interna β



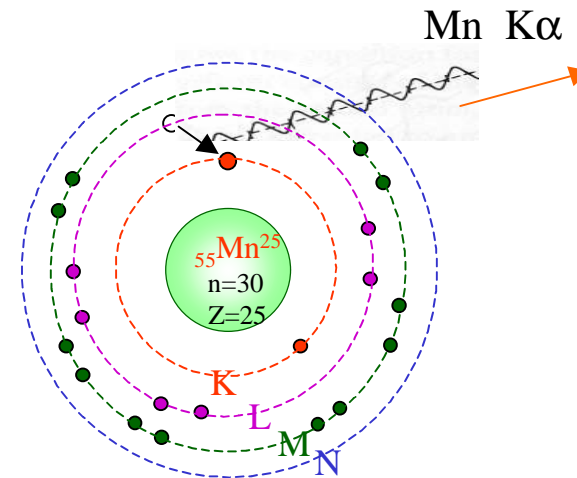
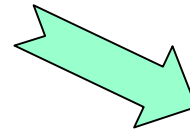
Cattura di un elettrone di core



$$p^+ + e^- \rightarrow n$$



Sistema eccitato



Sistema diseccitato

