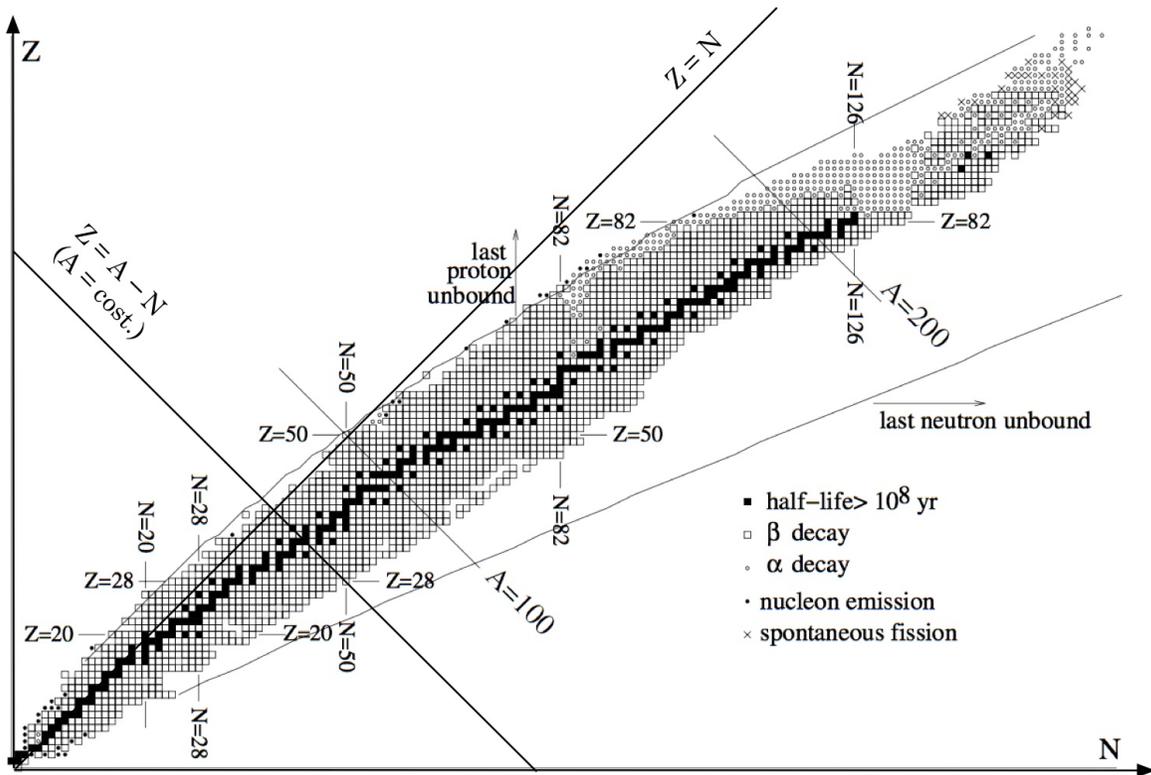


## Tabella dei nuclidi (2<sup>a</sup> lezione)

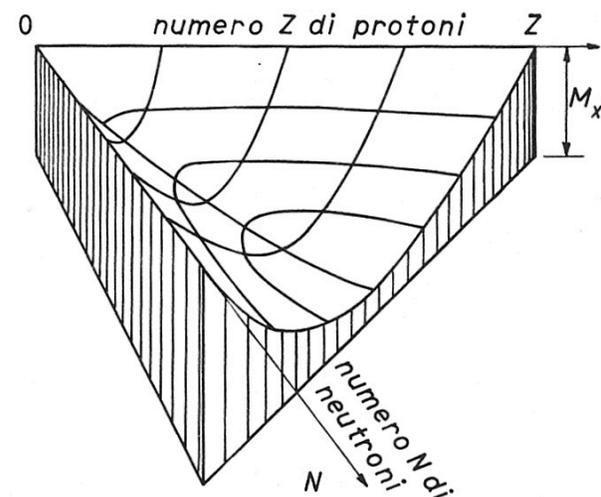


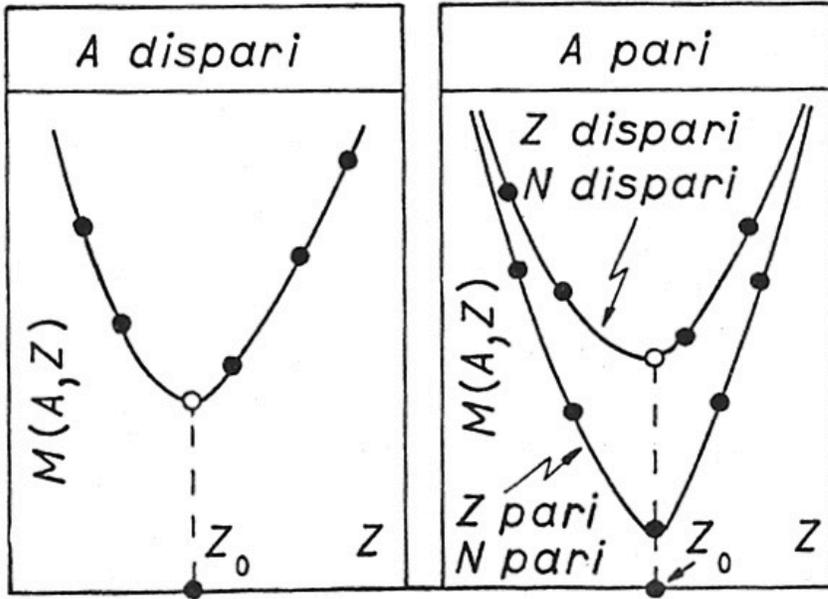
tridimensionale che sezionata con piani ortogonali al piano ( $Z;N$ ) e passanti per le linee  $A = \text{cost.}$ , mostrano i punti rappresentativi dei nuclei delle varie **sequenze isobariche** disporsi quasi lungo archi di parabola giacenti su tre falde distinte.

Le proprietà sistematiche delle specie nucleari si visualizzano correlando il numero  $Z$  di protoni col numero  $N$  di neutroni.

Nel diagramma a sinistra, detto tabella dei nuclidi o di Segrè, ogni nucleo è rappresentato con un punto di coordinate ( $Z, N$ ): gli isotopi si dispongono parallelamente all'ascissa  $N$ ; gli isotoni parallelamente all'ordinata  $Z$  e gli isobari lungo rette trasversali ( $Z = A - N$ ).

Riportando i valori sperimentali delle masse nucleari  $M(A,Z)$  lungo una coordinata ortogonale al piano ( $Z;N$ ), si ha una rappresentazione





- sulla falda superiore si hanno i nuclei con  $Z$  ed  $N$  dispari;
- su quella inferiore quelli con  $Z$  ed  $N$  pari;
- su quella intermedia quelli con  $A$  dispari

