



Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino

Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO: 1050

DATA: 23/07/2014

A P P U N T I

STUDENTE: Chen Suan

MATERIA: Fisica Nucleare

Prof. Lavagno

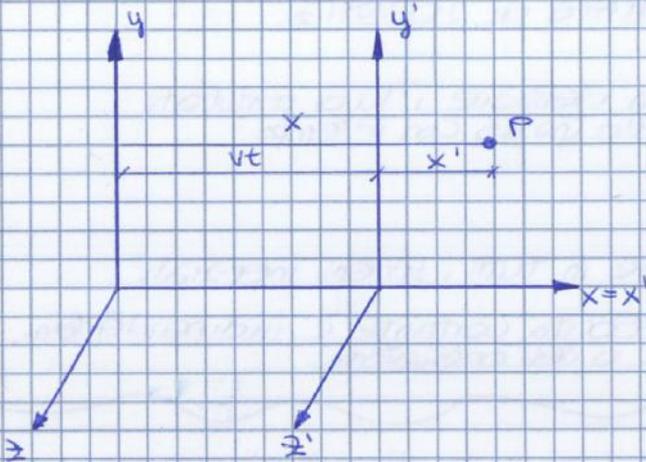
Il presente lavoro nasce dall'impegno dell'autore ed è distribuito in accordo con il Centro Appunti.

Tutti i diritti sono riservati. È vietata qualsiasi riproduzione, copia totale o parziale, dei contenuti inseriti nel presente volume, ivi inclusa la memorizzazione, rielaborazione, diffusione o distribuzione dei contenuti stessi mediante qualunque supporto magnetico o cartaceo, piattaforma tecnologica o rete telematica, senza previa autorizzazione scritta dell'autore.

**ATTENZIONE: QUESTI APPUNTI SONO FATTI DA STUDENTIE NON SONO STATI VISIONATI DAL DOCENTE.
IL NOME DEL PROFESSORE, SERVE SOLO PER IDENTIFICARE IL CORSO.**

RELATIVITÀ RISTRETTA

La teoria della relatività ristretta è una riformulazione delle equazioni della meccanica classica, attraverso le trasformate di Lorentz.
 In esse sono sciolte le relazioni tra spazio e tempo, effettuate da due osservatori fra di loro inerziali.



$$t=0 \quad (x, y, z) = (x', y', z')$$

(al tempo iniziale, i due sistemi coincidono)

$$t \neq 0 \quad (x, y, z) \neq (x', y', z')$$

Le espressioni sotto sono quelle della meccanica classica e mi servono per dimostrare i sistemi inerziali.

Sistema inerziale \Rightarrow i corpi non accelerano. (1° PRINCIPIO della DINAMICA)

Scrivo le espressioni rispetto all'operatore "suffi" tempo di am x', y', z'

TRASFORMATE DI GALILEO

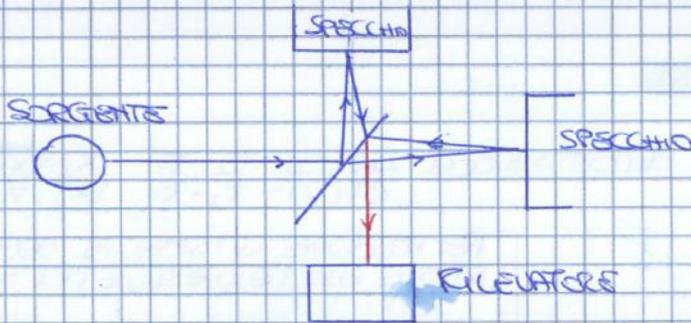
$$\begin{cases} x' = x - vt \\ y' = y \\ z' = z \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} v'_x = v_x - v \\ v'_y = v_y \\ v'_z = v_z \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} dx' = dx \\ dy' = dy \\ dz' = dz \end{cases}$$

Dimostrato sistema inerziale. Come si può vedere il vettore accelerazione è coincidente per entrambi i sistemi, quindi non ha accelerazione.

$$\vec{F} = m\vec{a} \quad (\text{questa espressione non è rel. sistemi inerziali})$$

(1° della relatività ristretta)

Tale teoria viene introdotta a seguito dell'esperimento di MICHELSON - MORLEY che aveva mostrato che "la velocità della luce era la stessa per qualunque osservatore".
 Furono i primi ad affermare la non presenza di un mezzo privilegiato (etere) come si era supposto fino ad allora.



La sorgente emette un raggio luminoso che si riflette su due specchi perpendicolari, i quali a loro volta, riflettono il raggio e lo ricombinano in un fascio che viene "catturato" contro un rivelatore.

Se ci fosse stato un elemento "preferito" (etere) allora si sarebbero formate delle interferenze a causa dell'interazione con esso. Non successe nulla.

MODELLO di BOHR:

Bohr, con il suo modello atomico, spiega gli spettri di emissione ed assorbimento. Esso si basa su tre punti salienti:

- ① Una carica che fa moto circolare, è soggetta ad un'accelerazione per elettromagnetismo, e l'accelerazione fa indurre di energia.
- ② $mevr = n\hbar$ (la traiettoria circolare è un multiplo di \hbar)
- ③ $|E_i - E_f| = \hbar\nu$ (la differenza di energia tra due livelli energetici è multiplo di \hbar)

VERIFICA:

$$\textcircled{1} E = K + U \quad K = \frac{1}{2}mv^2 \quad U = -ke\frac{e^2}{r}$$

$$\begin{cases} E = \frac{1}{2}mv^2 - ke\frac{e^2}{r} \\ ke\frac{e^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} |E| = \frac{1}{2}m\frac{ke\frac{e^2}{r}}{me} - ke\frac{e^2}{r} = -\frac{1}{2}ke\frac{e^2}{r} \\ v^2 = \frac{ke\frac{e^2}{r}}{m} \end{cases}$$

Forza
Forza
VERIFICATO
CALCOLATA
CENTRIFUGA
ASSORTA di ENERGIA

TOTALE

$$\textcircled{2} mevr = n\hbar \Rightarrow v = \frac{n\hbar}{me r}$$

$$E_K = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m\left(\frac{n\hbar}{me r}\right)^2 = \frac{1}{2}\frac{n^2\hbar^2}{me r^2}$$

$$\text{però: } E_U = -\frac{1}{2}ke\frac{e^2}{r}$$

$$\frac{1}{2}ke\frac{e^2}{r} = \frac{1}{2}\frac{n^2\hbar^2}{me r^2} \Rightarrow r_n = \frac{\hbar^2}{ke\frac{e^2}{me}} n^2 \Rightarrow r_n = a_0 n^2$$

$a_0 = 0.53 \text{ nm}$

$$E_n = \left(-\frac{1}{2}ke\frac{e^2}{r}\right) \cdot \frac{n^2}{n^2} \Rightarrow \left(-\frac{1}{2}ke\frac{e^2}{a_0}\right) \cdot \frac{1}{n^2} = -13.6 \text{ eV} \cdot \frac{1}{n^2}$$

(QUANTIZZAZIONE DELL'ENERGIA DEI VARI LIVELLI ENERGETICI)

$$\textcircled{3} \frac{E_i - E_f}{\hbar} = \nu \quad \nu c = c\nu \Rightarrow \nu = \frac{c}{\lambda}$$

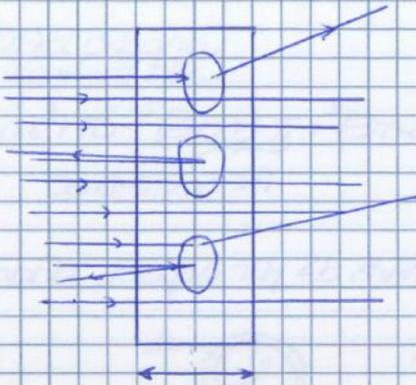
$$\Rightarrow \frac{1}{\lambda} \cdot c = \left(\frac{ke\frac{e^2}{2a_0} \cdot \frac{1}{n_f^2} - ke\frac{e^2}{2a_0} \cdot \frac{1}{n_i^2}}{\hbar}\right) \cdot \frac{1}{\lambda} \Rightarrow \left(\frac{ke\frac{e^2}{2a_0\hbar c}\right) \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2}\right)$$

$R_H = \text{CONSTANTE di RYDBERG}$

Bohr, attraverso il suo modello, verifica anche lo spettro di assorbimento e di emissione e fa formula di RYDBERG che era stata posta solo a livello sperimentale.

SEZIONE D'URTO

La sezione d'urto è una grandezza che permette di esprimere la probabilità dell'interazione tra due particelle. In parole vere e proprie, considera come l'area misurata intorno alla particella bersaglio all'interno del quale, la presenza di un'altra particella genera fenomeni di interazione tra le due particelle.



Conoscere la sua misura mi permette di avere in forma schematica le reazioni tra reattori. Per conoscere il suo valore, il numero di particelle che vengono riflesse, cioè che passano oltre la particella bersaglio.

