

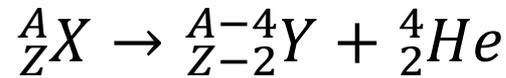
Decadimenti

Alfa

Emissione Alfa

Processo spontaneo che riguarda alcuni nuclidi:

Produzione energia
cinetica senza una causa
apparente



Particella α

Energia ben definita
dalla cinematica

- Gran parte dei nuclei con $A \geq 200$ decadono α
- Le particelle α sono nuclei di elio

Il nucleo di elio è uno stato molto stabile con energia di legame $BE = 28,3 \text{ MeV}$

Per questo motivo i nuclei emettono
principalmente α e non p, n o d.

- Essendo un decadimento a due corpi le particelle α emesse sono monoenergetiche
- L'energia cinetica delle particelle α varia in un piccolo intervallo ($4 < K_\alpha < 8 \text{ MeV}$)
- L'emissione alfa può essere pensata come effetto della repulsione di Coulomb che diventa più importante per i nuclei pesanti (cresce come Z^2 mentre energia di legame come A)

Emissione Alfa

Cinematica del decadimento (decadimento a 2 corpi)

Sistema di riferimento del nucleo progenitore

$$M_X c^2 = M_Y c^2 + M_\alpha c^2 + K_Y + K_\alpha$$

energia del sistema iniziale energia del sistema finale

$$\mathbf{p}_Y + \mathbf{p}_\alpha = 0$$

$$(M_X - M_Y - M_\alpha)c^2 = Q = \frac{p^2}{2M_Y} + \frac{p^2}{2M_\alpha} = \frac{p^2}{2M_\alpha} \left[1 + \frac{M_\alpha}{M_Y} \right]$$

$\mathbf{p} = \mathbf{p}_Y = -\mathbf{p}_\alpha$

Nel caso in cui $M \gg M_\alpha$

$$K_\alpha = \frac{Q}{1 + M_\alpha/M_Y} \approx Q \left(1 - \frac{4}{A} \right)$$

$$K_Y = Q \frac{M_\alpha/M_Y}{1 + M_\alpha/M_Y} \approx Q \frac{4}{A}$$

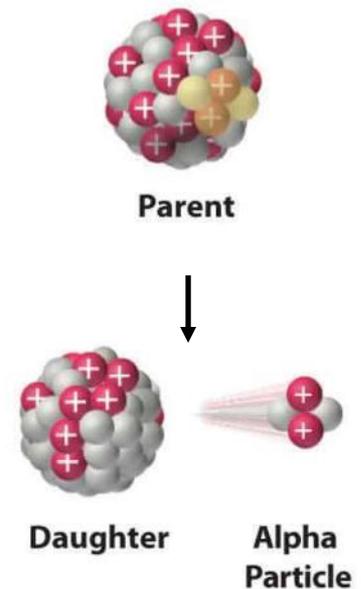
$$\frac{M_\alpha}{M_Y} = \frac{M_\alpha}{(M_X - M_\alpha)} \propto \frac{4}{(A-4)}$$

$$K_\alpha \gg K_Y$$

$\sim 4-8 \text{ MeV}$

$\sim 80-160 \text{ keV}$

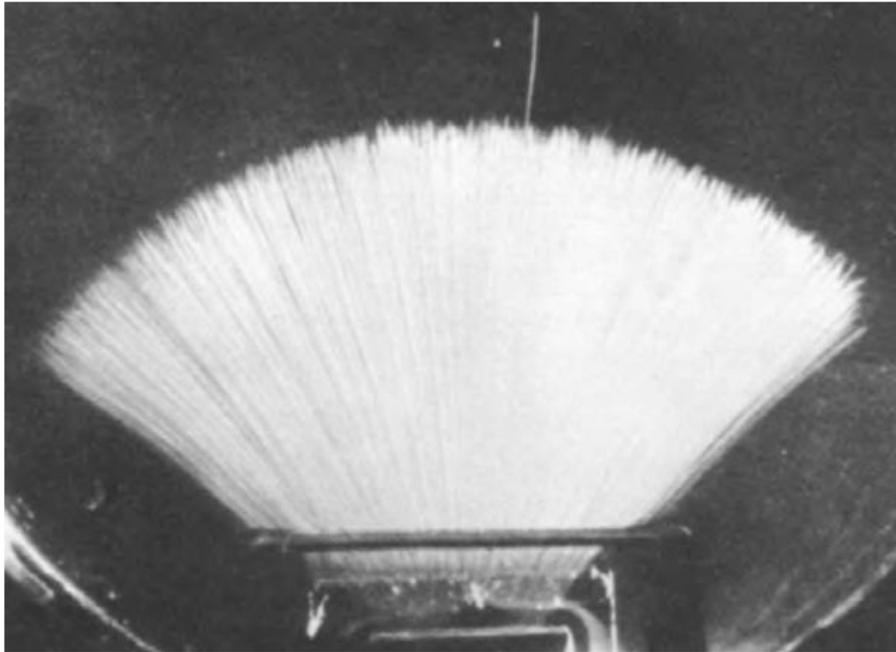
bassa ma in alcuni casi sufficiente a far uscire il rinculo da materiale



Emissione Alfa

Cinematica del decadimento (decadimento a 2 corpi)

La conferma che le particelle emesse nel decadimento alfa fossero mononergetiche si ebbe già attorno al 1920 osservando il loro *range* nelle camera a nebbia



Fotografia di una camera a nebbia con tracce prodotte da una sorgente α (^{210}Po , $Q = 7.8 \text{ MeV}$).
(K. Philipp, 1926)

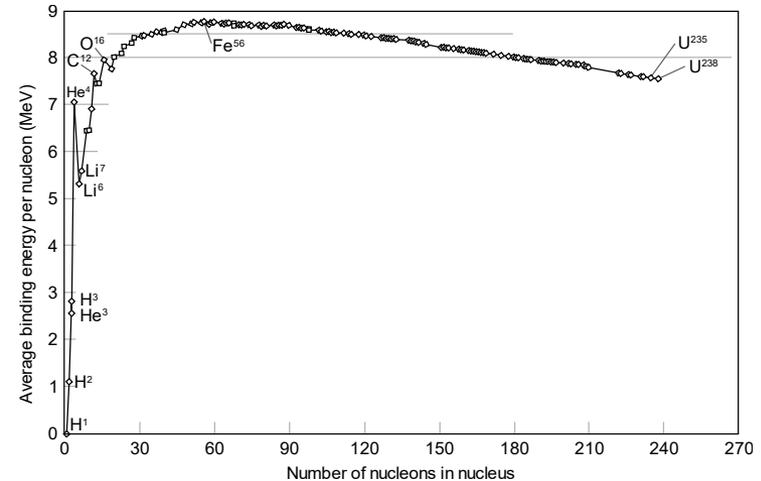
Particelle cariche elettricamente ionizzano gli atomi lungo il tragitto producendo nuclei di condensazione attorno ai quali il vapore soprassaturo si raccoglie a formare minuscole goccioline (nebbia).

Soglie di instabilità

Definiamo per quali valori di A e Z il decadimento α è energeticamente possibile. In un decadimento parte della massa dello stato iniziale è convertita in energia cinetica dei prodotti nello stato finale.



Il decadimento può avvenire solo se l'energia per nucleone aumenta. L'andamento dell'energia di legame per nucleone, $\overline{BE} = BE/A$, in funzione di A indica che questo avviene nella regione dei nuclei con $A > 60$ dove $\partial\overline{BE}/\partial A < 0$. L'energia rilasciata nel decadimento è:



$$Q = M_X - M_Y - M_\alpha = -A \cdot \overline{BE}_X + (A - 4) \cdot \overline{BE}_Y + 4 \cdot \overline{BE}_\alpha =$$

$$A(\overline{BE}_Y - \overline{BE}_X) - 4(\overline{BE}_Y - \overline{BE}_\alpha) > 0$$

In MeV se masse in a.m.u e c^2 espresso in 931,5 MeV/a.m.u

Il numero di nucleoni non cambia quindi consideriamo solamente le energie di legame

I decadimenti avvengono in modo spontaneo solo se $Q > 0$

La somma delle masse dei prodotti di decadimento deve essere minore della massa del nucleo originale

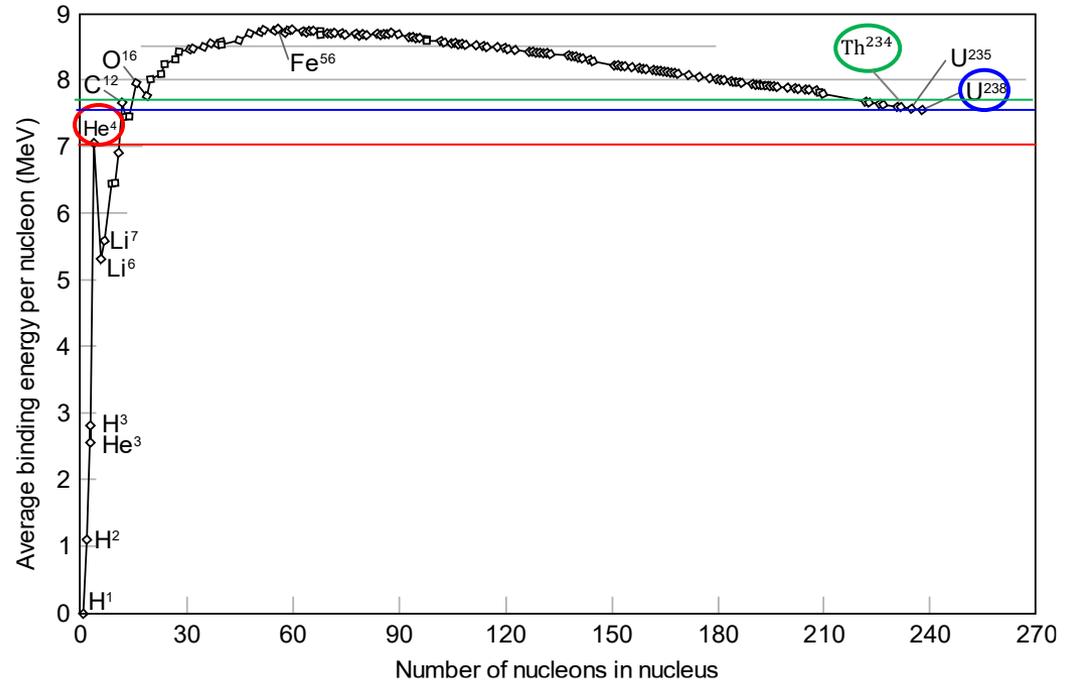
Soglie di instabilità

$$Q = M_X - M_Y - M_\alpha = A(\overline{BE}_Y - \overline{BE}_X) - 4(\overline{BE}_Y - \overline{BE}_\alpha) > 0$$

La particella α ha energia di legame media per nucleone $\overline{BE}_\alpha \approx 7,1 \text{ MeV}$ minore di quella dei nuclei pesanti: il secondo termine è positivo e quindi la soglia di instabilità sarà nettamente maggiore di $A = 60$.



La differenza di energia di legame per nucleone tra padre e figlio è piccola e quindi serve A grande affinché sia maggiore di $4(\overline{BE}_Y - \overline{BE}_\alpha)$



Possiamo rendere l'argomento più quantitativo usando la formula di Weizsäcker.