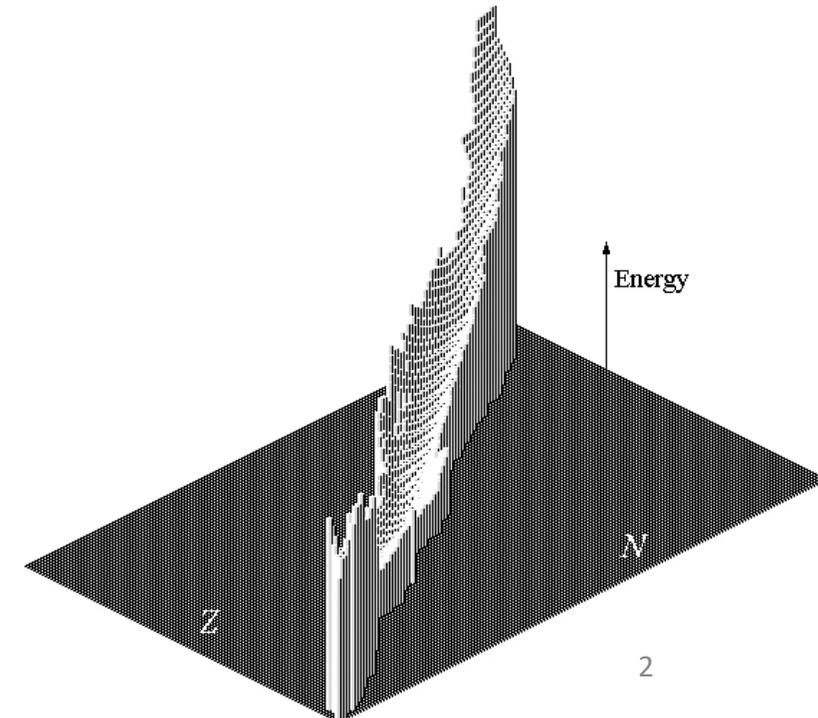
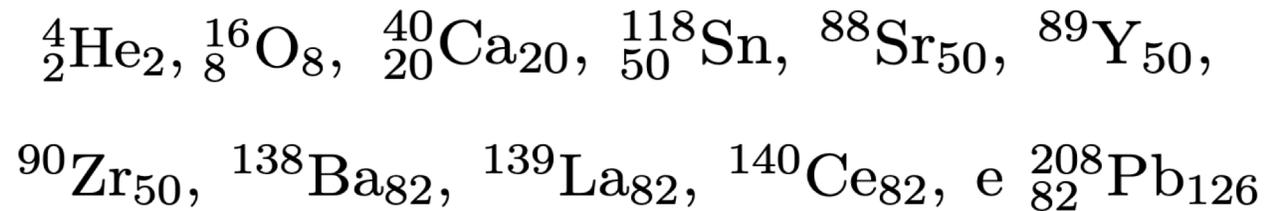
Queste caratteristiche e sistematicità devono naturalmente poter essere ottenute e riprodotte da qualunque modello o teoria del nucleo atomico.

Un nucleo  ${}^A_Z\mathbf{X}$  è **stabile** se sopravvive indefinitamente nel tempo, instabile se si trasforma *spontaneamente* in un'altra specie nucleare  ${}^{A'}_{Z'}\mathbf{X}$  decadendo.

Il valore  $Z_0$  del minimo di  $M(A, Z)$  è il numero atomico dell'isobaro più stabile della sequenza.

L'individuazione di certe regolarità e lo studio delle *abbondanze isotopiche*

*relative* dei vari nuclei nei materiali che compongono Terra, meteoriti, Sole e le altre stelle mostrano la presenza di massimi in corrispondenza a



Se ne deduce che le specie nucleari caratterizzate dai numeri **Z** o **N** appartenenti alla sequenza