L'unità di misura più usata è il barn = 10^{-28} m^2

La sezione d'urto è definita come:

$$\sigma = \frac{N \cdot M_a}{I(\text{part}) \cdot N_a} \quad \text{oppure} \quad \sigma = \frac{N}{I(\text{part})}$$

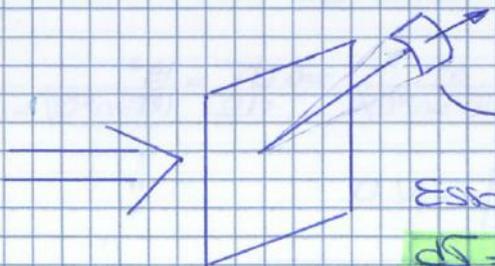
dove $n_g = \frac{\rho \cdot N_a}{M_a}$

date: I = corrente;
 n_g = densità di particelle bersaglio;
 d = spessore della bersaglio;
 M_a = massa atomica
 N_a = n° Avogadro,
 ρ = densità.

Però è anche definita come sezione d'urto totale perché è l'integrale delle sezioni d'urto differenziali.

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

La sezione d'urto differenziale rappresenta il n° di particelle che vengono deviate per un dato angolo Ω .



Particelle deviate per un certo angolo Ω

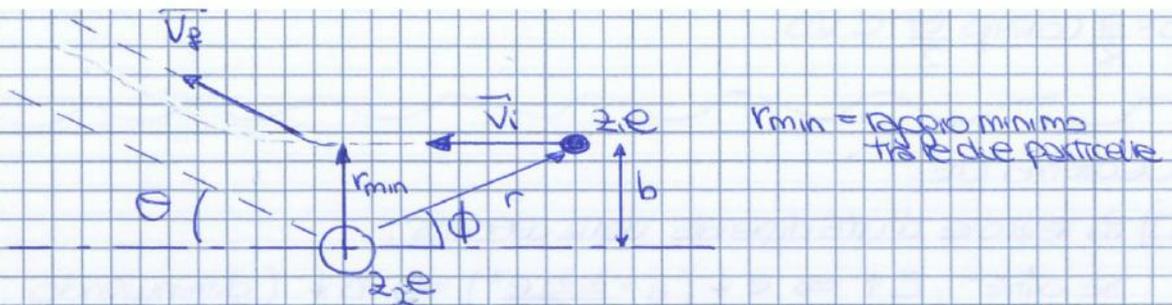
Esso è definito come:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E} \right)^2 \frac{1}{(\sin^2(\theta/2))^4}$$

Tale sezione d'urto tiene in considerazione anche dell'effetto Coulombiano.

definita anche come sezione d'urto differenziale di Rutherford perché fu lui a definirla durante il noto esperimento della particella α contro la lamina d'oro (esperimento di Rutherford)

PROCEDIMENTI per ricavare la sezione d'urto differenziale:



$\vec{F} = m\vec{a}$ (INTERAZIONE COULOMBIANA)

F però è una forza elettrostatica $= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{z_1 z_2 e^2 \vec{u}_r}{r^2}$

$\vec{L} = \text{momento angolare} = \vec{r} \times \vec{p} = \text{CONSTANTE}$ (perché moto piano)
 $\vec{L} = m\vec{v}b = mr^2 \frac{d\phi}{dt} = I\omega$ (perché rotazione)
 $v = r\omega = r \frac{d\phi}{dt}$

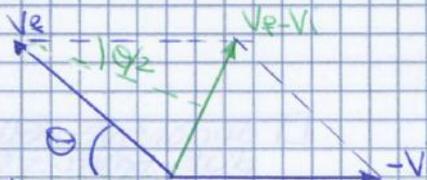
$m \frac{dv}{dt} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{z_1 z_2 e^2 \vec{u}_r}{r^2} \frac{d\phi}{d\phi} \Rightarrow m dv = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{z_1 z_2 e^2}{r^2} \frac{dr}{dt} d\phi$

$\Rightarrow \int_{v_i}^{v_f} dV = \int_{\phi_1}^{\phi_2} k_e \frac{z_1 z_2 e^2}{r^2} \frac{dr}{dt} d\phi = 0$

$\Rightarrow V = k_e \frac{z_1 z_2 e^2}{r} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \frac{dr}{dt} d\phi$

1) Studio 1° MEMBRANO dell'ipergeometria:

$\int_{v_i}^{v_f} dV = V_f - V_i$ Parco diagramma delle velocità.



Sommato le direzioni dei due vettori vettori.

dato che la particella è la stessa, $E_{in} = E_{out}$ e che $v_f = v_i$

$v_f = v_i = 2V \sin \frac{\theta}{2} \vec{u}_r$

(questo risultato lo ottengo guardando il diagramma delle velocità)

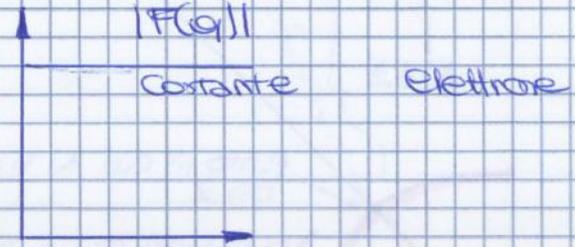
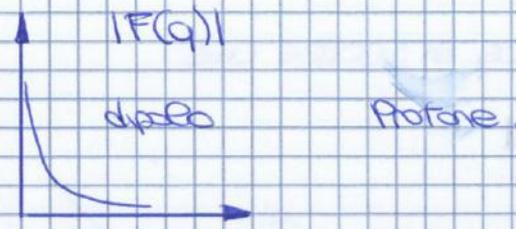
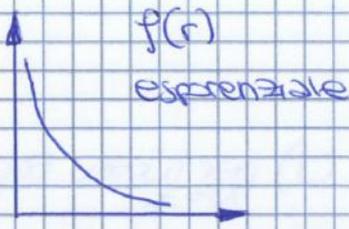
2) Studio 2° MEMBRANO dell'ipergeometria:

$\int_0^{\pi-\theta} \vec{u}_r(\phi) d\phi = \int_0^{\pi-\theta} (\cos\phi \vec{i} + \sin\phi \vec{j}) d\phi = \sin\phi \Big|_0^{\pi-\theta} \vec{i} - \cos\phi \Big|_0^{\pi-\theta} \vec{j} =$
 $= +\sin\theta \vec{i} + (\cos\theta - 1)\vec{j} =$
 $\left[\sin\theta = 2 \frac{\sin\theta}{2} \cos\frac{\theta}{2}; \cos\theta = 2 \cos^2\frac{\theta}{2} - 1 \right] \text{Portaferei!}$
 $= 2 \frac{\sin\theta}{2} \cos\frac{\theta}{2} + 2 \cos^2\frac{\theta}{2} = \cos\frac{\theta}{2} \left(\sin\frac{\theta}{2} \vec{i} + \cos\frac{\theta}{2} \vec{j} \right)$
 \vec{u}_r

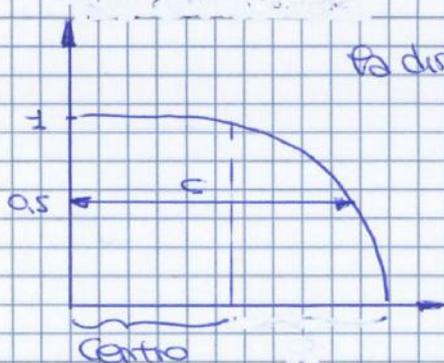
3) 1° MEMBRANO + 2° MEMBRANO:

$2V \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{\cos\theta}{2} k_e \frac{z_1 z_2 e^2}{mvb} \Rightarrow b = k_e \frac{z_1 z_2 e^2}{mv^2} \frac{\cos\theta/2}{\sin\theta/2} \Rightarrow$

1) Vedremo che avremo fattori di correzione diversi in base al tipo di distribuzione di densità delle cariche e al tipo di carica o di atomo.



La distribuzione delle cariche all'interno del nucleo, segue la DISTRIBUZIONE DI FERMI



La distribuzione di Fermi prevede che:

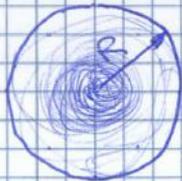
si abbia distribuzione massima (percentuale 100%) al centro del nucleo e distribuzione decrescente quando ci allontaniamo da esso.