Formula di Weizsäcker e Soglie di instabilità

Dalla formula di Weizsäcker si possono ricavare le soglie di instabilità

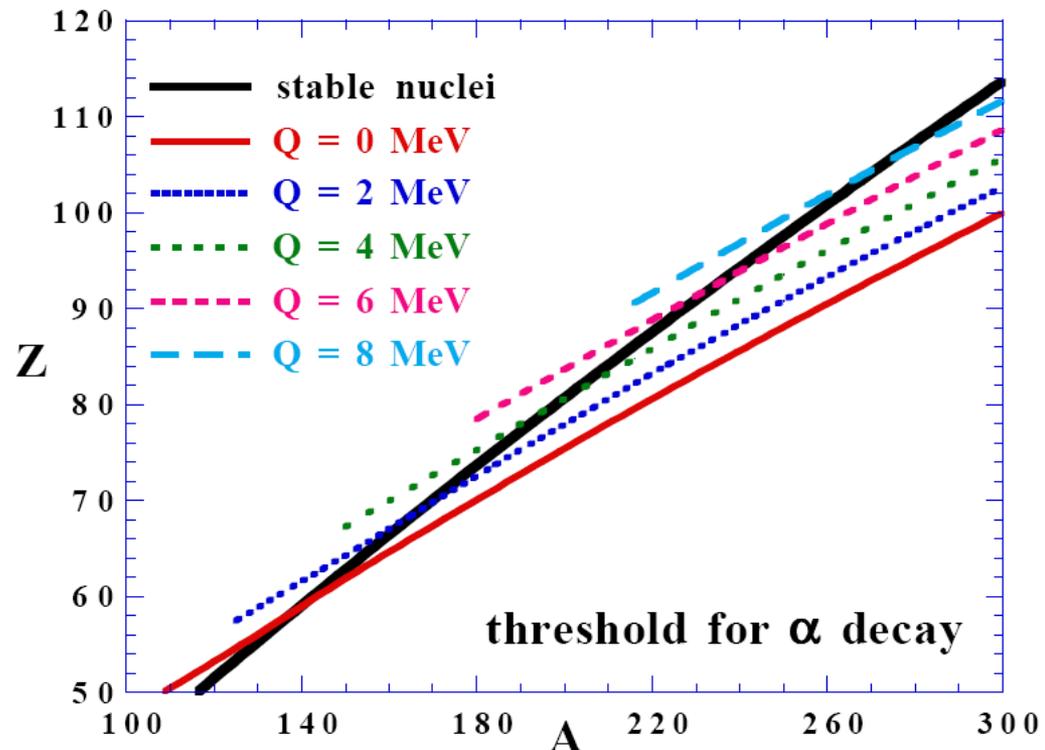
Trascuriamo il termine di pairing

$$M(A, Z) = ZM_p + (A - Z)M_n - a_1A + a_2A^{2/3} + a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_4 \frac{(A - 2Z)^2}{A}$$

L'energia rilasciata, $Q = M(A, Z) - M(A - 4, Z - 2) - M_\alpha$ è

$$Q \approx \overline{BE}_\alpha - 4a_1 + 4 \left[\frac{2}{3}a_2 + a_3Z \left(1 - \frac{Z}{3A} \right) \right] A^{-\frac{1}{3}} - 4a_4 \left(1 - \frac{2Z}{A} \right)^2$$

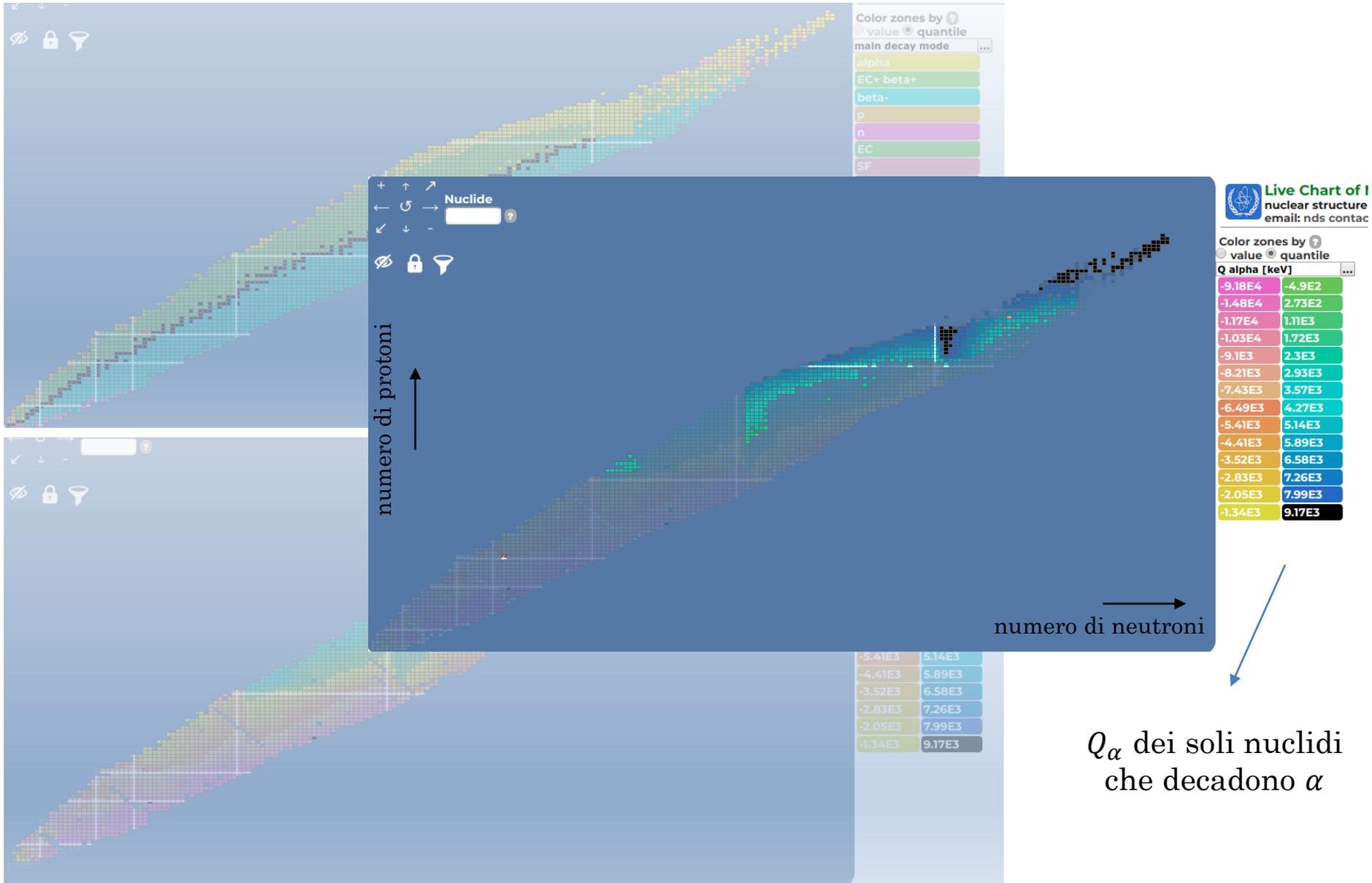
Per valori di Q fissati si trova una relazione tra Z e A



Es. 7

Tavola dei nuclidi e Soglie di instabilità

<https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>



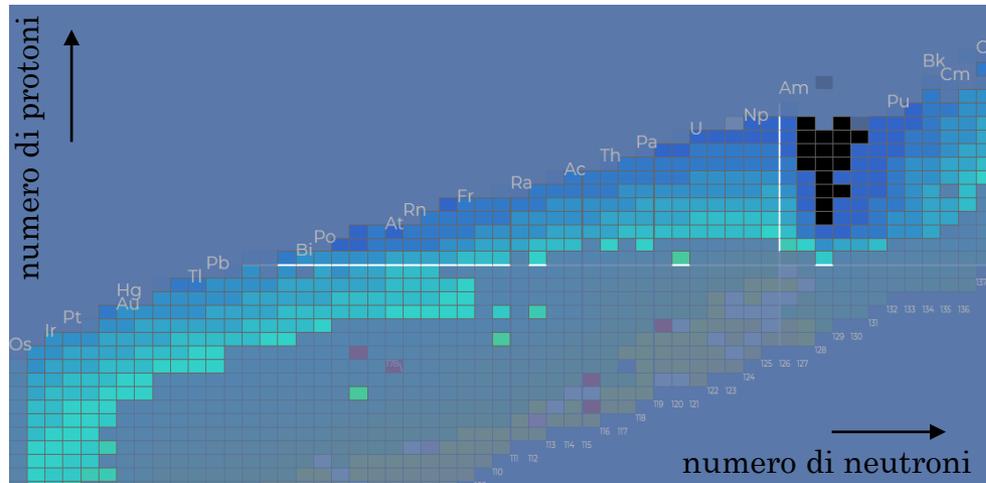
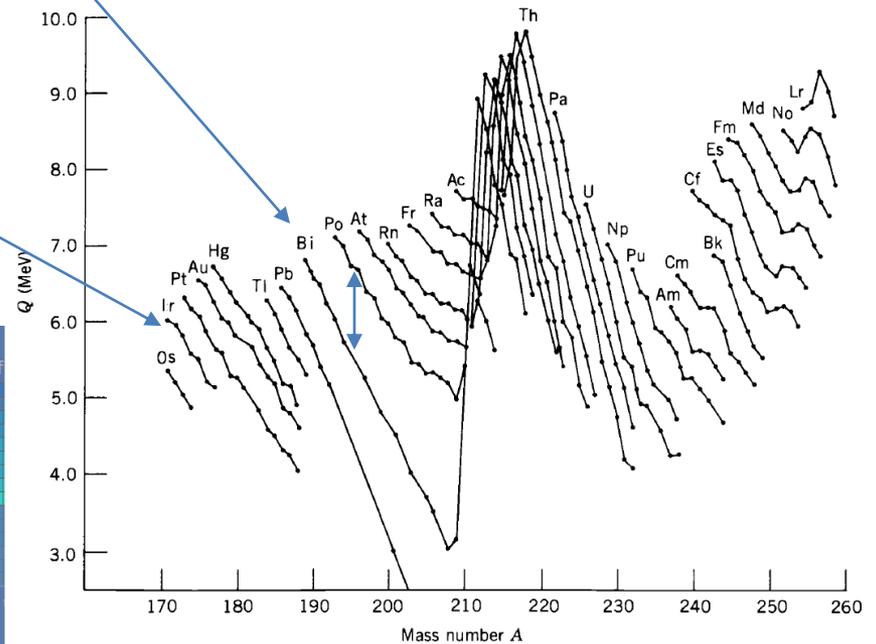
Energia delle particelle α

Forte regolarità in un piano E vs A, con curve a Z fisso ma:

- Brusco calo passando da $_{84}\text{Po}$ a $_{83}\text{Bi}$
 - Quando decade $_{83}\text{Bi}$ si rompe uno strato chiuso (numero magico Z=82)
- Brusco calo lungo le linee del Po e del Bi
 - Numero magico N=126 (ad es. nel ^{212}Po (N=128) il decadimento arriva su strato chiuso mentre ^{211}Po (N=127) rompe lo strato)

Effetto strati

Andamento ben descritto anche dalla formula semiempirica delle masse



Stima della vita media degli emettitori α

Osservazione sperimentale (1911): esiste una relazione tra

Vita media \leftrightarrow Energia α

Breve \rightarrow Alta

Lunga \rightarrow Bassa

La vita media ha una forte dipendenza dall'energia cinetica e nell'intervallo 4-8 MeV varia per più di 20 ordini di grandezza.

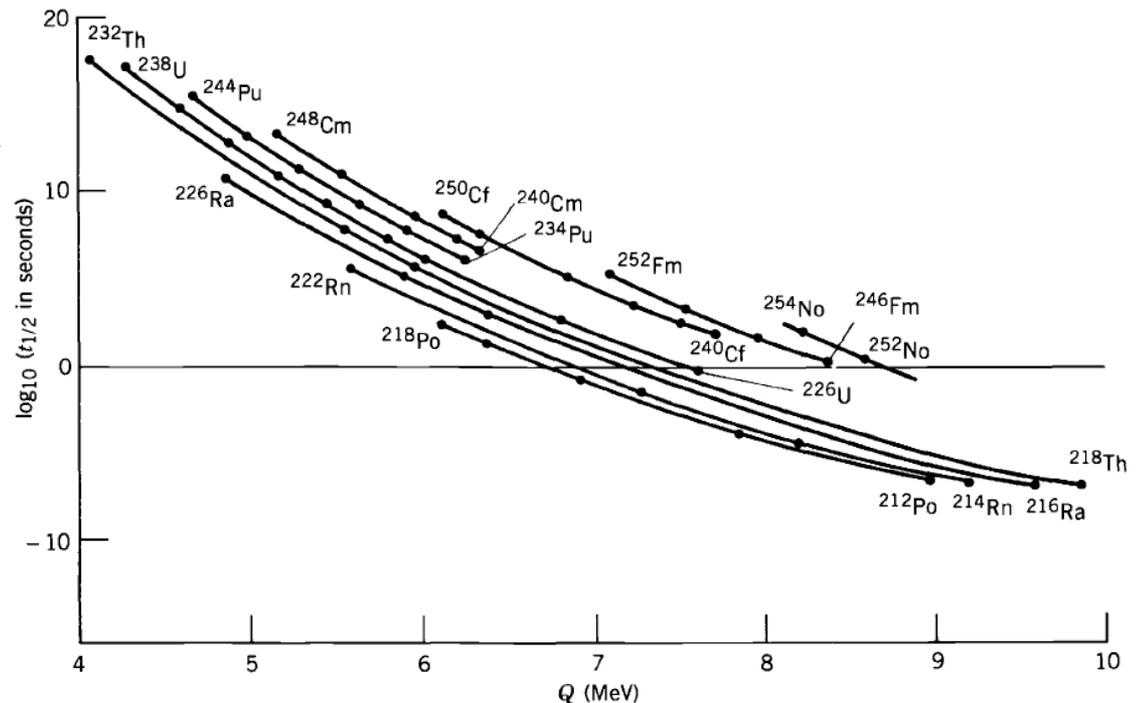
Un fattore 2 in energia corrisponde a $\sim 10^{20}$ tempo di dimezzamento!!!