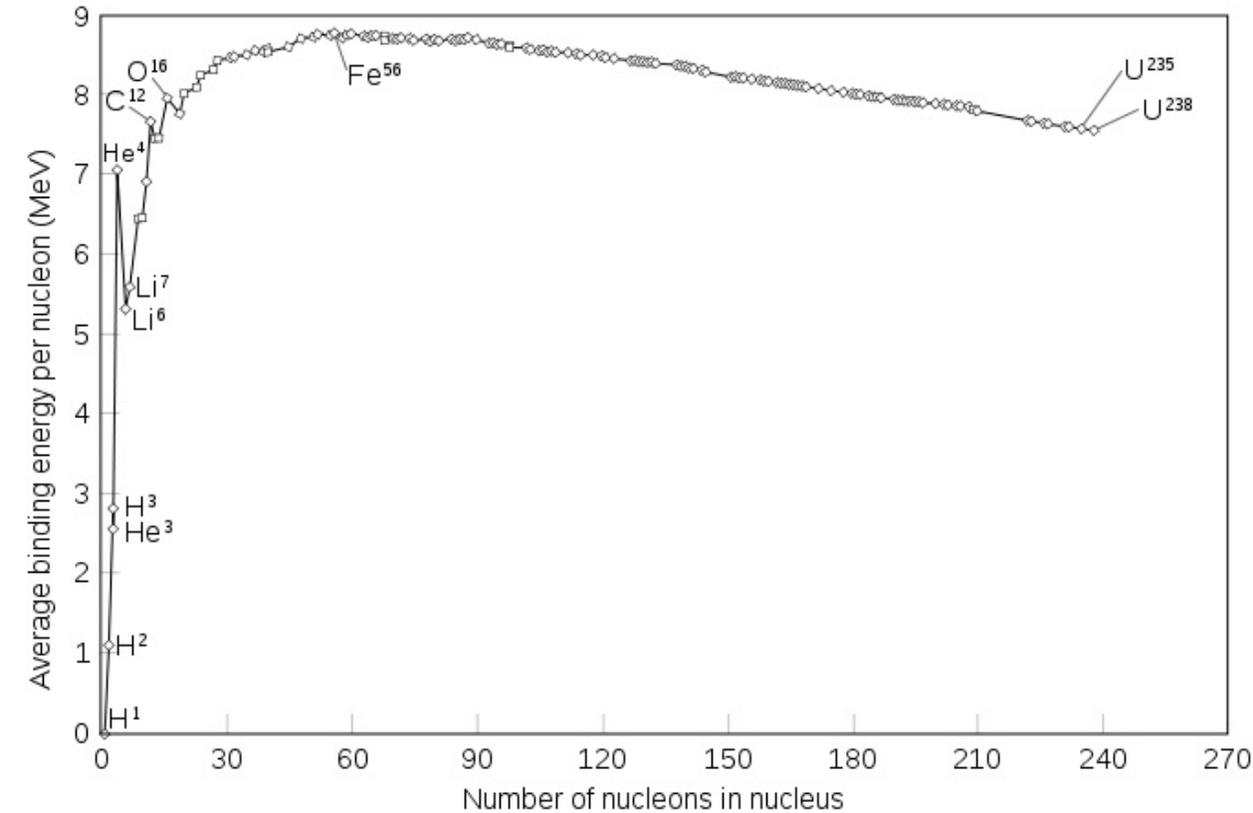
$$Z, N = 2, 8, 20, 50, 82, 126$$

posseggono proprietà che ne giustificano la grande abbondanza nell'universo.

Sempre dall'analisi sistematica delle specie nucleari si desume che i nuclei della sequenza hanno il massimo numero di isotopi stabili.

Queste e altri motivi che si vedranno hanno portato a chiamare **numeri magici** quelli della sequenza.

## Masse dei nuclei e loro misura



Essendo il nucleo  ${}^A_Z\mathbf{X}$  una struttura legata, la sua massa  $M(A, Z)$ , dette  $m_p$  ed  $m_n$  le masse di protone e neutrone, soddisfa

$$M(A, Z) < Zm_p + (A - Z)m_n$$

La quantità

$$\Delta M(A, Z) = M(A, Z) - Zm_p - (A - Z)m_n$$

detta **difetto di massa**, è negativa e proporzionale all'energia di legame **B** del nucleo.

$$B = c^2 \Delta M(A, Z)$$

L'energia media di legame di un nucleone in un nucleo è:

$$\left| \frac{B}{A} \right| = \frac{-\Delta M(A, Z)c^2}{A} = \frac{[Zm_p + (A - Z)m_n - M(A, Z)]c^2}{A}$$

Quantità misurata per gran numero di nuclei stabili, ha un massimo di poco inferiore a **9 MeV** per **A = 56**, un isotopo del ferro.

Per un ampio intervallo di specie nucleari, dal carbonio all'uranio, **|B/A|** si mantiene prossima a circa **8 MeV**.

Queste caratteristiche hanno importanti implicazioni sulla natura della forza nucleare e sulla struttura dei nuclei.

Scaricando circa 8 MeV di energia in un nucleo, trasferendoli tutti a un nucleone, lo si dovrebbe poter svincolare dal legame della forza che lo trattiene nel nucleo e farlo uscire libero.

## Misure con metodi spettrometrici

L'energia di legame di un nucleo si può calcolare se è nota con precisione la corrispondente massa atomica.

Deflettendo uno ione di carica  $Q$  in una serie di campi elettrici e magnetici se ne possono selezionare energia cinetica  $E_k$  e impulso  $p$ .