C = distanza a percentuale 50% della distribuzione, per definizione tale distanza rappresenta la distanza del nucleo.

conoscendo questo parametro posso definire

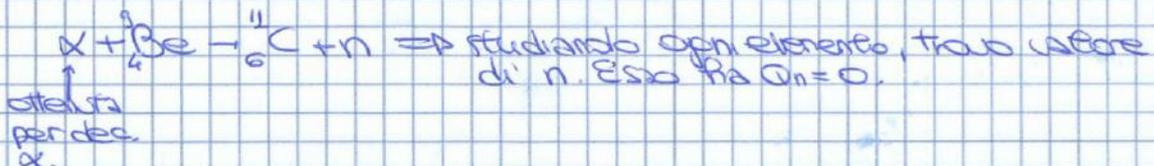
$$R \approx r_0 A^{1/3} \text{ dove } r_0 = 1,2 \text{ fm} \quad (R = \text{raggio del nucleo})$$

Il raggio è proporzionale alla massa nucleare elevata ad $1/3$. $\Rightarrow R \propto M^{1/3}$



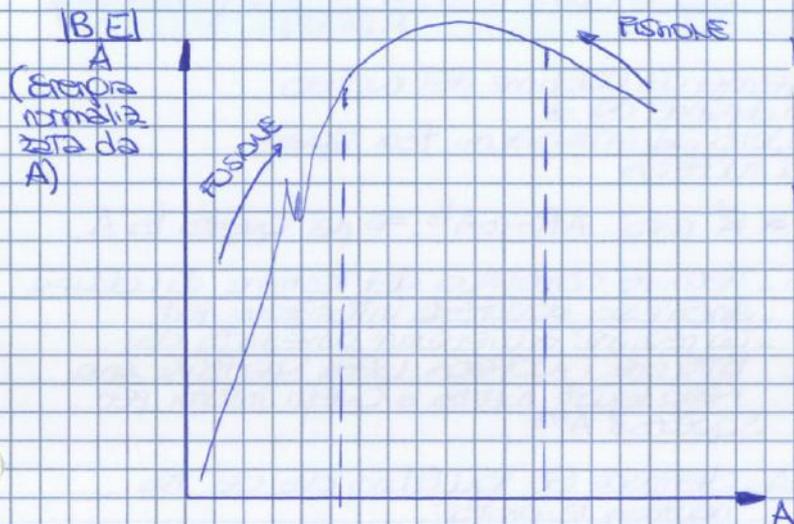
Si pensava che la carica del nucleo fosse solo $Q_n = Ze$, ma si definisce sperimentalmente che $Q_n = Ae$ dove $A \approx 2Z$ (per nuclei leggeri). Quindi oltre ai protoni, dentro il nucleo, ci sono anche altre cariche neutre: neutroni. Gli elettroni non possono sussistere dentro il nucleo perché $[K_e \approx 20 = 200 \text{ MeV}]$ e $\lambda \approx 1 = 10^{-10} \text{ m}$.

Si scopre il neutrone nel 1932 (CHADWICK)



ENERGIA DI LEGAME

L'energia di legame è l'energia necessaria per scomporre un oggetto nelle sue parti.
 Un sistema legato ha un'energia potenziale inferiore a quella delle parti che lo compongono: per questo motivo viene detta energia di legame alta.



- Gli elementi più leggeri tendono a fondersi per arrivare ad una configurazione più conveniente.
- Gli elementi più pesanti tendono a fissionarsi per arrivare ad una configurazione più conveniente.
- Zona centrale = zona stabile in cui si ha massima energia di legame e quindi la configurazione + conveniente.

$$B.E = [M_N(A, Z) - (Z M_p + (A - Z) M_n)] c^2 < 0 \quad (\text{per nuclei stabili, energia minore di zero})$$

massa del nucleo
massa proton
massa neutron

Per atomo, l'energia di legame è l'energia di ionizzazione necessaria per allontanare un elettrone dal nucleo.

Per nuclei, l'energia di legame è l'energia necessaria per scomporre il nucleo in protoni e neutroni.

es



EQUAZIONE DELL'ENERGIA

$$\vec{E}_n + \vec{E}_u = \vec{E}_x + \vec{E}_{sr} + \vec{E}_{2n}$$

$$\cancel{K_n} + M_n c^2 + M_u c^2 = M_x c^2 + K_x + M_{sr} c^2 + K_{sr} + 2M_n c^2 + 2K_n$$

(trascurabili)

$$Q = (M_u - M_x - M_{sr} - M_n) c^2 \equiv K_x + K_{sr} + 2K_n > 0 \quad (\text{perché avviene la reazione, } Q > 0)$$

CON L'ENERGIA DI LEGAME TROVO L'ESPRESSIONE DELLE MASSE

$$B.E(U) - B.E(Xe) - B.E(Sr) =$$

$$[M_N(U) - 92M_p - 143M_n]c^2 - [M_N(Xe) - 54M_p - 86M_n]c^2 - [M_N(Sr) - 38M_p - 56M_n]c^2 = [M_N(U) - M_N(Xe) - M_N(Sr)]c^2 \equiv Q \quad \text{C.V.D.}$$

$$= \frac{Q^{1/3}}{4\pi\epsilon_0 R} \int_0^Q q dq = \frac{3Q^{1/3}}{54\pi\epsilon_0 R} \left[\frac{3}{2} q^{5/2} \right]_0^Q = \frac{3}{5} \frac{Q^2}{4\pi\epsilon_0 R} \quad \text{2 cor}$$

METTENDO:

$$Q = Ze; R = r_0 A^{1/3}$$

$$U = \frac{3}{5} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0} \left(\frac{Z^2}{A^{1/3}} \right); \quad b_{\text{cor}} = \frac{3}{5} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0} \frac{RC}{RC} = \text{diff. Mel}$$

Scavo l'energia di legame in funzione delle masse:

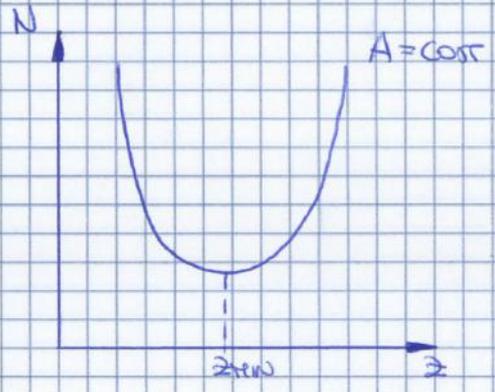
$$M(A, Z) = Z(M_p) + (A-Z)M_n - \Delta A + a_{\text{sp}} A^{2/3} + (N-Z)^2 \frac{a_{\text{sm}}}{A} + 2a_{\text{cor}} \frac{Z^2}{A^{1/3}}$$

1) Scriva questa formula in modo esplicito:

Fissato A, qual'è il valore di Z minimo tale da avere la minima energia dell'atomo?

Quindi:

$$\frac{\partial M(A, Z)}{\partial Z} \Big|_{A=\text{cost}} = 0$$



TROVO Z_{MIN}:

Facio la derivata rispetto a Z dell'espressione sopra.

$$0 = M_p - M_n + \frac{2Z a_{\text{sm}}}{A} - \frac{2N a_{\text{sm}}}{A} + a_{\text{cor}} \frac{2Z}{A^{1/3}} \quad Z = Z_{\text{min}}$$

$$M_n - M_p + \frac{2N a_{\text{sm}}}{A} = \left(\frac{2Z a_{\text{sm}}}{A} + \frac{2a_{\text{cor}}}{A^{1/3}} \right) Z_{\text{min}}$$

$$\Rightarrow Z_{\text{min}} = \frac{M_n - M_p + \frac{2N a_{\text{sm}}}{A}}{\frac{2Z a_{\text{sm}}}{A} + \frac{2a_{\text{cor}}}{A^{1/3}}} = \frac{2N a_{\text{sm}}}{\frac{2Z a_{\text{sm}}}{A} + \frac{2a_{\text{cor}}}{A^{1/3}}} = \frac{A}{2} \left[\frac{1}{1 + \frac{a_{\text{cor}} A^{2/3}}{Z a_{\text{sm}}}} \right]$$

$$Z_{\text{min}} \approx \frac{A}{2} \zeta \quad \left\{ \begin{array}{l} A \approx Z_{\text{min}} \quad \text{se } (\zeta < 1) \\ A > Z_{\text{min}} \quad \text{se } (\zeta > 1) \end{array} \right. \quad \text{NON TRASCURABILE}$$

Questo procedimento qui mi permette di definire la Z che mi dà energia massima, fissato A.
 Vedremo che esso dipende dal valore di ζ .
 Se esso è trascurabile, ecco $Z_{\text{min}} \approx A/2$, diversamente $A/2$ sarà maggiore di Z_{min} .