legge di Geiger-Nuttall

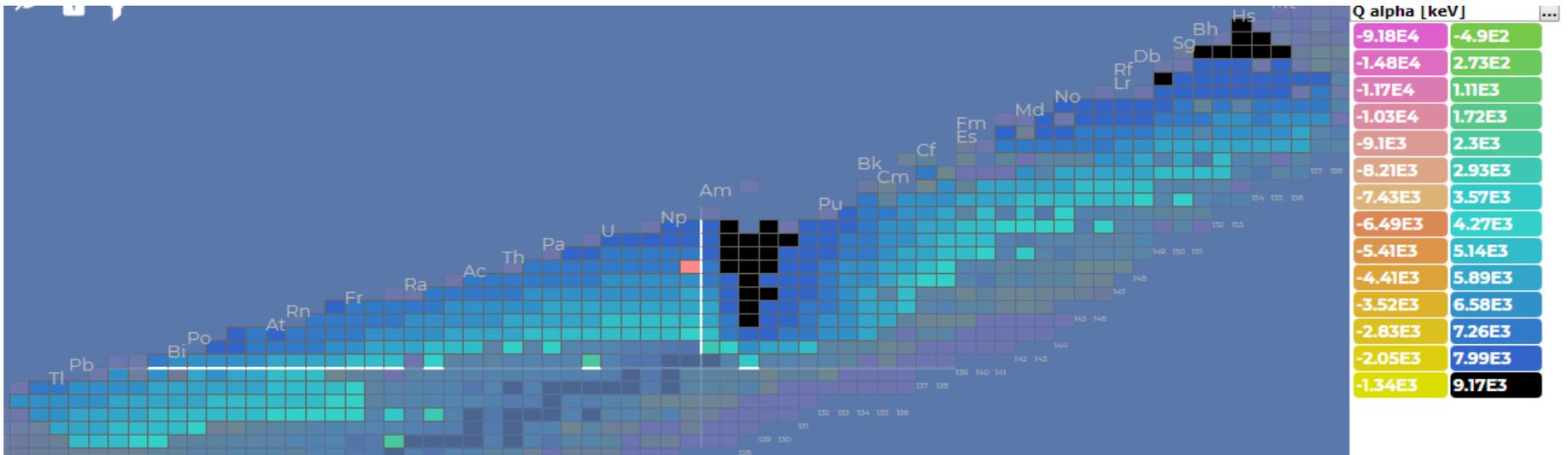
$$\log_{10} \tau_{1/2} \approx a \cdot \frac{Z}{\sqrt{Q}} - b$$

$$a \approx 1,45$$

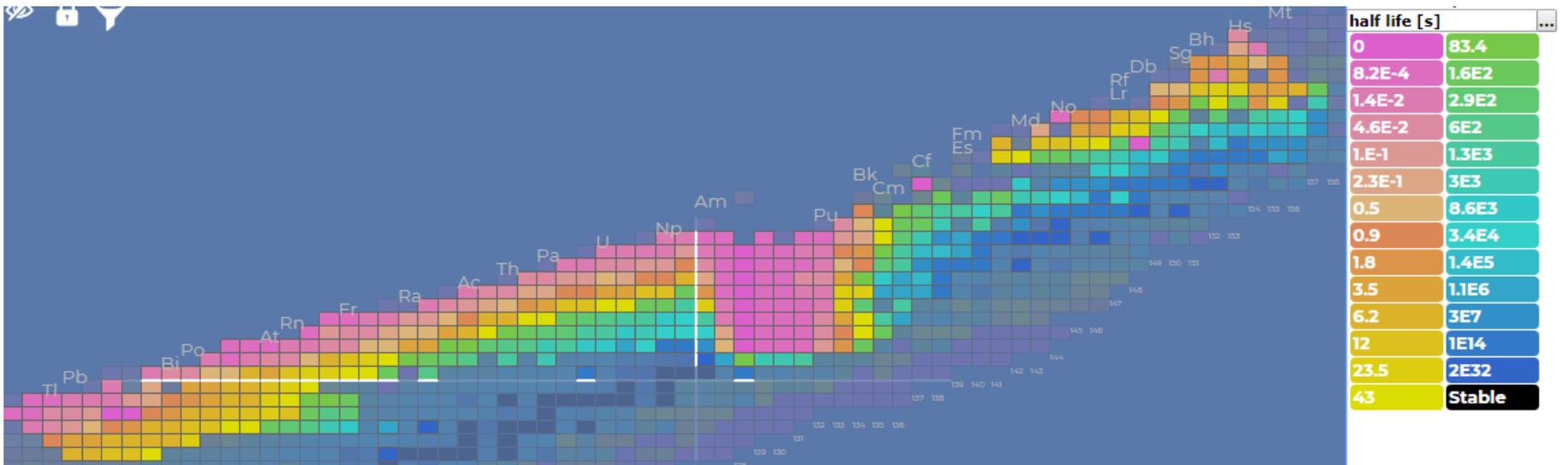
$$b \approx 46,8$$



Energia α



Vita media

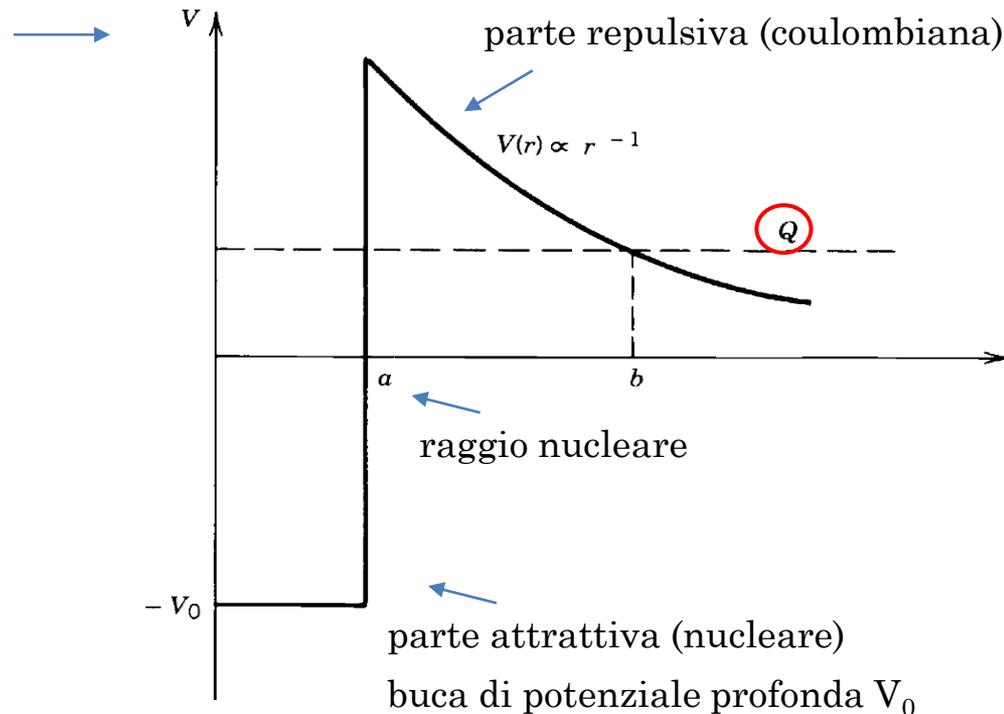


Decadimento α

Si può spiegare assumendo che **la particella α esista nel nucleo prima di essere emessa**, in un opportuno potenziale $V(r)$

N.B.: Il successo di questa teoria non dimostra che le particelle α siano pre-formate ma solo che si comportano come se lo fossero....

Energia potenziale tra la particella α ed il rinculo nucleare in funzione della distanza tra i loro centri



App. 23

Inizialmente l' α è confinata nel nucleo.

Classicamente non può uscirne.

Quantisticamente, **EFFETTO TUNNEL**

Proposto da Gamow,
Condon e Gurney (1929)

Decadimento α

$r < a$

Buca di potenziale $\rightarrow \alpha$ si può muovere con energia cinetica $Q + V_0$

$a < r < b$

Barriera di potenziale che permette di spiegare perché i nuclei instabili non decadono immediatamente



La particella α 'colpisce' ripetutamente la barriera di potenziale fino a quando riesce a penetrarla.



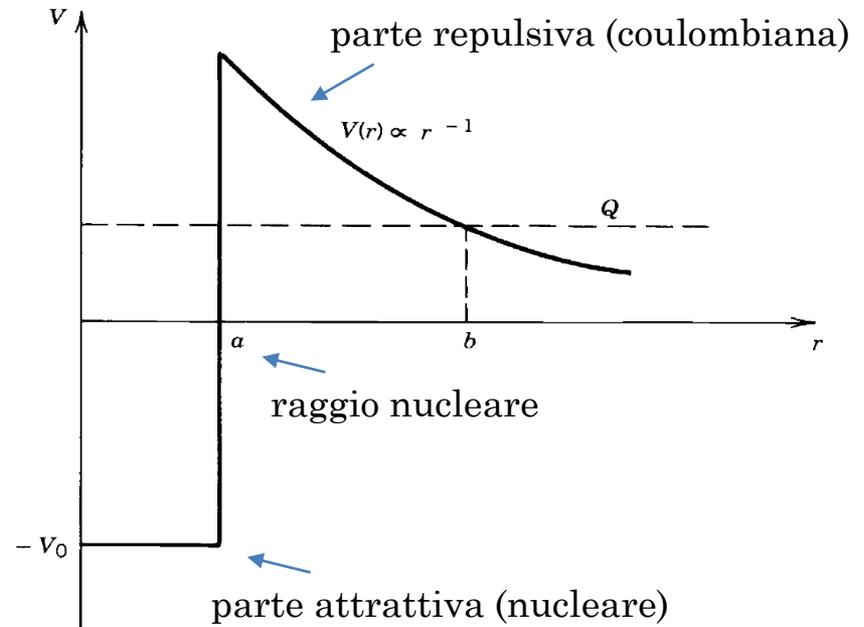
Ad es. per ^{238}U la probabilità di attraversare la barriera è così piccola che la particella α deve colpire in media $\sim 10^{38}$ volte la barriera prima di uscire ($\sim 10^{21}$ volte per secondo per 10^9 anni!)

La costante di decadimento λ per l'emissione α può quindi essere scritta come (trattazione semiclassica):

$$\lambda = f \cdot P$$

frequenza con cui la particella α colpisce la barriera

probabilità di attraversare la barriera



Decadimento α

Cerchiamo di stimare f e P con una teoria forse **troppo semplificata e non strettamente corretta** ma che ci dà un buon risultato nella stima dei tempi di decadimento.

- f

Consideriamo la particella α classicamente e stimiamo quante volte colpisce la barriera di potenziale (un trattamento rigoroso di questo problema fornirebbe risultati analoghi).

numero di urti per unità di tempo $f = \frac{v_\alpha}{R}$

velocità α
raggio nucleare

$$v_\alpha = \left(\frac{2K}{m}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{2(V_0 + Q)}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \simeq 10^9 \text{ cm/s}$$

profondità 'tipica' per la buca di potenziale

$$R \simeq 10^{-12} \text{ cm}$$

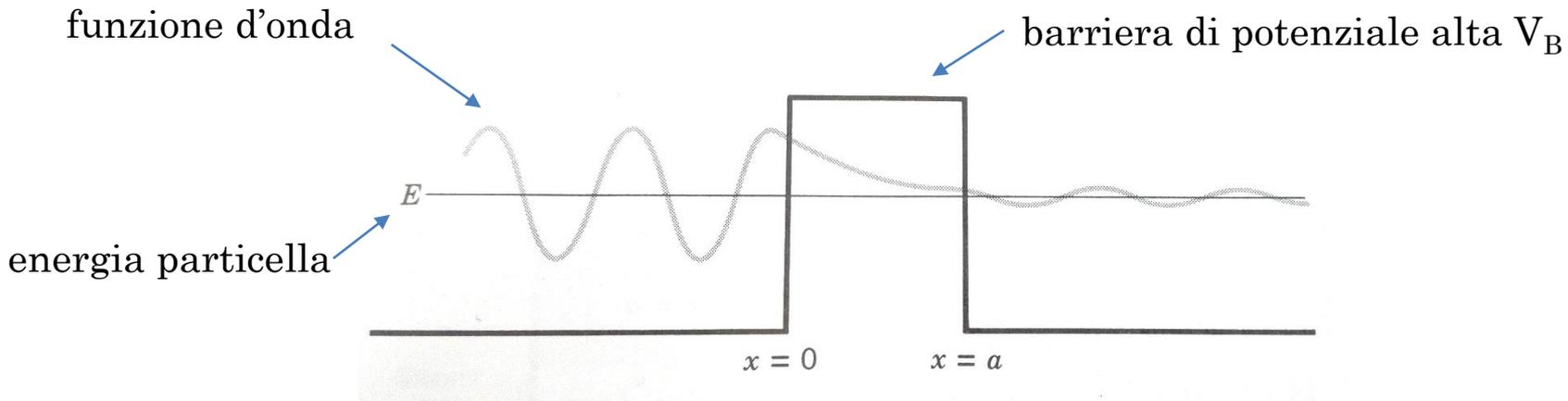
$V_0 = 35 \text{ MeV}$
 $Q = 5 \text{ MeV}$

$f \simeq 6 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$

- P

La probabilità di penetrazione della barriera può essere ottenuta da un calcolo quantomeccanico **simile** al problema unidimensionale della **barriera di potenziale** anche se il calcolo per la barriera di **potenziale rettangolare non è direttamente applicabile al potenziale Coulombiano $1/r$** (ma a noi interessa l'ordine di grandezza)

Decadimento α – Barriera di potenziale rettangolare



Tenendo conto delle condizioni di continuità nei punti $x=0$ e $x=a$ è possibile calcolare il **coefficiente di trasmissione T**:

$$T = \frac{1}{1 + \frac{1}{4} \frac{V_B^2}{E(V_B - E)} \sinh^2 \left(\sqrt{2m(V_B - E)/\hbar^2} \cdot a \right)}$$

$\sinh(x) = \frac{e^x - e^{-x}}{2}$

La probabilità di trasmissione dipende solamente dall'altezza della barriera di potenziale V_0 , dall'energia della particella E e dalla larghezza a della barriera.

