

## La forza nucleare

Ricordiamo quanto visto sulle forze fra i nucleoni in un nucleo.

Nuclei stabili → interazione nucleone-nucleone attrattiva e più intensa di quella coulombiana, ma non è attrattiva a ogni distanza, altrimenti i nuclei collasserebbero, da cui la presenza di un **core** repulsivo a brevi distanze. Il core può essere ignorato alle basse energie.

All'ordine più basso il potenziale si può rappresentare come un **termine centrale dominante**, dipendente solo dalla separazione radiale fra i nucleoni coinvolti, e un piccolo contributo di tipo non-centrale. Gli esperimenti mostrano che l'interazione nucleone-nucleone è **a range breve**, dello stesso ordine di grandezza delle dimensioni nucleari, e non può dunque essere imputata a scambio diretto di gluoni, come avviene per la forza forte fondamentale fra quark.

Il confronto fra i dati della diffusione n-n e p-p, tenuto conto dell'interazione coulombiana, mostra che la forza nucleare gode della **simmetria di carica** (sostanzialmente indipendente dalla carica:  $p-p \equiv n-n \equiv p-n$ ), da cui il concetto di **isospin**.

Studi sul deutone hanno evidenziato che le forze nucleari hanno una dipendenza dallo spin: la forza fra **p** e **n** in uno stato di **spin tot. 1 (spin paralleli)**, è infatti abbastanza intensa da permettere il debole legame che garantisce l'*esistenza del deutone*, mentre il potenziale per lo stato con **spin totale 0 (spin anti-paralleli)** non contempla stati legati.

Le forze nucleari mostrano  **saturazione** , per cui ogni nucleone di un nucleo ha praticamente interazioni attrattive solo con un numero limitato di altri nucleoni a lui vicini, e ciò discende dal breve raggio d'azione delle forze nucleari e si evidenzia nella forma dell'andamento dell'energia media di legame.

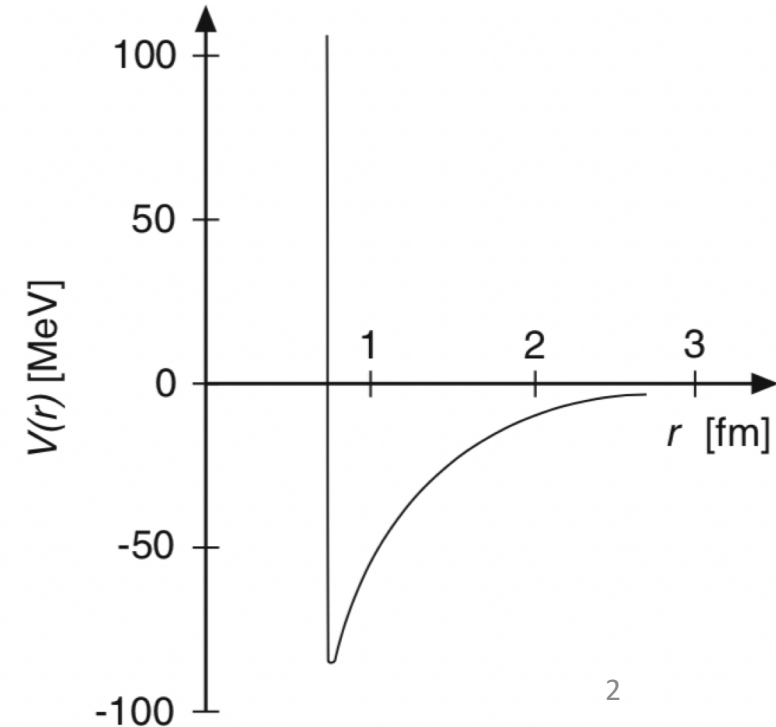
## Il sistema legato N-N e la diffusione N-N

La diffusione nucleone-nucleone (N-N) a basse energie, sotto la soglia di produzione del  $\pi$ , è puramente elastica non richiede la meccanica quantistica relativistica. I nucleoni sono oggetti  $\approx$  puntiformi senza struttura interna ma con spin e isospin. In questo contesto ci si può riferire a un opportuno potenziale.

I molti risultati sperimentali, ottenuti anche con fasci e/o bersagli polarizzati, mostrano che in un sistema di due nucleoni la forza nucleare dipende effettivamente sia dallo spin che dall'isospin. Considerando la diffusione (N-N) con gli spin fra proiettile e bersaglio paralleli o antiparalleli, ma ortogonali al piano di diffusione, si possono isolare i contributi di tripletto e di singoletto all'interazione. Se gli spin dei nucleoni coinvolti sono paralleli lo spin totale deve essere 1, se sono antiparalleli sono possibili sia contributi da stati con spin totale pari a 0 che pari ad 1.

Passando all'isospin, nella diffusione  $p-p$  si ottiene il solo stato di tripletto con isospin 1, in quanto il protone ha  $I_3 = +1/2$ ; nella diffusione  $p-n$  si hanno sia il contributo di singoletto che quello di tripletto.

Un'analisi dei risultati di questi tipi di misure conduce al potenziale mostrato in figura, che descrive appunto un andamento con un core fortemente repulsivo a breve raggio che diviene rapidamente attrattivo a poco meno di 1 fm, mantenendosi tale ma riducendo enormemente la propria intensità già a circa 2 fm.