DECADIMENTI

SPONTANEA' di UNA REAZIONE $\left\{ \begin{array}{l} Q > 0 \text{ SPONTANEA (EOSTERICA)} \\ Q < 0 \text{ NON SPONTANEA (ENDOTERICA)} \end{array} \right.$

3 TIPI di DECADIMENTI $\Rightarrow \begin{cases} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{cases}$ $\alpha = \frac{1}{2} \text{He}$ (LA PARTICELLA α CORRISPONDE CON L'ISOTOPO di He-4)

"LEGGI" dei decadimenti: Formule valide per ogni decadimento (Per il decadimento perché l'elemento che decade decade in un altro elemento che ha energia di legame maggiore - più stabile)

$\lambda N(t) = -\frac{dN}{dt}$ **IMPORTANTE!** QUESTA FORMULA MI DEFINISCE IL N° DI PARTICELLE CHE DECADONO NEL TEMPO (La velocità di decadimento dipende dalla concentrazione di particelle che decadono: più decadono e più è veloce)

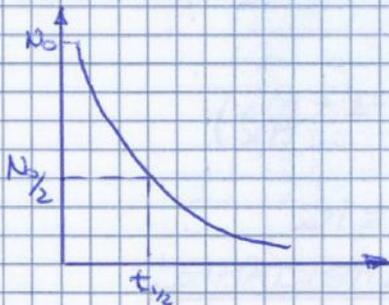
$N = N_0 e^{-\lambda t}$
CHE DECADONO SU UNO DI TEMPO

Se $t_0 = 0$ $N(t=0) = N_0$ (cioè, se conosco le concentrazioni iniziali al tempo t_0)

$\int dN = -\int \lambda dt$ $\lambda = \text{costante del decadimento RADIODATTIVO}$

$\int_0^t \lambda dt = -\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} \Rightarrow \boxed{N(t) = N_0 e^{-\lambda t}}$

TEMPO di DIMEZZAMENTO: Tempo necessario per dimezzare (il n° di decadimenti)



$\boxed{T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}}$

$\tau = \frac{1}{\lambda}$ (VITA MEDIA del DECADIMENTO RADIODATTIVO)

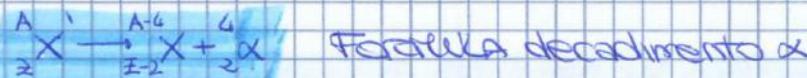
$\lambda(t) = \lambda N(t) = -\frac{dN}{dt}$

Attività!

Si misura in Becquerel (Bq) = $\frac{\text{decadim}}{\text{Sec}}$

Per definire l'attività del radio, uso il curie (Ci) [$1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \frac{\text{dec}}{\text{s}}$]

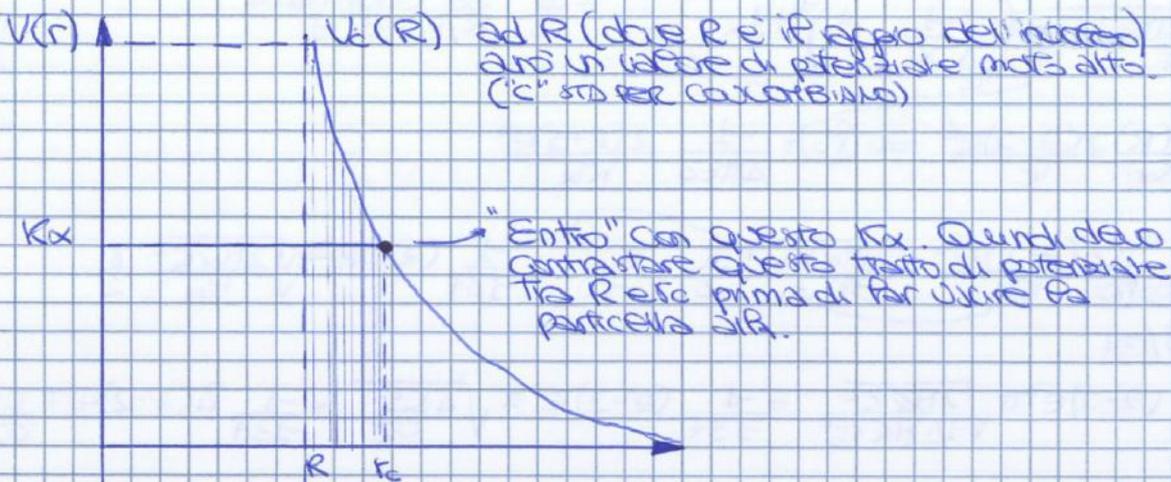
DECADIMENTO α : (CONIUGHE NUCLEI PESANTI)



ESPRESSIONI dell'ENERGIA:

$M_X' c^2 = M_X c^2 + M_\alpha c^2 + K_X + K_\alpha$

$M_X' c^2 - M_X c^2 - M_\alpha c^2 = K_X + K_\alpha > 0$ (E' PIU' GIUORE di ZERO PERCHÉ REAZIONE SPONTANEA)



$-V_0$ Potenziale repulso e rettilineo nel nucleo.

$$V_c = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2(z-2)e^2}{R} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2(z-2)e^2}{r_0 A^{1/3}}$$

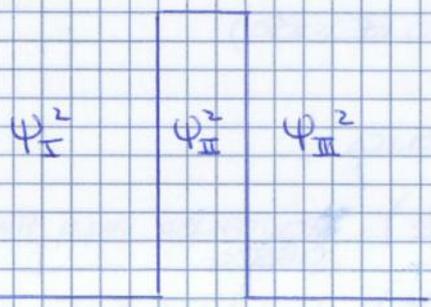
$R = r_0 A^{1/3}$ $r_0 = 1.3 \text{ fm}$ $E_\alpha = 216 \text{ MeV}$
 $A = \sqrt[3]{216} = 6$

$V_c = 40 \text{ MeV} \gg K_\alpha$

Calcolato il potenziale al bordo del nucleo, vediamo che l'energia cinetica della particella α non basta per "uscire".

Per la meccanica classica, la particella non uscirebbe mai dal nucleo. Per la meccanica quantistica esso non è vero. Si vede, infatti, che, con l'EFFETTO TUNNEL, la particella esce.

$T =$ PROBABILITÀ di ATTRAVERSAMENTO
 (COSÌ IL TR. di HEISENBERG, LOI, LOJ POSSONO USCIRE LA PARTICELLA DENTRO LA BARRIERA MA LO PRIMA O DOPO)



$T = \frac{\psi_{III}^2}{\psi_I^2}$ $\psi =$ PROBABILITÀ

$T = e^{-2G}$

$G = \int_R^{r_c} \sqrt{2M_\alpha (V_c(r) - K_\alpha)} dr$

Questa formula si trova dividendo l'area del grafico sopra in tanti rettangoli piccoli. La somma di tanti elementi piccoli = \int .

$G = \sqrt{2M_\alpha K_\alpha} \int_R^{r_c} \sqrt{\frac{V_c(r)}{K_\alpha} - 1} dr$

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

Dato che siamo nel punto in cui $V_c(r) = K_\alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2(z-2)e^2}{r_c} \Rightarrow$ Sgoppo le due espressioni

$\frac{V_c(r)}{K_\alpha} = \frac{r_c}{r} \rightarrow \frac{1}{x} \quad dr = r_c dx$
 (EFFETTO CAMBIO DI VARIABILE)

CONCETTI:

$$Q = K_p + K_e + K_{v_e} \Rightarrow K_{\max} \text{ QUANDO } K_{v_e} = 0 \Rightarrow K_{\max} = Q (K_{v_e} = 0)$$

trascurabile

(Po energia cinetica massima quando $K_{v_e} = 0$)
Questo "elemento" non dà contributo in termini di massa $\Rightarrow m_{v_e} \approx 0$

ORA SPIEGATO PERCHÉ ABBIAMO LE TELLE REAZIONI.

CALCOLO DELLE Q DEI VARI DECADIMENTI β :

$$Q(\beta^-) = (M_A(A, X) - \cancel{2me} [M_A(A, X) - (Z+1)me] - me) c^2$$

(Scala massa atomica + massa dell'elettone di ogni componente)

$$[Q(\beta^-) = (M_A(A, X) - M_A(A, X)) c^2] \leftarrow \text{TROVATI I Q DELLA REAZIONE}$$

$$Q(\beta^+) = \text{PROCEDIMENTO SIMILE: } [(M_A(A, Y) - M_A(A, Y) - 2me) c^2 = Q(\beta^+)]$$

TROVARE IL NUCLEO + STABILE, FISSATO A:

Partendo dalla formula semi-empirica delle masse:

$$M_A(A, Z) - Z m_p - (A-Z) m_n = -a_{\text{coul}} Z^2/A + a_{\text{sp}} A^{2/3} + a_{\text{sim}} (A-2Z)^2/A + a_{\text{asim}} \frac{Z^2}{A^{3/2}} + \Delta_{\text{PAIRING}}$$

B.E. + A.M.I.N.G.

Devo trovare il nucleo atomico più stabile, parto a destra tutti i conti dati diversi da $M_A(A, Z)$:

$$M_A(A, Z) = Z m_p + (A-Z) m_n - a_{\text{coul}} Z^2/A + a_{\text{sp}} A^{2/3} + a_{\text{sim}} (A-2Z)^2/A + a_{\text{asim}} \frac{Z^2}{A^{3/2}} + \Delta_{\text{PAIRING}}$$

$$\Delta_{\text{PAIRING}} = \begin{cases} -\delta & N, Z \text{ PARI (A PARI)} \\ 0 & N, Z \text{ ODDI (A PARI)} \\ +\delta & N, Z \text{ DISPARI (A PARI)} \end{cases}$$

GIOCA UN RUOLO IMPORTANTE nei decadimenti β .