Cerchiamo quindi di stimare questi parametri per i decadimenti α

Decadimento α

$$B = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{z(Z-z)e^2}{a}$$

α rinculo

altezza barriera Coulomb

E.g. nucleo pesante:

$$\begin{aligned} Z &= 90 \\ a &= 7,5 \text{ fm} \\ Q &= 6 \text{ MeV} \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} B &= 34 \text{ MeV} \\ b &= 42 \text{ fm} \end{aligned}$$

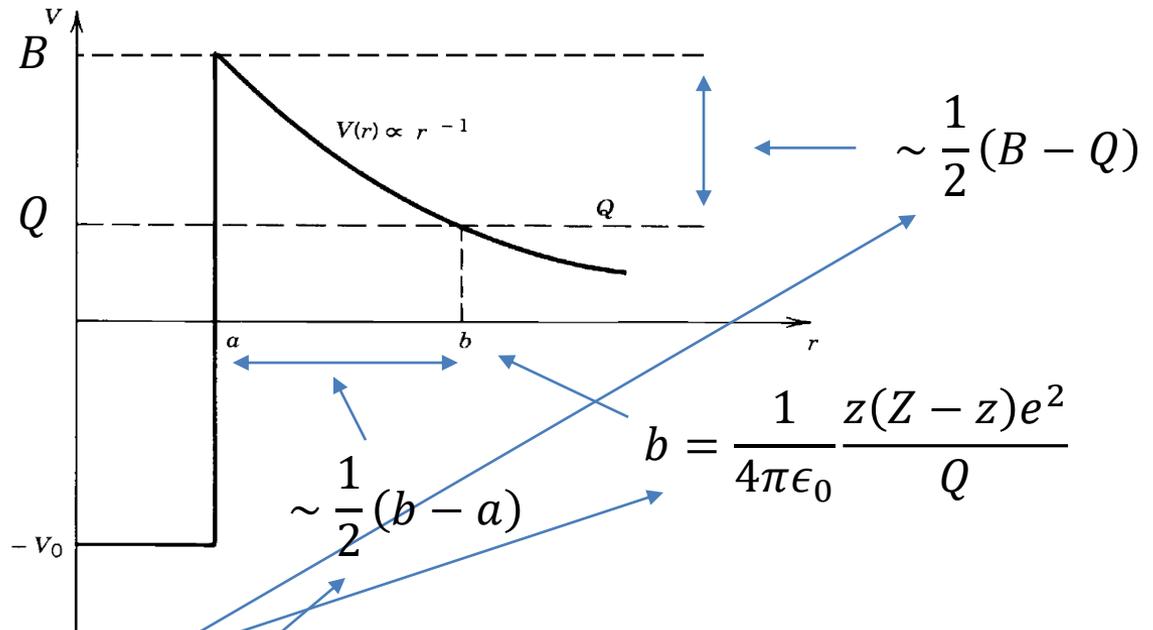
Utilizzando la nuova notazione

$$\sinh^2 \left(\sqrt{2m(V_B - E)/\hbar^2} \cdot a \right)$$



$$\sinh^2 \left(2m \frac{1}{2} (B - Q) / \hbar^2 \cdot \frac{1}{2} (b - a) \right)$$

$$\gg 1 \quad \rightarrow \quad \sinh^2 \sim \frac{e^{2x}}{4}$$



Decadimento α

Nel caso del decadimento α possiamo quindi approssimare nel seguente modo:

Barriera di potenziale
rettangolare

$$T = \frac{1}{1 + \frac{1}{4} \frac{V_B^2}{E(V_B - E)} \sinh^2 \left(\sqrt{2m(V_B - E)/\hbar^2} \cdot a \right)}$$



Barriera di potenziale
nucleare

$$P \cong e^{-2\sqrt{2m\frac{1}{2}(B-Q)/\hbar^2} \cdot \frac{1}{2}(b-a)} = e^{-\sqrt{m(B-Q)/\hbar^2}(b-a)}$$

$m = 3,7 \text{ GeV}$ $\hbar c = 0,1975 \text{ GeV} \cdot \text{fm}$

Nel caso che stiamo considerando ora ($Q = 6 \text{ MeV}$) abbiamo che $P \simeq 2 \cdot 10^{-25}$

$$\lambda = f \cdot P = (6 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}) \cdot (2 \cdot 10^{-25}) \sim 10^{-3} \text{ s}^{-1}$$

$$\tau_{1/2} = \frac{0,693}{\lambda} \sim 700 \text{ s}$$

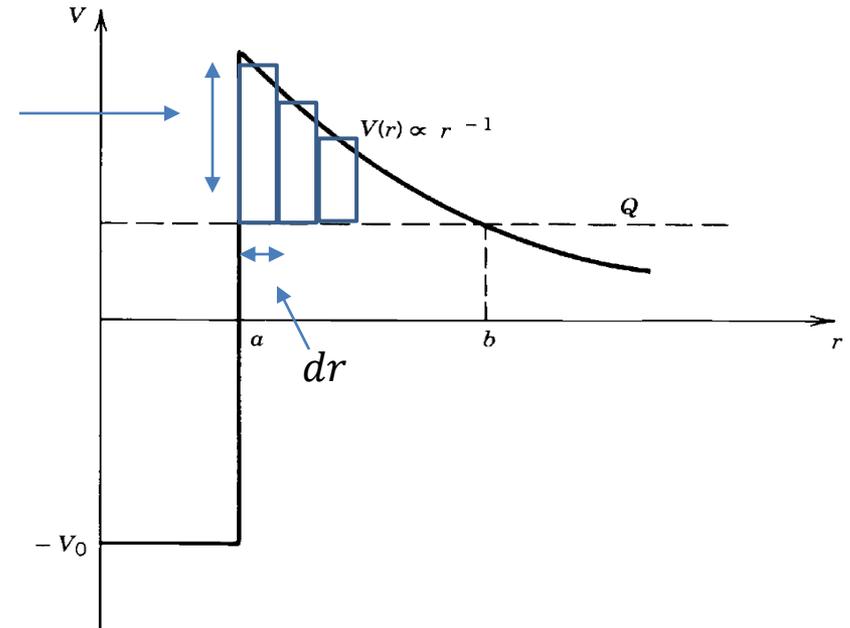
Da notare che una piccola variazione di Q comporterebbe una notevole variazione di τ

$$Q = 5 \text{ MeV} \quad \Rightarrow \quad P \simeq 10^{-30} \quad \rightarrow \quad \tau_{1/2} \sim 10^8 \text{ s}$$

Decadimento α

Il calcolo esatto è simile alla stima approssimativa appena fatta: possiamo infatti pensare alla barriera Coulombiana come composta da una sequenza di barriere rettangolari infinitesimali di altezza

$$V(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{z(Z-z)e^2}{r}$$



La probabilità di penetrare ognuna di queste barriere infinitesimali risulta essere

$$dP = e^{-2dr\sqrt{2m(V(r)-Q)/\hbar^2}}$$

La probabilità di penetrare l'intera barriera risulta quindi essere

$$P = e^{-2G}$$

Potenziale di Gamow

$$\longrightarrow G = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} \int_a^b [V(r) - Q]^{1/2} dr$$

Stima delle vite medie degli emettitori α

Il risultato del calcolo del potenziale di Gamow in MQ è:

$$G \approx \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2 Q}} \frac{z(Z-z)e^2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{\pi}{2} - 2\sqrt{\frac{Q}{B}} \right)$$

Inoltre la costante di decadimento può essere riscritta come:

$$\lambda = f \cdot P \quad \longrightarrow \quad \lambda = \frac{v_\alpha}{R} \cdot e^{-2G} \quad \longrightarrow \quad \log \lambda = \log \frac{v_\alpha}{R} - 2G$$

$$\log \lambda \approx \log \frac{v_\alpha}{R} - 2\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2 Q}} \frac{z(Z-z)e^2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{\pi}{2} - 2\sqrt{\frac{Q}{B}} \right)$$

Ricordiamo la legge di Geiger-Nuttall (1911) da osservazioni sperimentali su dipendenza vita media \leftrightarrow energia α (slide 11) :

$$\log_{10} \tau_{1/2} \approx a \cdot \frac{Z}{\sqrt{Q}} - b$$

Stima delle vite medie degli emettitori α

Tempi di dimezzamento α per
gli isotopi del Th

Fissiamo Z

A	Q (MeV)	$t_{1/2}$ (s)	
		Measured	Calculated
220	8.95	10^{-5}	3.3×10^{-7}
222	8.13	2.8×10^{-3}	6.3×10^{-5}
224	7.31	1.04	3.3×10^{-2}
226	6.45	1854	6.0×10^1
228	5.52	6.0×10^7	2.4×10^6
230	4.77	2.5×10^{12}	1.0×10^{11}
232	4.08	4.4×10^{17}	2.6×10^{16}

L'accordo tra questo calcolo e i tempi di dimezzamento per gli isotopi pari di Th **non è esatto, ma** il calcolo è in grado di riprodurre **l'andamento** di tempi di dimezzamento entro 1-2 ordini di grandezza **su un intervallo di oltre 20 ordini di grandezza.**

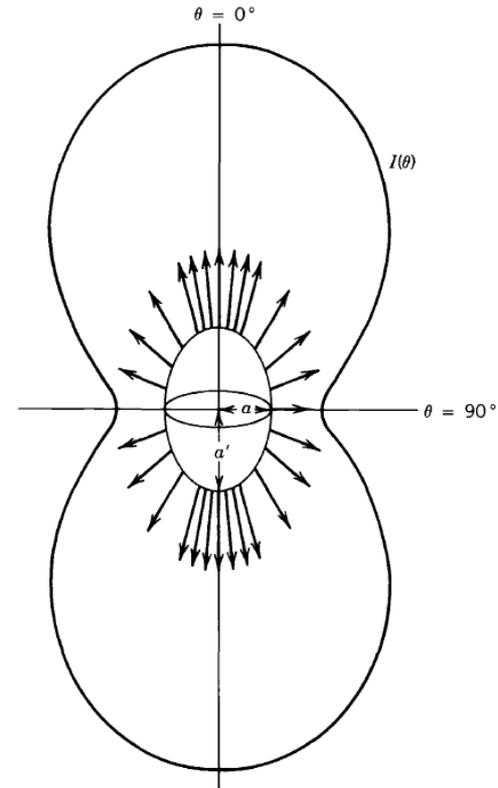
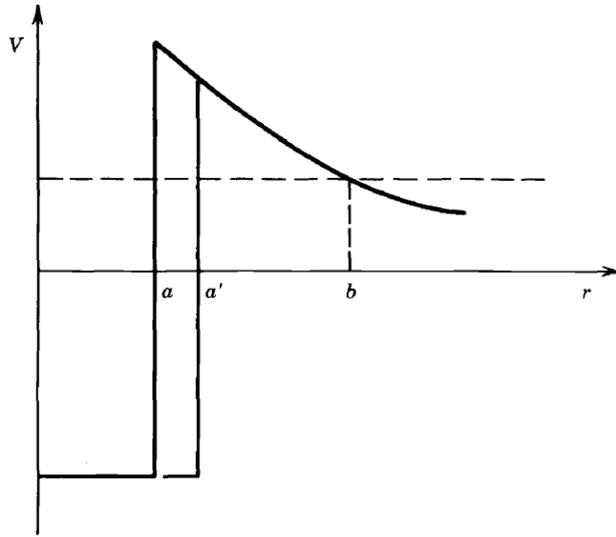
Nel conto abbiamo **trascurato** diversi importanti dettagli come ad esempio il **momento angolare** della particella alfa e abbiamo assunto i **nuclei sferici.**

I nuclei con $A > 230$ hanno **forme fortemente deformate** e il tempo di dimezzamento è estremamente sensibile a piccole variazioni del raggio.