Se le velocità  $v$  sono sufficientemente basse, si lavora in approssimazione non-relativistica e si ha  $p = mv$  ed  $E_k = mv^2/2$

con  $m$  la massa dello ione, da cui  $m = p^2/2E_k$

In figura il principio base del metodo  $\rightarrow$  Un fascio di ioni di carica  $Q$ , con isotopi di diverse masse  $m_i$ , attraversa una regione con un campo elettrico  $\vec{E}$  e uno magnetico  $\vec{B}_1$ , uniformi e fra loro ortogonali, scelti per far passare da una fenditura solo gli ioni di velocità

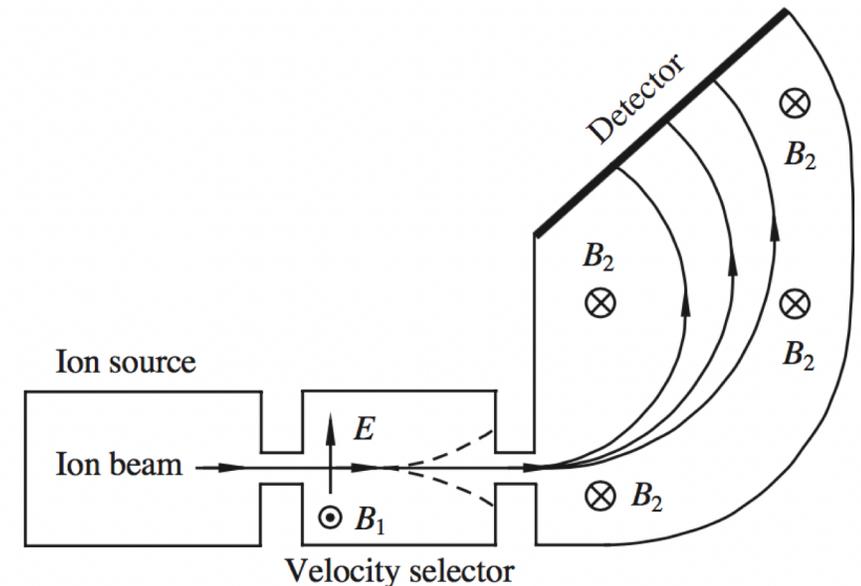
$$|\vec{v}| = E/B_1$$

Ioni con velocità diverse percorrono traiettorie, tratteggiate in fig., che non li portano a imboccare la fenditura, in funzione anche della sua larghezza.