Per trovare NUCLEO + STABILE, devo trovare il punto di minima energia, cioè quando

$$\frac{\partial M_A(A, Z)}{\partial Z} = 0 \quad \text{Prendo le derivate empiriche, vediamo che}$$

$2m_n = \beta$ (PROCEDIMENTI, vedi il quaderno di appunti)
 2δ (VALE PER A = PARI)

$$\beta = 4a_{\text{sim}} + (m_n - m_p - me); \quad \gamma = \frac{4a_{\text{sim}}}{A} + \frac{2a_{\text{coul}}}{A^{3/2}}$$

TROVATO IL Z_{MIN} CHE MI RENDE IL NUCLEO + STABILE.

$$\frac{dE}{dt} = \frac{e^2 \omega^4 R^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \quad (1) \quad ; \quad \frac{dE}{dt} = \frac{h\nu}{c} \quad \tau = \text{TEMPO CARATTERISTICO DI } \gamma = \frac{1}{\gamma} \\ \approx R D A_f \quad (2)$$

$$R D A_f = \frac{e^2 \omega^4 R^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \Rightarrow$$

Eguagliando le due espressioni

$$\Rightarrow \gamma = \frac{e^2 \omega^4 R^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \frac{1}{R D} \quad ; \quad \omega = 2\pi\nu \Rightarrow \gamma = \frac{e^2 (2\pi)^4 \nu^3 R^2}{6\pi\epsilon_0 c^3 R} \frac{1}{R D} =$$

$$= \frac{e^2 2\pi E_f^3 R^2}{6\pi\epsilon_0 c^3 R^4} = ?$$

RISULTATO APPROSSIMATIVO

$$\left[\gamma \approx \frac{R^2 E_f^3}{137} \right]$$

LONGHEZZA D'ONDA
RAGGI γ

\Rightarrow Calcolando la lunghezza d'onda, posso trovarmi il tempo di dimezzamento

Vedremo che otterremo tempi di dimezzamento diversi tra atomo e nucleo.

ATOMO:

$$R \sim 10^{-10} \text{ m}; E_f \sim 10 \text{ eV (VALORI MEDIA)} \Rightarrow \gamma \sim 10^6 \frac{1}{s} \Rightarrow T_{1/2} \sim 7 \cdot 10^{-7} \text{ s}$$

NUCLEO

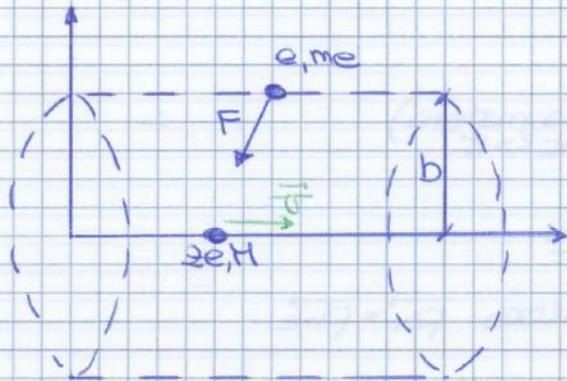
$$R \sim 5 \text{ fm}; E_f \sim 1 \text{ MeV (VALORI MEDIA)} \Rightarrow \gamma \sim 2 \cdot 10^{15} \frac{1}{s}; \Rightarrow T_{1/2} \sim 3 \cdot 10^{-16} \text{ s}$$

Mentre la variazione dell'energia cinetica, per $M \gg m_e$, è un valore che tende a zero.

$$\Delta K = K\left(\frac{4m}{M}\right); M \gg m \quad \Delta K \rightarrow 0$$

CALCOLO della VARIAZIONE di ENERGIA CINETICA in funzione della profondità di ATTRAVERSO.

Per farlo, considero l'interattore tra due particelle dentro un cilindro.



La particella si trova alla distanza b dall'elettrode. L'elettrode è attratto dalla carica con una forza F .

$\vec{F} = \vec{F}_x + \vec{F}_y$ APPROCCIO IMPULSO:

$\int F_x dt \cong 0$ ← USO formula IMPULSO!

$\int F_y dt = pe$ Considero le forze nella coppia y , quindi tolgo l'integrale

$$\langle F_y \rangle = \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 b^2}; dt \cong \frac{b}{v}$$

$$\langle F_y \rangle dt \cong pe \Rightarrow \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 b^2} \cdot \frac{b}{v} = pe \Rightarrow \left[pe = \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 b v} \right] \text{ 1° Metodo: IMPULSO}$$

$$\Delta K \cong K_e = \frac{pe^2}{2me}$$

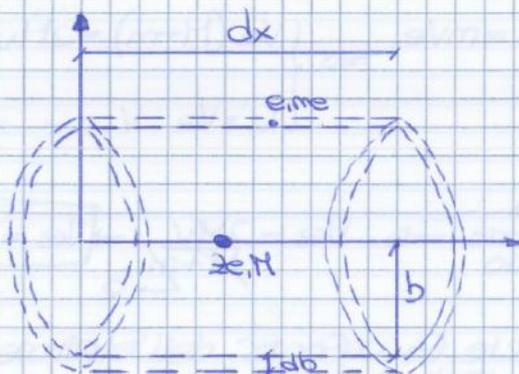
OPPURE, POSSO PARTIRE dal TR. di GAUSS: $\oint \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{q}{\epsilon_0}$

$$E = \frac{F}{e} \Rightarrow \int \frac{F}{e} \underbrace{2\pi b v dt}_{dA} = \frac{ze}{\epsilon_0} \Rightarrow \int F_y dt = \left[\frac{ze^2}{\epsilon_0 4\pi b v} = pe \right] \text{ 2° Metodo: GAUSS}$$

$$\Delta K = \frac{ze^2 e^4}{16\pi^2 \epsilon_0^2 b^2 v^2 m_e}$$

Questa variazione di energia in pe senza considerare materia, quindi energia cinetica per 1 particella.

ORA, studio il caso in cui pe in certo spessore:



ze = part. carica pesante incidente

$Z_1 = N$ = atomico del N° 220

n = densità particelle

ρ densità massa

$$n = \frac{n^\circ \text{ atomi}}{V} \Rightarrow n^\circ \text{ atomi} = nV$$

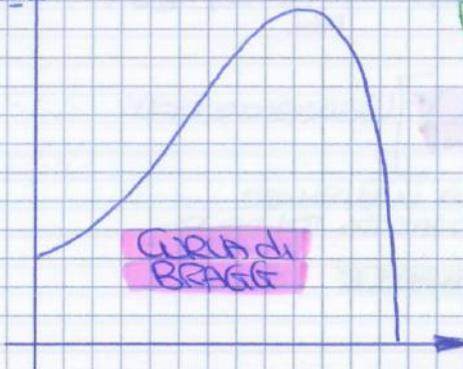
Area $2\pi b$ e dx $b dx$

$$n^\circ \text{ atomi} = n \int 2\pi b dx \cdot b dx$$

Volume;

Calcolo energia per un certo numero di particelle: Moltiplico ΔK per nV

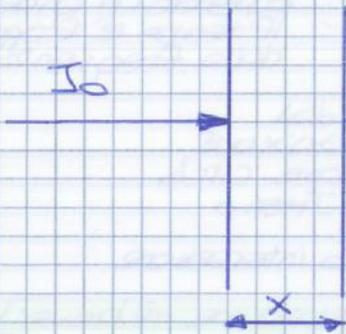
densità di
energia
2000



□ L'energia di attraversamento sale sale fino a quando non raggiunge un massimo per il quale le particelle si fermano e l'energia cinetica va a zero.

□ La distanza di attraversamento è più ampia per gli elettroni perché, essendo particelle con massa molto piccola, fanno maggiore energia di attraversamento. (Entrano + in profondità dentro la materia)

L'intensità della radiazione dipende anche dalla spessore dell'oggetto/materia attraversata.



$$\left[-\frac{dI}{dx} = \mu I \right] \text{ INTENSITA' DI ATTRAVERGIMENTO } I_0$$

$\mu =$ COEFF. di PROPAGAZIONE LINEARE

□ TANTO È PIÙ SPESO L'OGG, tanto minore sarà l'intensità uscente da esso.

se $x=0 \Rightarrow I(x=0) = I_0$

$$-\int \frac{dI}{I} = \int \mu dx = \ln I \Big|_0^x = -\mu x \Rightarrow \left[I = I_0 e^{-\mu x} \right]$$

Conoscendo l'intensità iniziale, può rubare quello finale in questo modo

Legge di attraversamento del raggio all'interno della materia.

Il coeff. μ A LIVELLO ATOMICO: $\mu = n \sigma$

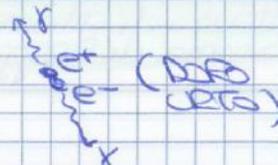
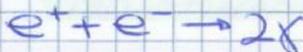
densità atomica \uparrow sezione d'urto

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_c + \sigma_p$$

SEZIONE URTO EFFETTO FOTOELETTRICO

SEZIONE URTO PRESSIONI COPPIE
SEZIONE URTO EFFETTO COMPTON

Quindi vediamo che μ dipenderà a sua volta da questi 3 fattori.



SPETTRO ATOMICO

Attraverso lo spin magnetico, studio la risonanza magnetica.

Per effettuare tale studio, dobbiamo riprendere il modello di Bohr e modificarlo.