Una variazione del raggio del 4% comporta una variazione del tempo di dimezzamento di un fattore 5!

Forma del nucleo

Soprattutto per i nuclei molto pesanti diventa importante anche la deformazione del nucleo perché cambia il 'raggio' del nucleo...



Fissione spontanea non è poi così diversa dal decadimento alfa...

Stima delle vite medie degli emettitori α

Insufficienze del modello:

- Pre-esistono le α nel nucleo?
- Non è corretto assumere una buca quadrata simmetrica e sferica
- Stati eccitati: l' α , appena uscita, può eccitare il nuclide figlio



Se un nucleo è ben trattabile con il modello a shell si può calcolare la probabilità che un α sia pre-formata dalla sovrapposizione delle funzioni d'onda di due p e due n.



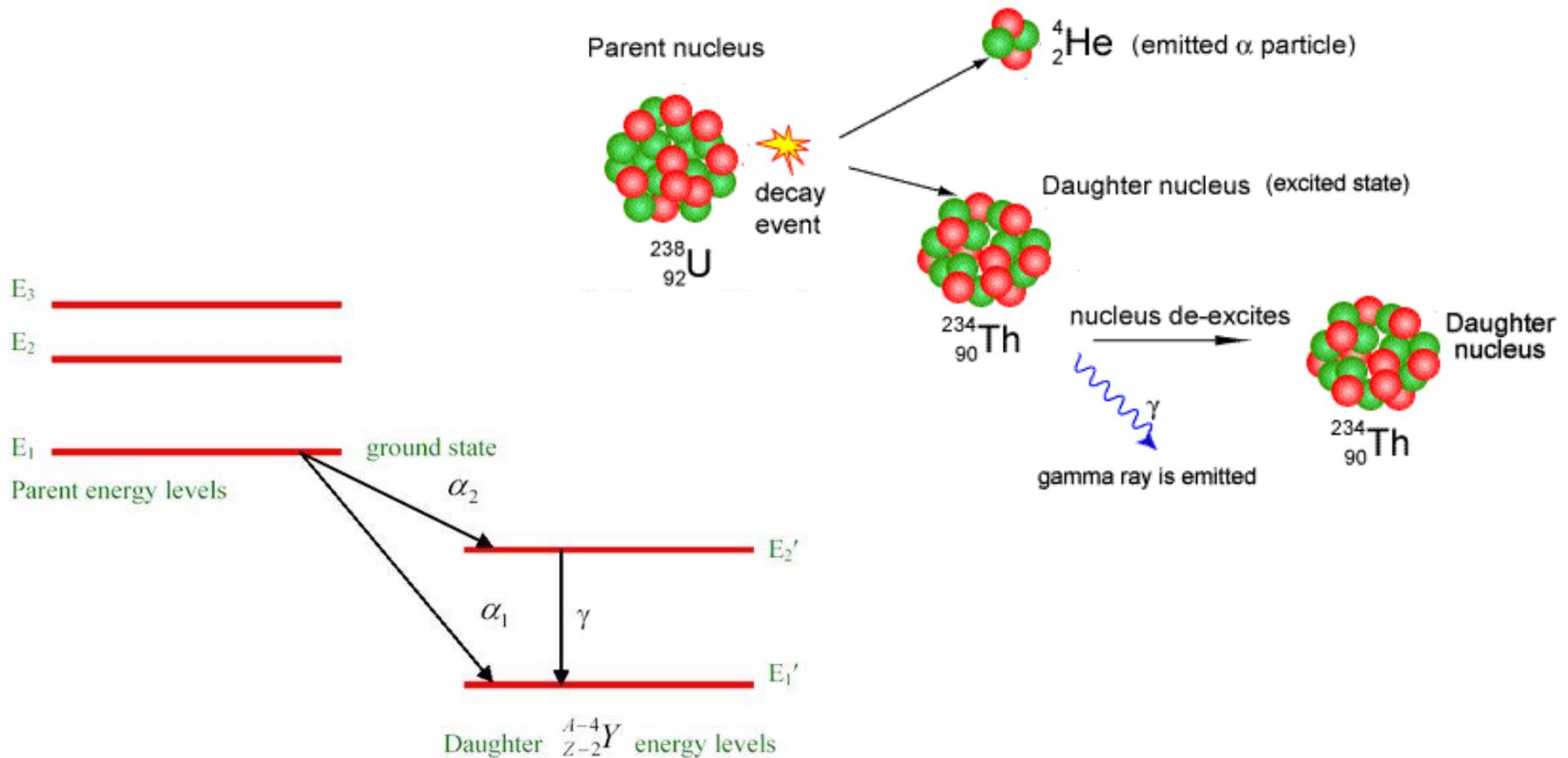
Buoni risultati

Decadimenti su stati eccitati

Il nucleo ${}^A_Z X$ può decadere in uno stato eccitato ${}^{A-4}_{Z-2} Y^*$ che a sua volta decade nello stato fondamentale con emissione di raggi γ . In questo caso $Q \approx K_\alpha + E_\gamma$.

In effetti alcuni dei decadimenti α sono seguiti dall'emissione di raggi γ .

Alpha Decay of a Uranium-238 nucleus

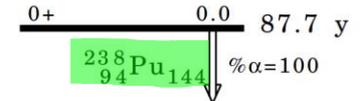


Decadimenti su stati eccitati

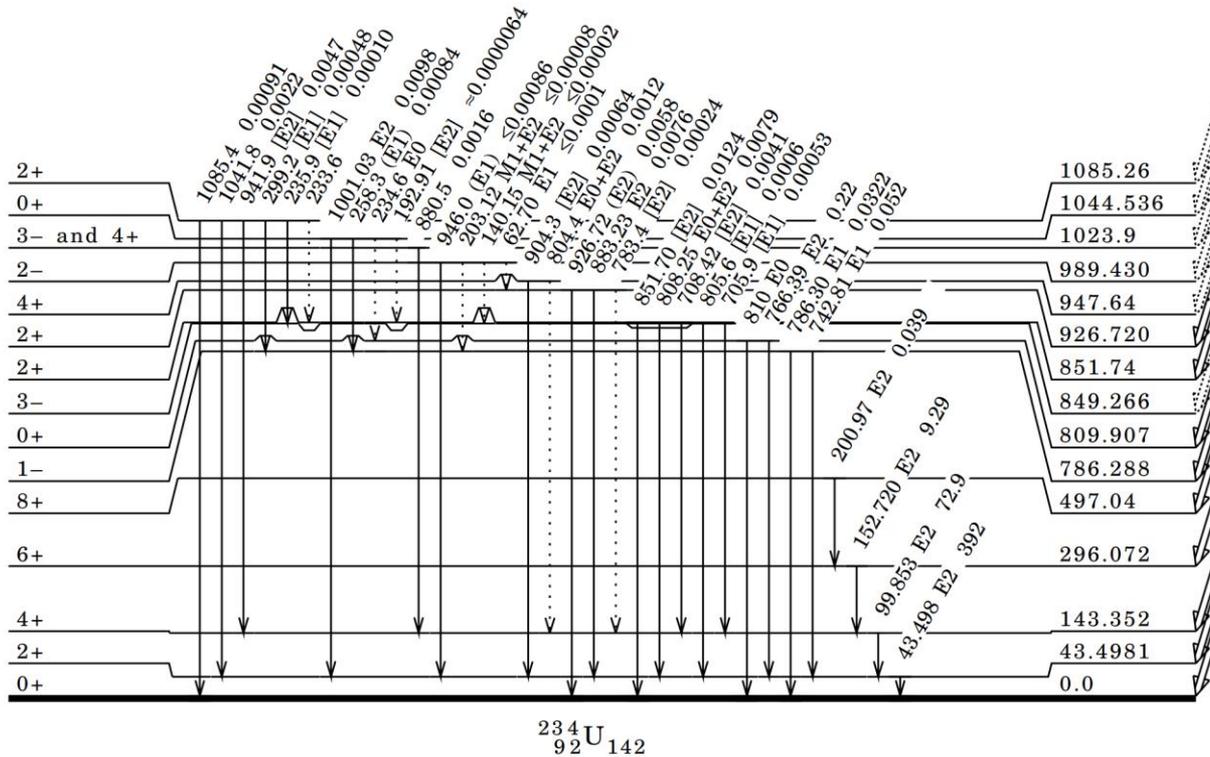
I decadimenti alfa cercano sempre di andare sullo stato fondamentale!!!

Pochi gamma emessi.

$$\lambda \propto e^{-\sqrt{V-K\alpha}}$$



$$Q_\alpha = 5593.20^{19}$$



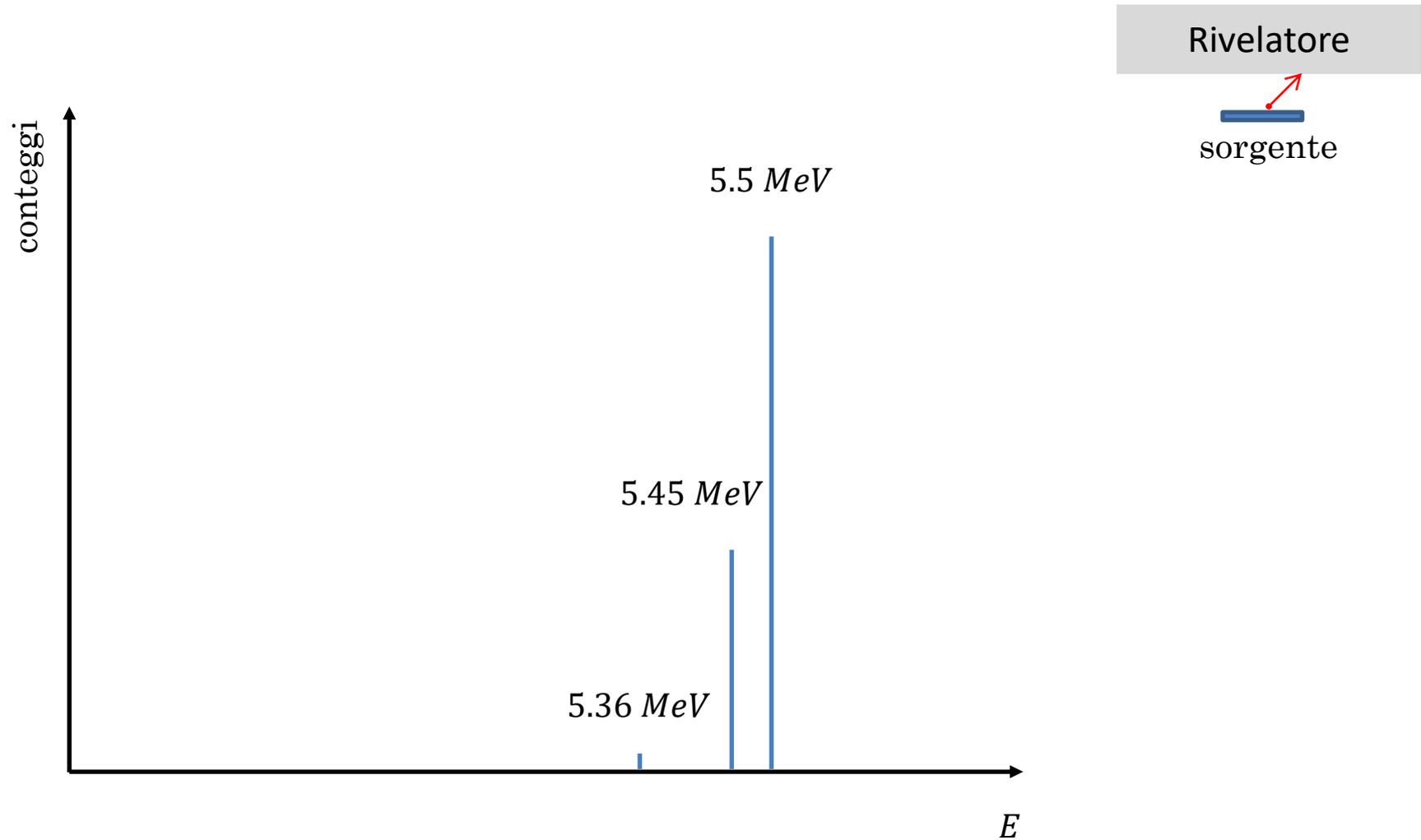
E_α	I_α
1085.26	$\approx 1.1 \times 10^{-6}$
1044.536	1.2×10^{-6}
1023.9	
989.430	$\leq 1.3 \times 10^{-7}$
947.64	2.5×10^{-7}
926.720	1.2×10^{-5}
851.74	5.93×10^{-6}
849.266	0.9×10^{-7}
809.907	5×10^{-5}
786.288	2.2×10^{-5}
497.04	6.8×10^{-6}
296.072	0.0030
143.352	0.105
43.4981	28.98
0.0	70.91

~100%

In una condizione 'normale' con nuclei pari-pari....