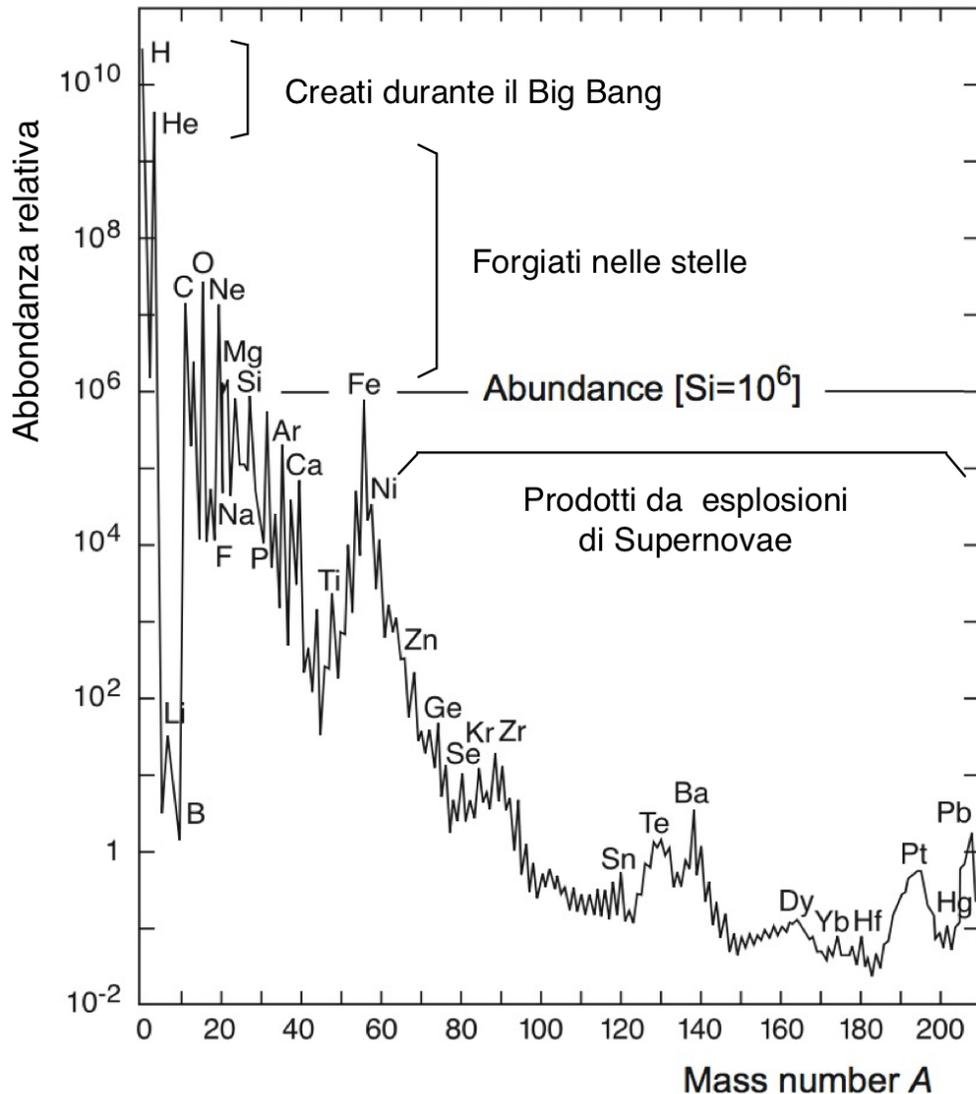
Gli ioni che superano la fenditura, selezionati in velocità, proseguono la traiettoria nel volume occupato dal campo magnetico uniforme  $\vec{B}_2$ , dove percorrono orbite circolari di raggi  $r_i$

$$r_i = \frac{m_i v}{QB_2}$$

La misura dei raggi col rivelatore che intercetta i fasci di ioni, note le altre quantità, permette di risalire alle masse. Tutto il processo richiede però che gli ioni in questione non decadano prima di essere stati rivelati. Questo metodo non è quindi utile per strutture a troppo breve vita media.



## Abbondanza degli elementi



La spettroscopia di massa ha permesso di determinare delle abbondanze isotopiche nel sistema solare.

In figura l'abbondanza misurata per i vari nuclidi in funzione di  $A$ .

Le abbondanze isotopiche relative di campioni terrestri, lunari e meteorici, tranne poche eccezioni, coincidono fra loro e anche con le abbondanze isotopiche misurate per i raggi cosmici provenienti dall'esterno del sistema solare.

Si possono avere deviazioni dall'andamento universale delle abbondanze isotopiche per la presenza di processi di decadimenti radioattivi che ne modificano l'entità e i rapporti.

Questi dati concernono comunque poco più del 4% circa di quanto dovrebbe costituire l'universo, ovvero la cosiddetta **materia barionica**.

## Spin dei nuclei

La gran parte delle misure di spin nucleari si basa sulla «quantizzazione spaziale» del momento angolare: assegnata una direzione di riferimento, ad esempio quella di un campo elettrico o magnetico esterno al nucleo, il momento angolare  $J$  del nucleo potrà orientarsi nello spazio soltanto secondo  $(2J + 1)$  diverse direzioni, rispetto a quella di riferimento assegnata.

La componente dello spin lungo la direzione di riferimento in ognuno di questi stati vale  $m\hbar$ , dove  $m$  **numero quantico magnetico**, è un intero o semi-intero qualsiasi della sequenza  $-J, -J+1, \dots, +J-1, +J$ .

Per un nucleo, la gran parte degli effetti osservabili dovuti allo spin sono legati al suo momento magnetico.