In fatti il modello di Bohr mi spiega come vengono quantizzate le orbite. Ogni orbita ha un momento angolare definito.

$$L = r \times p \Rightarrow \left[L = mvr = n\hbar \right] \begin{array}{l} \text{Quant.} \\ \text{definito da} \\ \text{Bohr} \end{array} \begin{array}{l} \text{La scrittura di } L \text{ non è corretta.} \\ \text{(non corretto il coefficiente che moltiplica } \hbar) \end{array}$$

In "verità" L viene definito come: $L = \hbar \sqrt{l(l+1)}$ Espressione reale della L (coefficiente della L di Bohr)
 dove $l = 0, \dots, n-1$

$$n=1 \Rightarrow l=0 \Rightarrow L=0$$

$$n=2 \Rightarrow l=0, 1 \left\{ \begin{array}{l} L=0 \quad (l=0) \\ L=\hbar\sqrt{2} \quad (l=1) \end{array} \right.$$

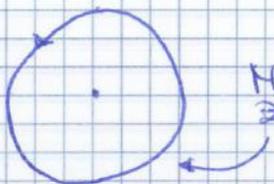
Anche L_z (la componente di L lungo l'asse z) è quantizzata ed è definita come:

$$L_z = m\hbar \quad m = n^{\text{°}} \text{ quantico magnetico dell'elettone}$$

$$-l \leq m \leq l \quad (\text{quindi } 2l+1 \text{ orientazioni})$$

IMPORTANTISSIMO! L_z NO LUNGO z !

Perché se L_z lungo z , avrei $L_z = |L| \Rightarrow$ avrei il moto piano e quindi lo spostamento lungo z e la quant. moto lungo $z = 0$.



Moto lungo piano $L_z \equiv$ area z (uscente dal foglio)

$$\left. \begin{array}{l} z=0 \quad \Delta z=0 \\ p_z=0 \quad \Delta p_z=0 \end{array} \right\} \Delta z \cdot \Delta p_z = 0 \neq \hbar$$

VIOLA PRINCIPIO DI INDETERMINAZIONE DI HEISENBERG!

ANALISI di URTO

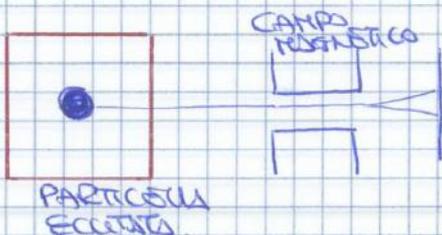


IMMAGINE PROIETTATA SULLO SCHERMO.

L'introduzione solo del momento angolare non basta a spiegare la distribuzione retta del fascio.
Devo introdurre un nuovo momento angolare.

Introduco:

$$\vec{\mu}(s) = \frac{e}{2m} \vec{S}$$

$$\vec{S} = \text{MOM. ANGOLARE DI SPIN}$$

$$\vec{S}_z = m_s \hbar, \quad -S \leq m_s \leq S \quad \text{quindi } (2S+1) \text{ orientazioni}$$

$$\vec{S} = \hbar \sqrt{s(s+1)}$$

Ho scritto le stesse formule del momento angolare 2.

$$2S+1 = 2$$

Metto 2 perché ho solo due valori definiti di S per ogni valore (solo due fasci di raggioni diffinte)



Questo implica che: $s = \frac{1}{2} \rightarrow \left[-\frac{1}{2} \leq m_s \leq \frac{1}{2} \right]$

Abbiamo appena scoperto che ci sono due possibili orientazioni che mi portano ad una distribuzione con retta del fascio.

$$\mu_z = \pm \mu_B(s) = \pm \frac{e\hbar}{2m}$$

MAGNETONI DI BOHR PER ELETTRONI

QUINDI:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$$

Per definire quello totale devo considerare entrambi i momenti.

MOM. ORBITALE TOTALE

MOM. ANGOLARE ORBITALE

MOM. INTRINSECO / SPIN

Per altre particelle?

$$\mu_z^{(p)} = g_p \mu_B^{(N)}$$

MOM. DI RIBO MAGNETICO ANGOLARE PER NUCLEONI

↑
Fattore correttivo.

$$g_p = \begin{cases} 1 & \text{PROTONI} \\ 0 & \text{NEUTRONI} \end{cases}$$

e S suo orientazione

$$\mu_z^{(n)} = g_n \mu_B^{(N)}$$

MOM. DI RIBO MAGNETICO INTRINSECO PER NUCLEONI

$$g_n = \begin{cases} 2 & \text{PROTONI} \\ 0 & \text{NEUTRONI} \end{cases}$$

(si vede che g_n non ha questi valori perché protoni e neutroni non sono particelle elementari, ma sono "definite" da proppi di quark)

AL LIVELLO TEORICO

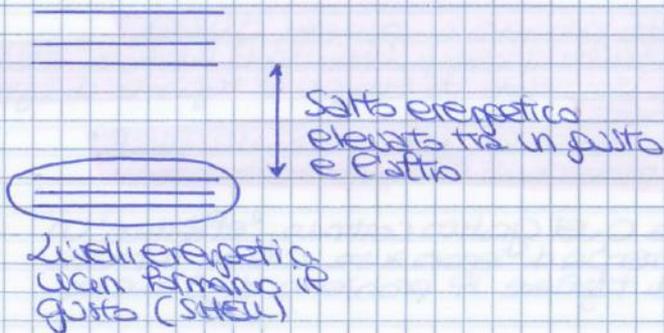
GRAFICO:

n	1	2	3
l	0	0 1	
m _l	0	0 -1 0 +1	
m _s	↑↓	↑↓ ↑↓ ↑↓ ↑↓	

Alta energia per particelle da un raggio all'altro.

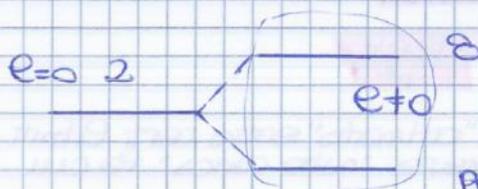
e=0	ORBITALE S	
e=1	=	<u>INVERTITO!</u>
e=2	=	
e=3	=	

PERÒ, i livelli energetici non sono eguaglianzati, ma sono "aggruppati" tra di loro in gruppi. Ogni gruppo si distingue dall'altro dall'enorme salto di energia tra l'ultimo del gruppo e il primo del gruppo dopo.



Le nomenclature con il RIENTRAMENTO SHELL, avviene, riempendo prima i livelli energetici di un SHELL per passare allo SHELL successivo.

il passaggio tra uno e quello dopo, mi porta a perdere tanta energia. Sono quelli che mi definiscono i nuclei stabili.



Numeri magici: sono numeri ottenuti in base al valore di e.

Però modello non corretto, devo correggere il valore di V(r) tenendo anche conto del contributo del prodotto dei 2 momenti.

La formula prima non mi spiega come mai ho 2 livelli energetici differenti.

$$V(r) = V_c(r) + a \vec{L} \cdot \vec{S} = V_c(r) + V_s(\vec{L} \cdot \vec{S})$$

Se $\vec{L} \cdot \vec{S}$ }
 - Hanno stesso verso: il prodotto scalare mi dà un termine positivo che si somma al valore di potenziale coulombiano (AUMENTO INTERAZIONE)
 - Hanno verso opposto: il prodotto scalare mi dà un termine negativo che si sottrae al valore di potenziale coulombiano. (DIMINUISCO INTERAZIONE)

$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ (per studiare prodotto scalare devo considerare mom. angolare totale)

$$j, m_j \Rightarrow \vec{J} = \hbar \sqrt{j(j+1)} = \begin{cases} \vec{L} = \hbar \sqrt{l(l+1)} \\ \vec{S} = \hbar \sqrt{s(s+1)} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} j_- = l - \frac{1}{2} \\ j_+ = l + \frac{1}{2} \end{cases} \quad (\text{A FISSATO } l)$$

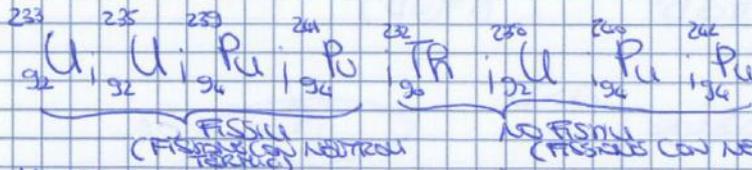
$$\vec{L} \cdot \vec{S} = (\vec{J} + \vec{S}) \cdot \vec{S} = \text{RACCOMANDO ESPRESSIONI, OTTENGO: } \frac{(\vec{J}^2 - \vec{L}^2 - \vec{S}^2)}{2} = \frac{[j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)] \hbar^2}{2}$$

SCRIVO QUESTO PRODOTTO SÌ PER j_+ CHE PER j_- :

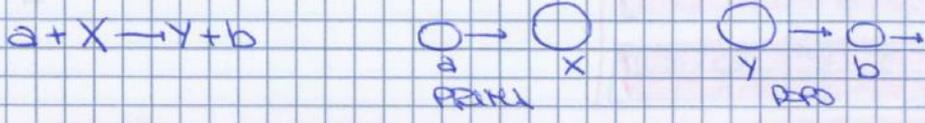
$$\vec{L} \cdot \vec{S} = \begin{cases} \left[\left(l - \frac{1}{2} \right) \left(l - \frac{1}{2} + 1 \right) - l^2 - l - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right) \right] \frac{\hbar^2}{2} & \text{per } j = j_- \\ \left[\left(l + \frac{1}{2} \right) \left(l + \frac{1}{2} + 1 \right) - l^2 - l - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right) \right] \frac{\hbar^2}{2} & \text{per } j = j_+ \end{cases}$$