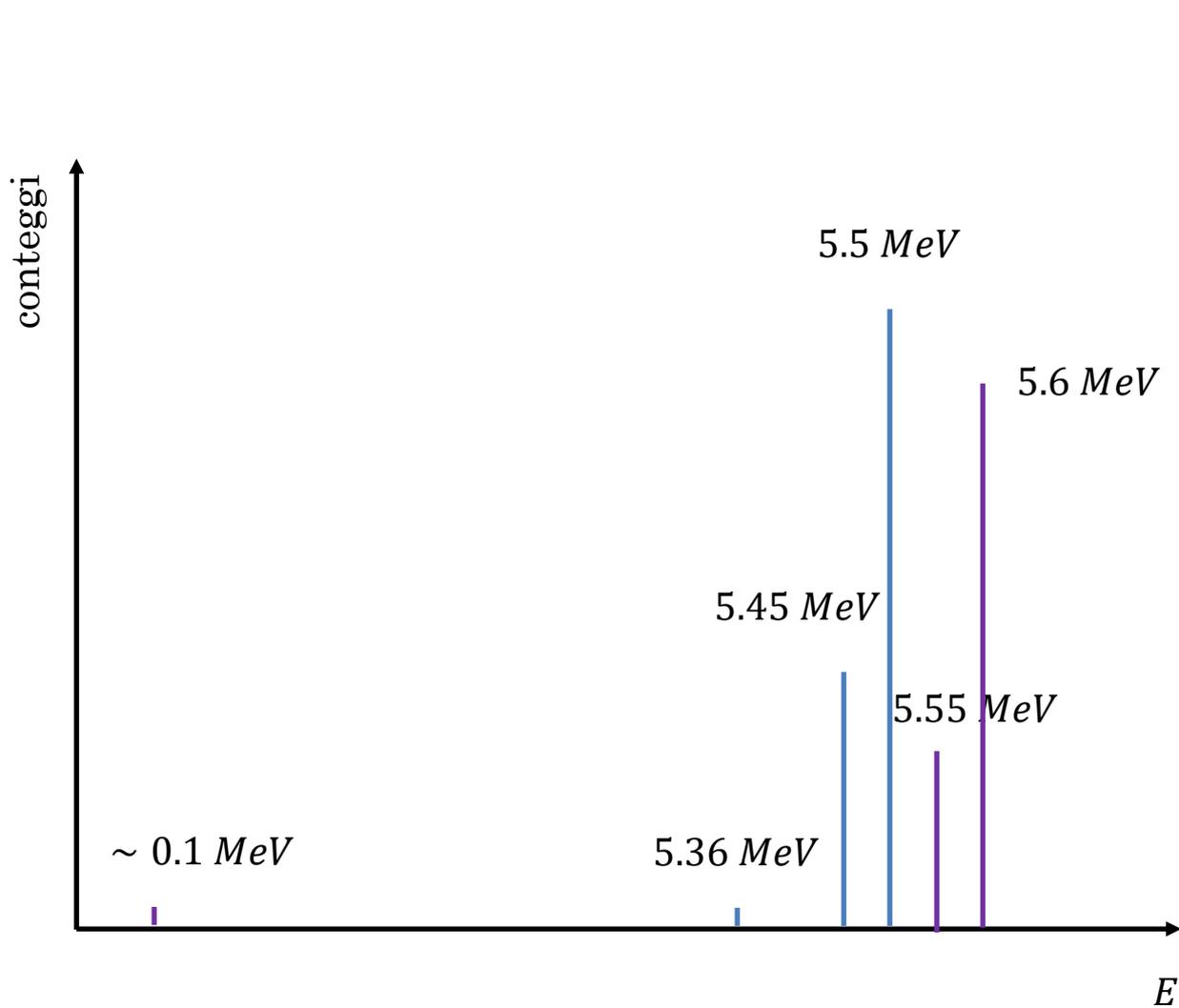
0.252 ns

Decadimenti α e spettro energetico



Nel caso di un rivelatore ideale, con risoluzione energetica infinita...

Decadimenti α e spettro energetico



Nel caso di un rivelatore ideale, con risoluzione energetica infinita...

Momento angolare e parità nei decadimenti α

Fino a questo momento abbiamo **trascurato il momento angolare della particella α** .

$$V \propto \frac{l(l+1)\hbar^2}{2m_\alpha r^2}$$

Termine che deve essere aggiunto all'eq. Schroedinger che aumenta il potenziale e agisce come barriera centrifuga

Se lo stato nucleare iniziale ha momento I_i e quello finale momento I_f , il **momento angolare** della particella α deve quindi essere compreso tra $I_i + I_f$ e $|I_i - I_f|$

Le particelle α sono tuttavia composte da **2 protoni e 2 neutroni accoppiati in modo da avere spin totale = 0**. Lo spin della particella α è quindi 0 e **il momento angolare totale è puramente orbitale** e lo possiamo indicare con l_α .

La variazione di parità associata all'emissione di una particella α è quindi $(-1)^{l_\alpha}$.

Regole di selezione: 

- **se stato iniziale e finale hanno la stessa parità allora $l_\alpha = \text{pari}$**
- **se stato iniziale e finale hanno parità differente allora $l_\alpha = \text{dispari}$**

 Ci dicono quali transizioni sono permesse e quali proibite per la conservazione della parità

Momento angolare e parità nei decadimenti α

Riassumendo, le regole di selezione richiedono la conservazione del momento angolare totale e della parità

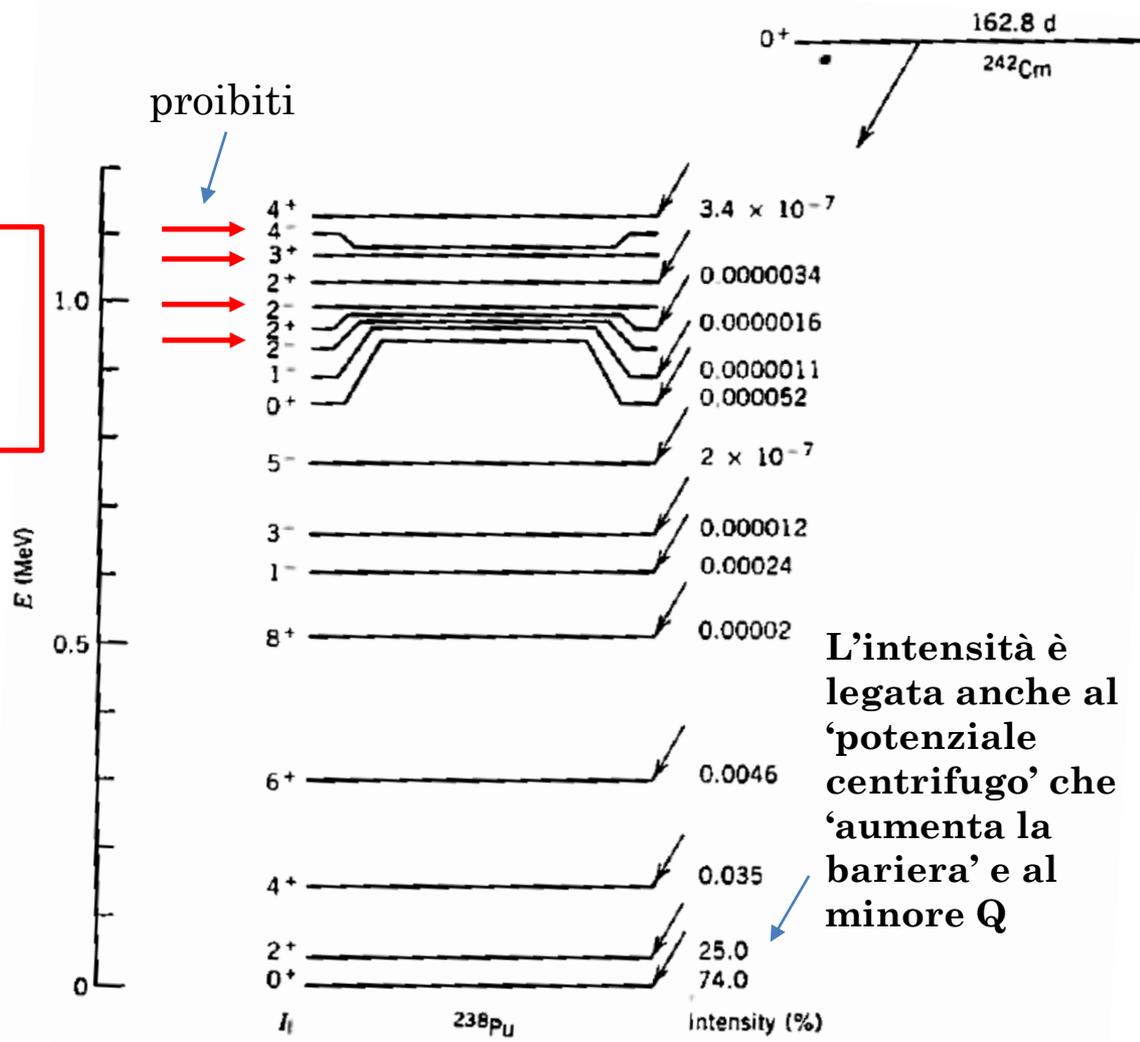


$$|I_i - I_f| \leq l_\alpha \leq |I_i + I_f|$$

spin $\alpha = 0 \longrightarrow \pi = (-1)^{l_\alpha}$

Alcuni esempi di decadimenti permessi/proibiti

- $0^+ \rightarrow 2^+$ permesso
- $0^+ \rightarrow 2^-$ proibito
- $0^+ \rightarrow 3^-$ permesso
- $0^+ \rightarrow 3^+$ proibito

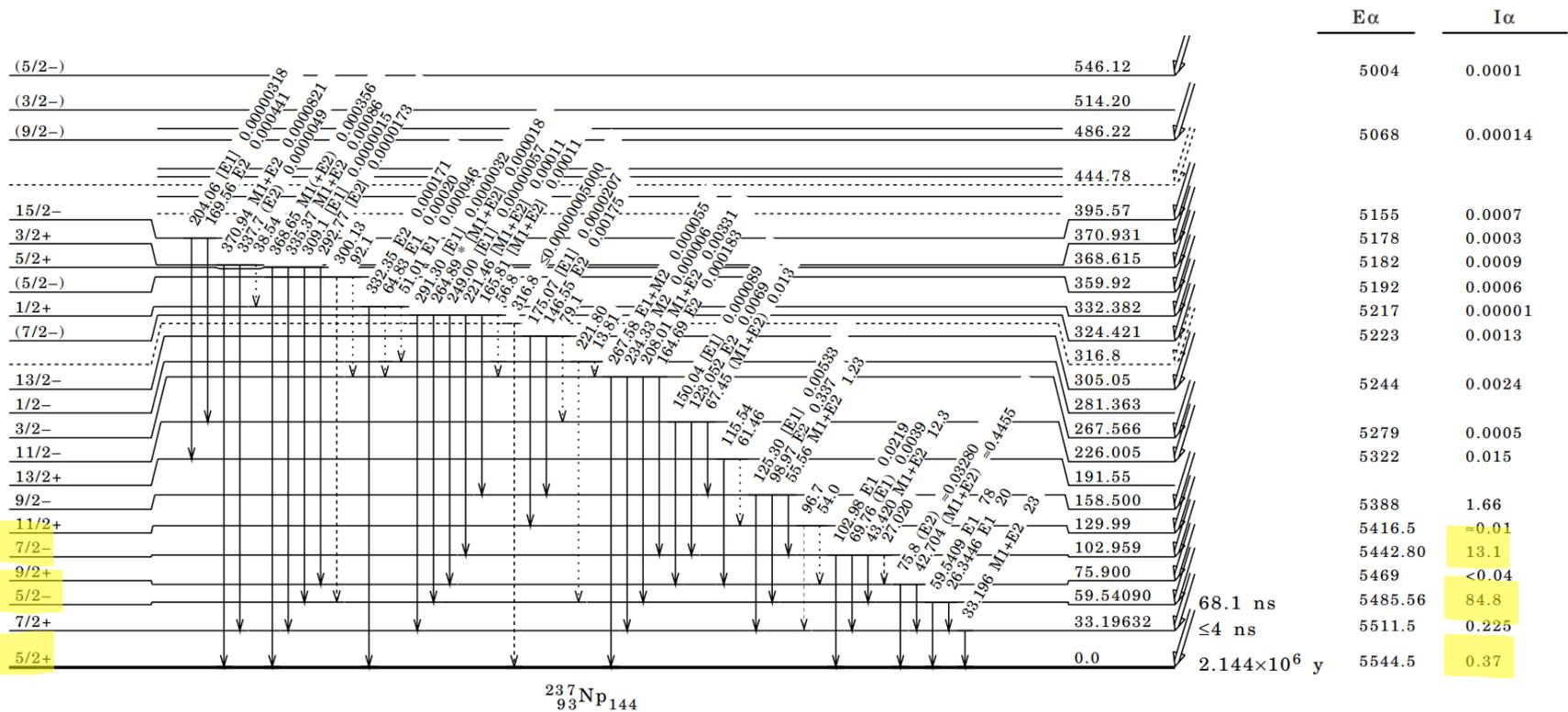
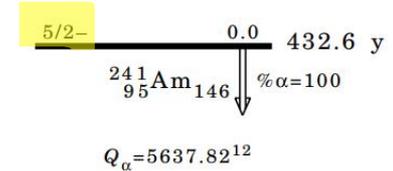