Le  $(2J + 1)$  possibili orientazioni del momento magnetico di un nucleo rispetto a un campo magnetico di riferimento danno luogo a  $(2J + 1)$  diversi valori energetici che possono essere osservati e misurati studiando la struttura iperfina degli spettri atomici, o gli spettri rotazionali di molecole biatomiche composte da atomi uguali, per le quali lo spin determina univocamente l'intensità relativa delle righe spettrali, o mediante spettroscopia delle microonde.

Gli spin della gran parte dei nuclei hanno valori piccoli, compresi fra  $J = 1$  e  $J = 7$  per i nuclei **dispari-dispari**, e di valore **semi-intero** compreso fra  $J = 1/2$  e  $J = 9/2$  per i nuclei con **A dispari**. Questo suggerisce che i nucleoni nei nuclei interagiscono "posizionandosi" in modo da ridurre, per quanto possibile, lo spin totale risultante, e ricorda quanto fanno gli elettroni di un atomo nel riempire le **shell** atomiche.

## Parità e nuclei

Con potenziale centrale, descritto da funzione pari, Hamiltoniana pari e funzioni d'onda degli stati associati con parità definita  $P = (-1)^{\ell}$

Si possono misurare contemporaneamente l'energia  $E$  di uno stato (un livello nucleare ad es.) e la sua parità  $P$ , che può valere  $+1$  o  $-1$ , ed essa si conserva nel tempo se tutte le interazioni sono pari, ovvero conservano esse stesse la parità.

Per uno stato puro, a parità definita, la densità di probabilità è sempre pari.

Il momento angolare è uno pseudovettore, ed è quindi pari, così l'operatore quantistico ad esso associato.

Il momento di dipolo elettrico invece, omogeneo a un vettore, è dispari.

Il momento di dipolo magnetico, omogeneo a uno pseudovettore, è pari.

Se di uno stato di cui si conosca l'energia si misura il momento angolare, allora se ne può contemporaneamente misurare anche la parità, dato che i relativi operatori commutano. Ciò non vale invece con l'impulso, poiché i relativi operatori non commutano.

Uno stato nucleare può essere caratterizzato dalla contemporanea conoscenza di energia, momento angolare e parità; questi ultimi si indicano come  $J^P$

Dai risultati sperimentali si sa che le forze nucleari conservano la parità.

## Forze nucleari e dimensioni dei nuclei (1)

Verrebbe spontaneo pensare di studiare forma e dimensioni dei nuclei sfruttando il modo in cui essi diffondono particelle che gli vengono «sparate» contro, che è sostanzialmente quanto ha originariamente fatto Rutherford assieme a Geiger e Mardsen. Fino ad un certo valore di energie cinetiche sarebbe un approccio con molte affinità a quanto si fa in ottica studiando la diffrazione prodotta da fenditure su fasci di luce incidenti di lunghezza d'onda nota.

Per farlo bene servono però strumenti concettuali che ancora non stati introdotti e quindi rimandiamo la cosa di qualche lezione.

Vi sono però altri modi di sondare forma e dimensioni dei nuclei, fortemente legati a peculiarità di tali strutture e degli atomi cui essi appartengono, che si possono sfruttare proficuamente e di cui già conoscete alcuni presupposti.

Vedremo 3 diversi e indipendenti approcci, che permetteranno oltretutto di introdurre altre caratteristiche peculiari dei nuclei e introdurre nuovi e utili concetti, quali quello di spin-isotopico, legato a concetti di simmetria.

Questi approcci danno sostanzialmente informazioni sulla distribuzione spaziale e sull'estensione della stessa, per quanto concerne le strutture cariche nei nuclei, ovvero i protoni ... per quanto concerne la distribuzione dei neutroni nei nuclei bisognerà aspettare le tecniche basate sull'urto di proiettili sui nuclei.

Implicitamente vedremo che questa analisi di forma ed estensione richiederà anche di formulare ipotesi e vincolare alcune proprietà delle interazioni fra nucleoni che li tengono legati entro il nucleo, vincendo la repulsione coulombiana fra i protoni che vorrebbe disgregare il nucleo.