22/05/13

Fissione



Nucleo pesante che si scinde in due parti con masse fra di loro comparabili (frammentazione del nucleo: rottura del nucleo in tante parti con massa anche diversa)



Q = differenza di energia tra massa iniziale e finale = questa differenza viene "definita" dall'energia cinetica delle componenti

es



Concretata $\left\{ \begin{array}{l} n^- \text{ barionico} \\ n^- \text{ carica elettrica, } (z = \text{costante}) \end{array} \right.$

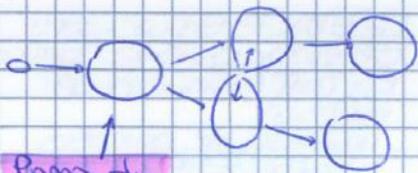
$Q = 154 \text{ MeV}$

Esempio di fissione spontanea (bassa %)
(Uranio-238 tende di più a decadere come particella α)



Esempio per vedere come questi 2 elementi "preferiscono" decadere

Quando Ho FISSIONE SPONTANEA?



Primo di scendere, cambia forma, accingendosi



Quando diventa conveniente deformare la particella, fino a scendere, si fa la fissione.

Quando particella bombardata, si scinde in due particelle uguali in massa.

$Q = \int \rho(r) [3z^2 - r^2] d^3r$ (momento di QUADRUPOLO ELETTRICO)
 dove z = asse generico
 $\rho(r)$ = densità carica

Quando SFERO: $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ (dove con asse pari allo stesso modo, cioè $x^2 = y^2 = z^2 = \frac{r^2}{3}$)
 allora $Q = 0 (3z^2 - r^2 = 0)$

ESISTE: $Q \neq 0$

Per forma sferica delle masse: \downarrow termine quadrupolo, \uparrow termine di superficie (più superficie, ma non sferica)

(Studio nucleare 1° pagina)

1° Quattro: **DISPARI : PARI - DISPARI** (PIÙ PROPENSI AD ASSORBIRE NEUTRONI)

2° Quattro: **PARI : PARI - PARI** (che neutroni e reattori fanno altro più, sono più stabili)

Questo è spiegato dal termine di Δ di spin.

Δ di spin $\begin{cases} -\frac{1}{2} & N, Z \text{ PARI: } + \text{ STABILI (si accoppiano a due a due con spin opposti)} \\ 0 & A: \text{ DISPARI} \\ +\frac{1}{2} & N, Z \text{ DISPARI} \end{cases}$

es

${}_{92}^{235}\text{U} =$ QUESTO CATTURA + LENTAMENTE W NEUTRONI PER AVERE n° di spin pari.

${}_{92}^{235}\text{U} + n \rightarrow {}_{92}^{236}\text{U}^*$

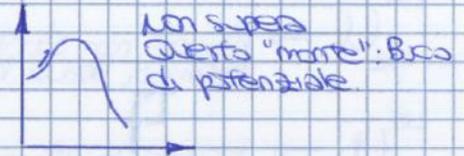
L'uranio che "cattura" il neutrone, passa allo stato eccitato e acquista energia per scindersi.

(5,6 MeV)

${}_{92}^{238}\text{U} =$ QUESTO CATTURA + LENTAMENTE W NEUTRONI

${}_{92}^{238}\text{U} + n \rightarrow {}_{92}^{239}\text{U}^*$

Questo uranio non ha l'energia necessaria per scindersi. Ma nece a superare la barriera.



COME CREARE NEUTRONI?

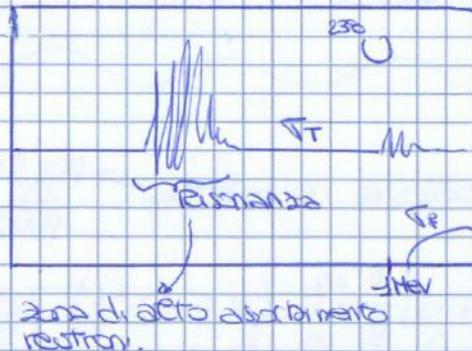


SEZIONE URTO: Bombardo una particella con un neutrone

$\sigma_T = \sigma_S + \sigma_{\text{assorb}} \rightarrow$ ASSORBIMENTO = $\sigma_S + \sigma_C + \sigma_P$ \rightarrow sez. urto fissione

(sezione = probabilità urto totale che W NEUTRONI INTERAGISCA)

sez. cattura radiocattura \rightarrow cattura neutroni, particella si eccita, ma si diseccita liberando energia \neq

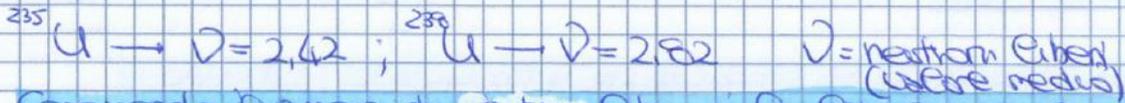


Sezione urto dell'uranio-238. Sezione urto di fissione parte ad 1 MeV.

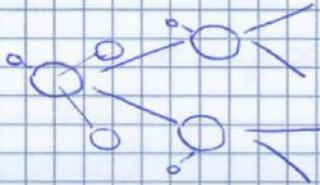
Uranio-238 e Uranio-235 fanno comportamenti diversi nella fissione.

□) Si fa la fissione quando la forza coesiva nucleare è minore di quella di repulsione. Fissione spontanea quando il prodotto energetico è maggiore di quella senza fissione.

Valore medio di neutroni ricavati ad ogni fissione (neutroni liberi)



Calcolando il numero di neutroni liberi e la loro energia, può sapere quante reazioni si autoalimentano.



Tale reazione deve essere controllata!

PROBLEMA:

1) rallentare il neutrone, usando ad esempio un C-12, per il rallentamento usò un materiale di massa comparabile.

$k = K =$ rappresenta il n° di reazioni che generano reazione (con effetto il controllo della reazione a costanza)

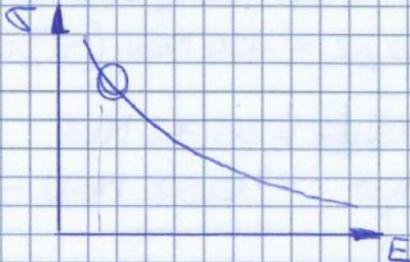
- $k < 1$ (subcritico)
- $k > 1$ (supercritico)
- $k = 1$ (critico)

[Aerei nucleari $k > 2$.]

Per impedire l'aumento eccessivo di k , uso delle barre moderatrici che frenano il neutrone e se le portano via

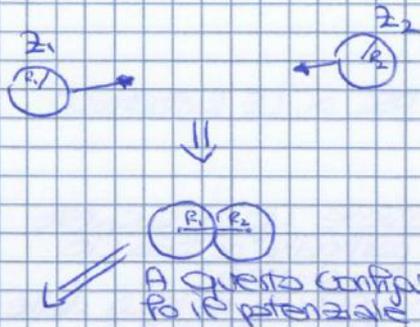
Materiale usato per barre: Cd, B

2) rallentare energia dei neutroni (però diminuendo l'energia, aumenta k , quindi devo non esagerare nella diminuzione) \Rightarrow aumenta la probabilità di fissione (to restare d'uno fatto, quando energia + bassa)



27/05/13

Partiamo dalla repulsione coulombiana per spiegare fusione



Parlo di nuclei perché sono a temperature tali da ionizzare gli atomi (ionizzare elettroni) "Sistemi ad alta densità".

Ubbidisco che le due particelle si avvicinano il più possibile.

$$V_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 (R_1 + R_2)}$$

es $R = r_0 A^{1/3}$ (perché raggi di un NUCLEO); $r_0 \approx 1,2 \text{ fm}$

$$= \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0^2} \frac{Z_1 Z_2}{r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}$$

Relazione corretta per nuclei medio-pesanti. Per nuclei leggeri dovremmo correggere e l'esperienza, ma facciamo così.

$$V_c \approx 1,2 \frac{Z_1 Z_2}{(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \text{ MeV}$$

Potenziale che dobbiamo vincere per avere la configurazione iper.