Momento angolare e parità nei decadimenti α

Z dispari, N pari

$$|I_i - I_f| \leq l_\alpha \leq |I_i + I_f|$$

$$\text{spin } \alpha = 0 \longrightarrow \pi = (-1)^{l_\alpha}$$

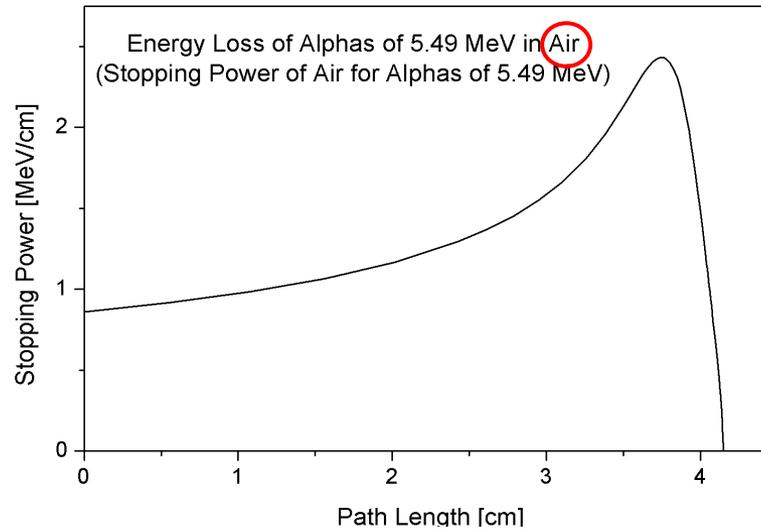
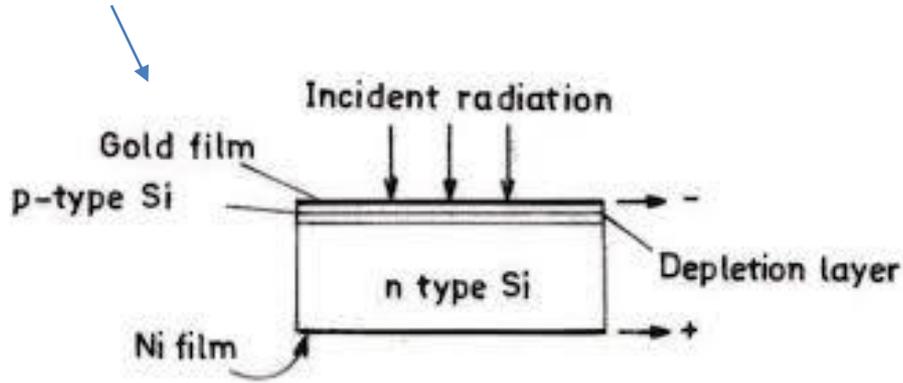


Spettroscopia α

Rivelatori α

- Rivelatore al Si a barriera superficiale

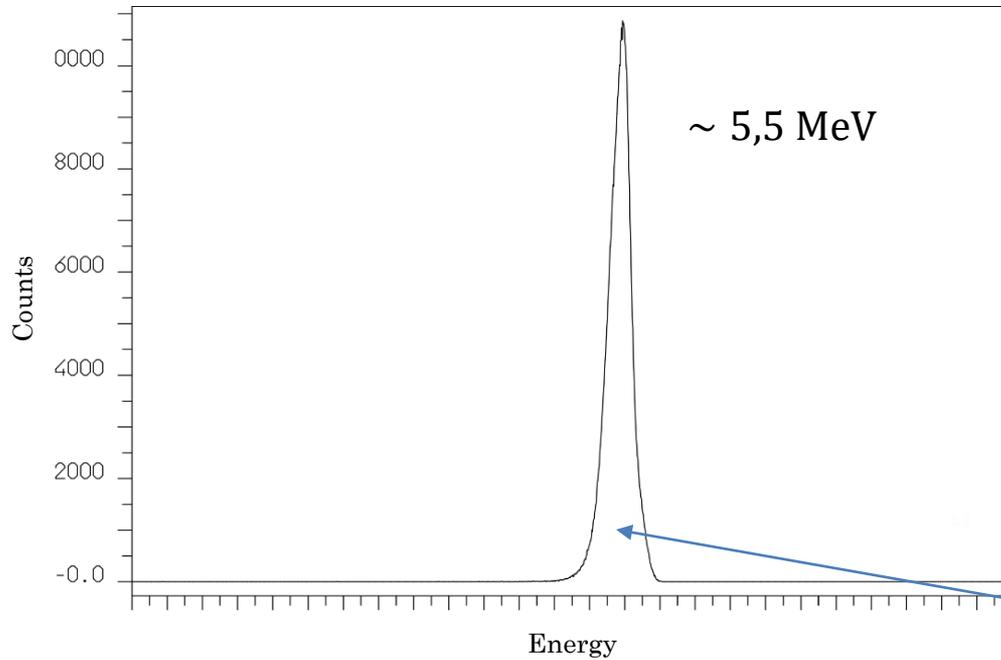
Dead layer $\sim 10\text{nm}$



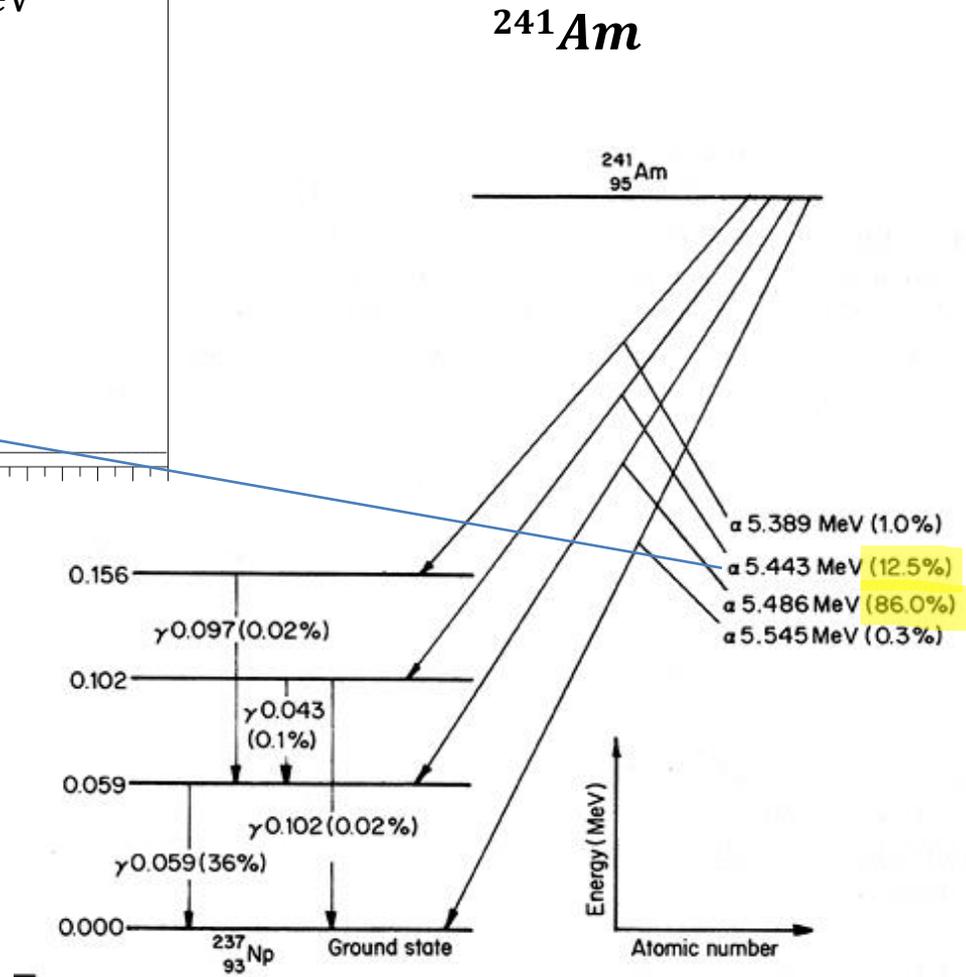
Spettroscopia α

Esempio di spettro α misurato con Si a barriera superficiale

Uno dei decadimenti piú semplici...



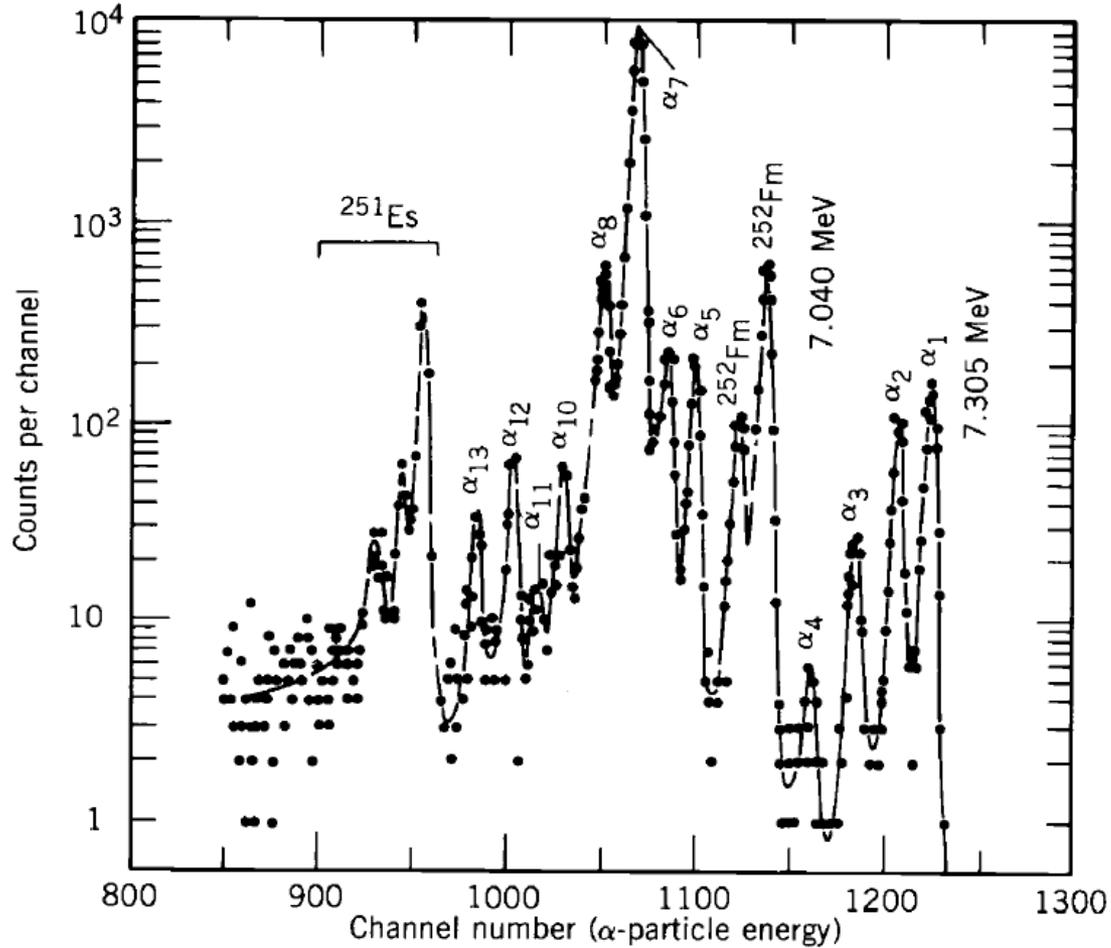
Misura effettuata con un rivelatore con risoluzione energetica finita...



Spettroscopia α

Spesso però la situazione è più complicata....

13 decadimenti α del Fermio (^{251}Fm)

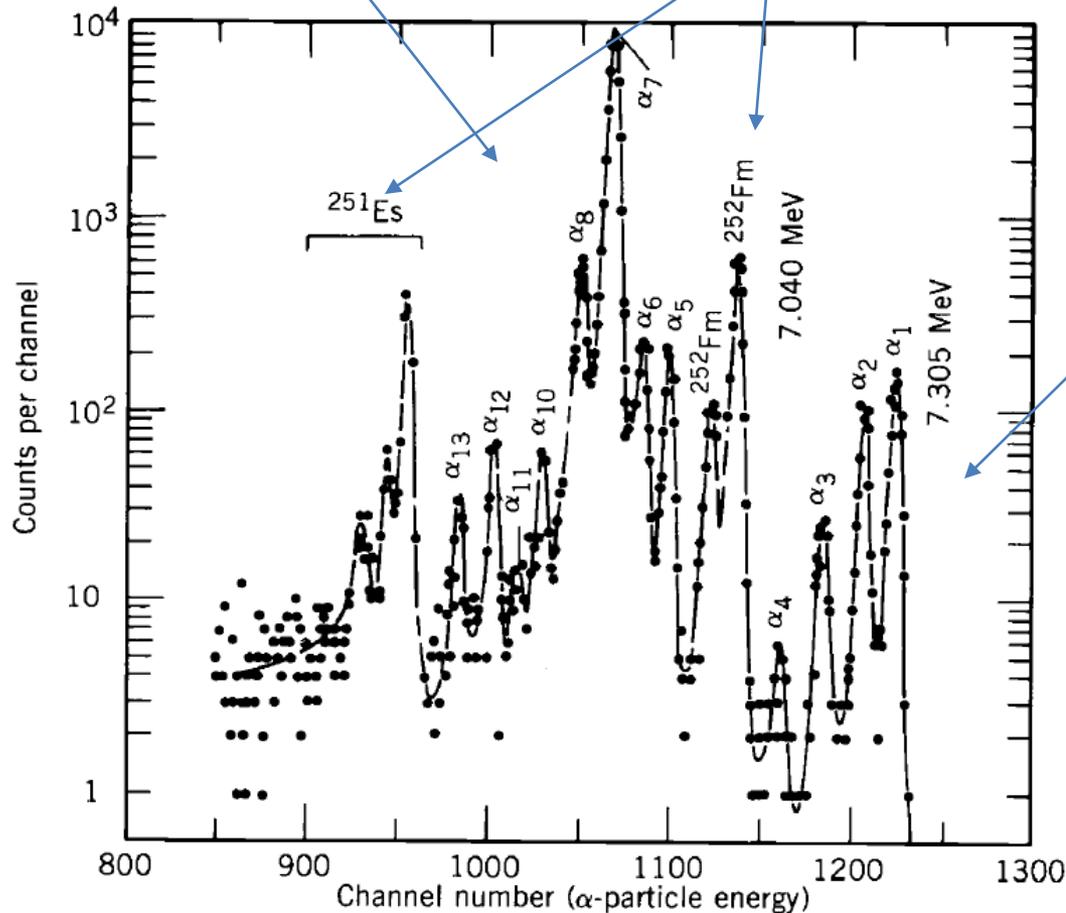


Spettroscopia α

Cosa possiamo imparare dei livelli energetici di un nucleo studiando i decadimenti α ?

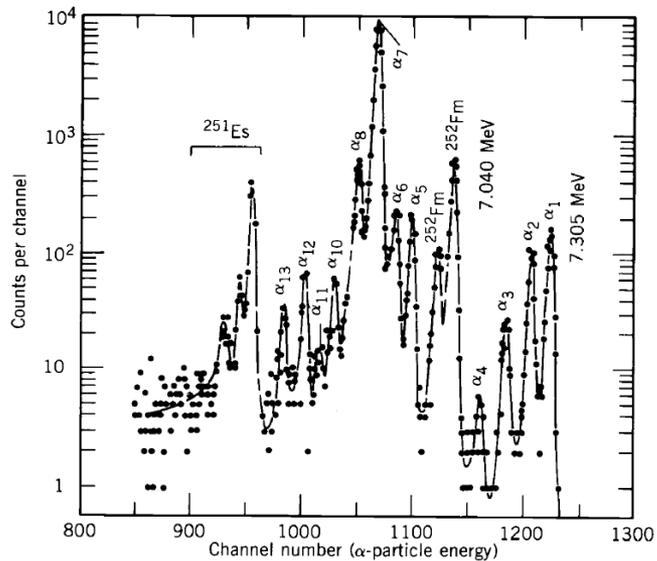
Ognuno dei 13 gruppi di decadimenti α rappresenta il decadimento su un diverso livello energetico del Californio (^{247}Cf)?

La presenza di picchi α dovuti ad altri isotopi (impurezze) permette di **calibrare** il rivelatore e quindi determinare le energie dei livelli del ^{247}Cf



L'intensità dei decadimenti è determinata dall'area dei picchi

Spettroscopia α



Sorgente esterna al rivelatore

Differenza tra le due energie di decadimento (7423-7368 keV)

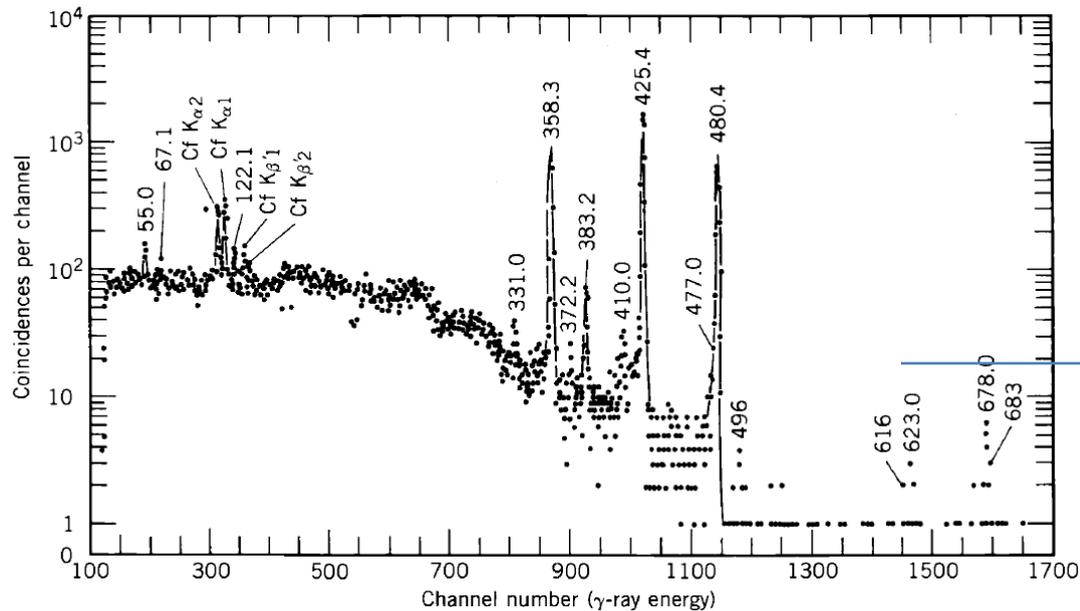
$$K_{\alpha} = Q \left(1 - \frac{4}{A} \right)$$

Errore relativo più piccolo per i picchi più intensi

α Group	α Energy (keV)	Decay Energy (keV)	Excited-State Energy (keV)	α Intensity (%)
α_1	7305 ± 3	7423	0	1.5 ± 0.1
α_2	7251 ± 3	7368	55	0.93 ± 0.08
α_3	7184 ± 3	7300	123	0.29 ± 0.03
α_4	7106 ± 5	7221	202	~ 0.05
α_5	6928 ± 2	7040	383	1.8 ± 0.1
α_6	6885 ± 2	6996	427	1.7 ± 0.1
α_7	6833 ± 2	6944	479	87.0 ± 0.9
α_8	6782 ± 2	6892	531	4.8 ± 0.2
α_9	6762 ± 3	6872	552	0.38 ± 0.06
α_{10}	6720 ± 3	6829	594	0.44 ± 0.04
α_{11}	6681 ± 4	6789	634	0.07 ± 0.03
α_{12}	6638 ± 3	6745	678	0.56 ± 0.06
α_{13}	6579 ± 3	6686	738	0.26 ± 0.04

Spettroscopia α

Gli stati eccitati del ^{247}Cf decadono velocemente ($< \mu\text{s}$) sullo stato fondamentale emettendo γ



Risulta molto utile conoscere anche le energie e le intensità dei picchi γ

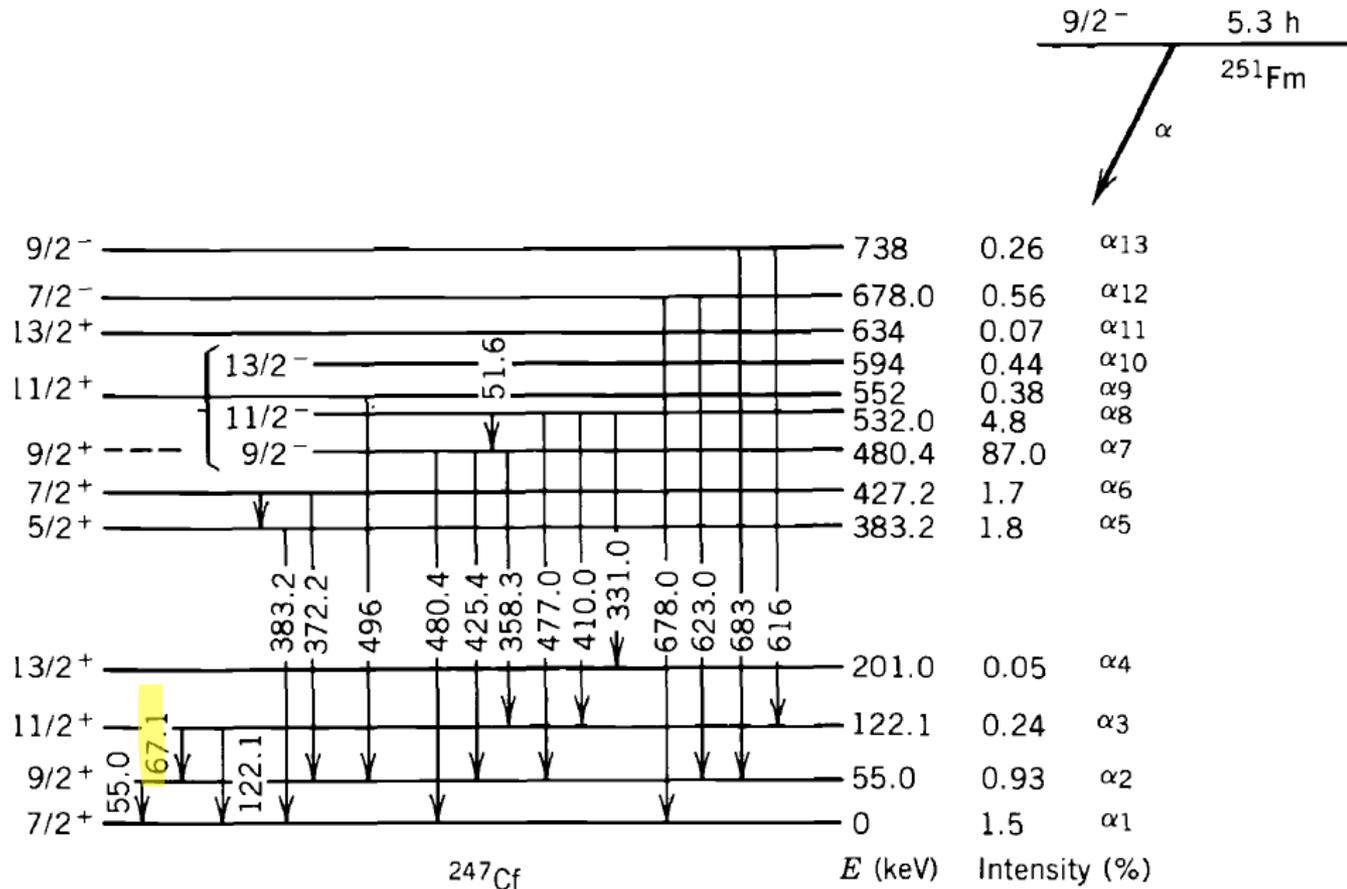
Spettro gamma in coincidenza con i decadimenti α nell'intervallo 6.0-7.7 MeV.

Transizione tra il primo e il secondo livello energetico (=122-55 keV) ←

Energy (keV)	Intensity (% of decays)	Energy (keV)	Intensity (% of decays)
55.0 ± 0.2	0.58 ± 0.08	425.4 ± 0.1	51 ± 4
67.1 ± 0.2	0.28 ± 0.05	477.0 ± 0.3	0.54 ± 0.08
122.1 ± 0.2	0.28 ± 0.05	480.4 ± 0.1	21 ± 2
331.0 ± 0.3	0.35 ± 0.07	496 ± 1	~ 0.08
358.3 ± 0.1	17 ± 1.5	616 ± 1	~ 0.05
372.2 ± 0.4	0.25 ± 0.05	623.0 ± 0.8	0.07 ± 0.02
382.2 ± 0.3	1.2 ± 0.13	678.0 ± 0.8	0.26 ± 0.06
410.0 ± 0.3	0.50 ± 0.07	683 ± 1	~ 0.04

Spettroscopia α

Lo studio dei decadimenti α e γ permette di determinare lo schema di decadimento del ^{251}Fm e i livelli energetici del ^{247}Cf



Informazioni su spin e parità dallo studio dei decadimenti γ

Spettroscopia α - Catene

Inoltre spesso..... spettro di catene