1) Se $A_1 \approx A_2 \approx A \approx 2Z$ (consideriamo piccoli e massa uguale):

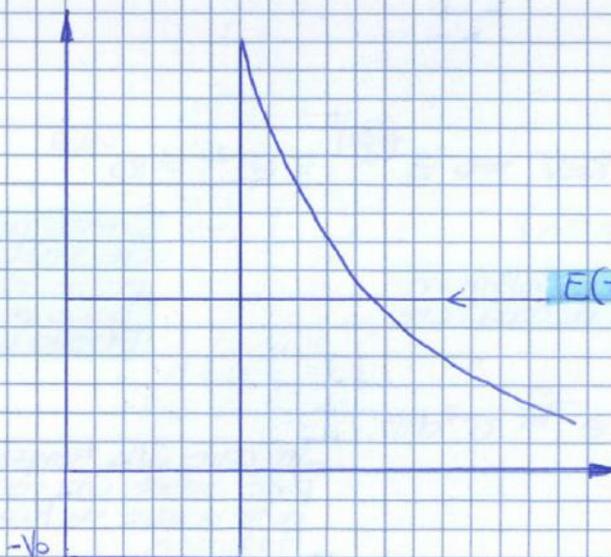
$$V_c \approx 1,2 \frac{A^2}{A \cdot 2A^{2/3}} = 0,15 A^{5/3} \text{ MeV}$$

es. $A=8 \Rightarrow V_c = 4,8 \text{ MeV}$

$A=1 \Rightarrow V_c \approx 0,1 \text{ MeV}$

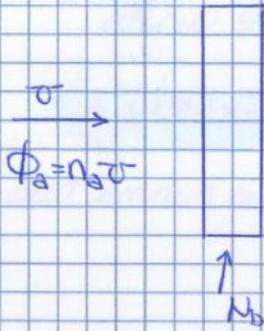
Qui non dovrebbe esserci fusione perché energia cinetica $kT \ll V_c$

2) In meccanica classica, non dovrebbe avvenire la fusione, ma in meccanica quantistica essa si realizza.



$E_c(v)$ Energia critica delle particelle che viaggiano con velocità v .

Calcolando il numero della sezioni d'urto



$$N = \phi_a N_b \sigma = n_1 n_2 \langle \sigma(v) \rangle V$$

per definizione

valore per particelle che fanno la stessa velocità

Nel nostro caso, devo studiare tutto in termini medi della velocità

$$R = \frac{N}{V} = n_1 n_2 \langle \sigma(v) \rangle$$

annotazione composta per dire che ho il valore medio della sezione d'urto pesata con la velocità

$$\langle \sigma(v) \rangle = \int_0^{\infty} \sigma(v) v p(v) dv$$

distribuzione di un gas

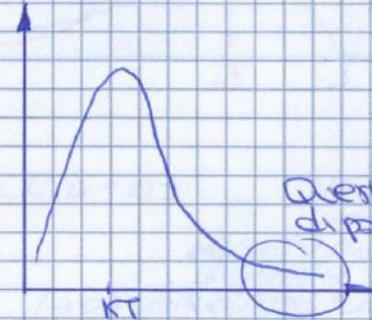
$$E = \frac{1}{2} m v^2; \text{ tutto } dE \text{ m}$$

$$dE = m v dv$$

$$v^2 dv = \frac{2E}{m}$$

perché ottengo v^2 dalle espressioni sopra usate delle distribuzioni

Questa per spiegare che, nonostante quell'energia, esistono particelle che fanno perché il valore dell'energia è un valore medio. Quindi, con la distribuzione di Maxwell-Boltzmann vedo che:



Questa è la zona di particelle che fanno la fusione.

$$R = n_1 n_2 \left(\frac{8}{\pi m} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{kT} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} \sigma(E) e^{-E/kT} E^{1/2} dE$$

Teoria di Boltzmann

Fattore che mi dice se avviene la reazione

Questo fattore viene stimato con un valore costante che mi massimizza l'espressione (come l'energia)

29/05/13

RICERCO

Reazioni di fusione:

Se non energia cinetica necessaria per vincere il potenziale

meccanica classica: non può avvenire la reazione

meccanica quantistica: effetto tunnel

valori medi quindi E delle particelle che fanno per $E > kT$

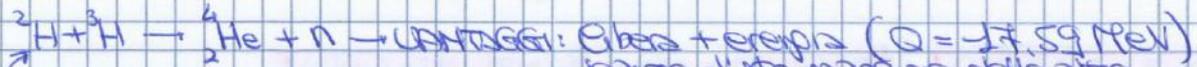
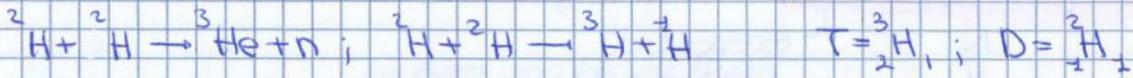
distribuzione di Maxwell-Boltzmann

energia cinetica non basta

Stiamo studiando particelle leggere (che principalmente sono gas) che interagiscono a corto raggio di azione.

Metto il termine $J(E)$ nelle zone in cui ho maggiore probabilità di fusione nucleare.

ESEMPI di REAZIONI:



Scritta anche in questo modo:



TROVARE UNUSO di
 RECCO di GAMMAU

$E_0 = 30-40 \text{ keV}$; $kT = 20 \text{ keV}$

Dato che fo una reazione d'urto maggiore rispetto a quella di protoni, posso produrre energia in termini necessari.

[Tritio però è un elemento artificiale e radioattivo e ha un tempo di dimezzamento
 ($T_{1/2} = 12,3 \text{ y}$)

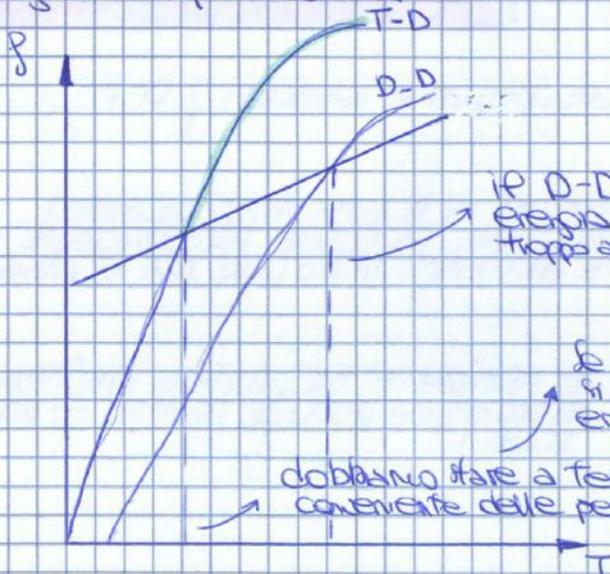


Stanno studiando come produrre una fusione nucleare in un reattore e quali elementi possono essere usati.

PROBLEMA: Perdita di energia \sim (legata alla T) $T^{-3/2} Z^2$

Uno dei tanti motivi per cui è conveniente la fusione di elementi più pesanti: perdita di energia legata al quadrato di Z

Numero atomico (Atomo ionizzato)



(Scala Esponenziale)

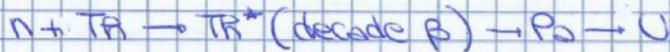
Il D-D non è conveniente perché l'energia conveniente a temperature troppo alte.

Se l'altro verso della fusione si auto-alimenta perché produce + energia di quella persa.

debbono stare a temperature alte perché è + conveniente delle perdite di energia.

PROBLEMI: Spallamento scorie.

Soluzioni: Si usa un ADS (acceleratore ad alto energia) che trasforma un protone in neutrone e lo "fancia" verso un nucleo di TR.



Questo elemento decade β e diventa Pa che a sua volta si trasforma in U. Si è pensato di sostituire al TR del materiale radioattivo (scorie attive) per creare un altro a sua volta radioattivo.

Uranio arricchito: è quello ottenuto da un arricchimento della concentrazione di U-235 (aggiungo alla miscela di isotopi dell'uranio, una concentrazione maggiore di U-235)

Uranio impoverito: è ottenuto come scarto del procedimento di arricchimento dell'uranio

APPI NUCLEARI (USA SUDS)

CLASSIFICAZIONE delle PARTICELLE

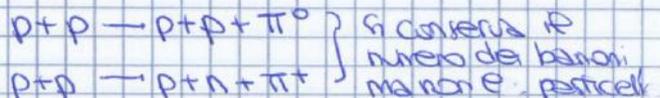
Baroni: particelle che hanno spin semintero (sono particelle subatomiche costituite da 3 quark)

proton } spin = 1/2
neutron } (Mc² ≈ 939 MeV)

Δ (1232 MeV) spin = 3/2 (sono particelle simili a neutron e proton che si ottengono durante le reazioni)

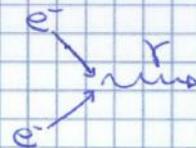
Mesoni: sono particelle con spin intero e fanno parte dei BSS. essi sono particelle subatomiche formate da un quark e un antiquark. (meno massivi dei baroni)

(M_π = 140 MeV)



Leptoni: sono particelle elementari di spin = 1/2

$\begin{bmatrix} \bar{\nu}_e & \bar{\nu}_\mu & \bar{\nu}_\tau \\ e^- & \mu & \tau \end{bmatrix}$	neutrino
	particella correlata



Particelle che hanno spin = 1/2 si chiamano FERMIONI

Quark: particelle elementari che combinate formano i protoni e i neutroni. Essi sono di due tipi:



u (up)

d (down)

Q +2/3

-1/3

S 1/2

1/2