## Il deutone $d$

$d$  è il più semplice stato legato di nucleoni: non ha complicazioni dall'interazione elettromagnetica (trascurabile interazione magnetica degli spin) e neppure dal principio d'esclusione di Pauli. Adatto per studiare l'interazione (N-N). E' il solo nucleo con  $A = 2$  e non ha stati eccitati. Dagli esperimenti si ha per esso:

Energia di legame  $B(2,1) = 2.225 \text{ MeV}$

Spin e parità  $J^P = 1^+$

Isospin  $I = 0$

Momento magnetico  $\mu_d = 0.8574 \mu_N$

Momento di quadrupolo elettrico  $Q = 2.88 \times 10^{-31} \text{ m}^2$

$B(2,1)$  è piccola, rispetto all'energia media tipica di legame per nucleone dei nuclei più grandi ( $\sim 8 \text{ MeV}$ ).

Con buona approssimazione si ha  $\mu_p + \mu_n = 2.793 \mu_N - 1.913 \mu_N = 0.880 \mu_N \simeq \mu_d$

Assieme al valore 1 dello spin, ciò suggerisce che  $\mu_d$  sia dovuto esclusivamente agli spin dei nucleoni costituenti, paralleli e in uno stato a mom. ang. orb. nullo ( $l = 0$ ), da cui ci si potrebbe aspettare uno stato fondamentale del  $d$ ,  $|^3S_1\rangle$ .

Ma questo porterebbe a  $0$  il mom. di quadrupolo elettrico del  $d$ , essendo nullo il valor medio della quantità  $\langle ^3S_1 | (3z^2 - r^2) | ^3S_1 \rangle$ , per la simmetria sferica dell'autofunzione associata. Ma il valore sperimentale del mom. di quadrupolo elettrico di  $d$  non è zero, e l'ipotesi fatta corrisponde solo approssimativamente alla realtà;  $d$  ha una struttura leggermente deformata rispetto alla simmetria sferica.

La sua funz. d'onda contiene anche un piccolo contributo con  $l = 2$ , anch'esso come quello con  $l = 0$ , consistente con la parità del  $d$  che essendo uno stato legato di due nucleoni deve essere  $-1^l$ .

## Analogia atomico-molecolare

Idealmente si vorrebbe interpretare il potenziale (N-N) in termini della dinamica delle interazioni fondamentali fra quark.

Non si è ancora in grado di farlo ma si può ragionare per analogia. In figura è schematicamente illustrato l'andamento radiale del potenziale (N-N) così come dedotto dalla gran messe di dati sperimentali dello studio di interazioni elastiche  $p-p$  e  $n-p$ . E evidente la somiglianza col potenziale fra due atomi, con una componente repulsiva a distanze compatibili con la sovrapposizione spaziale delle due strutture, e una attrattiva a distanze maggiori che poi diminuisce al crescere di queste.

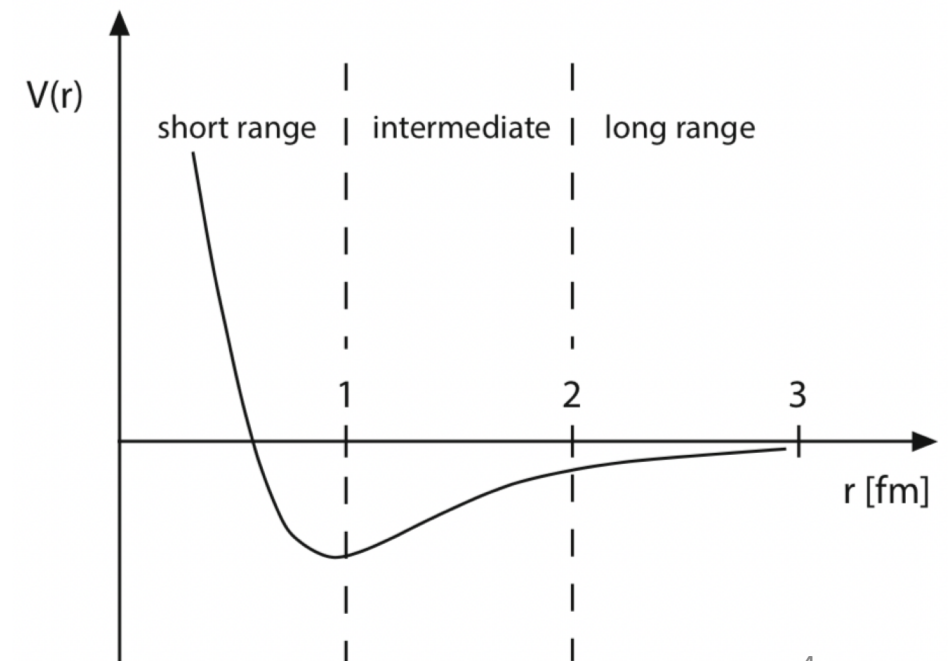
Ragionando per analogia col caso delle strutture atomiche e molecolari, si immagina che i quark giochino il ruolo degli elettroni.

Si hanno allora alcune possibilità quali interazioni di tipo "ionico", "van der Waals" o "covalente".

La prima tipologia può essere subito scartata per il caso nucleare, in quanto richiederebbe il "prestito a lungo termine" di un quark da un nucleone a un altro e ciò non è compatibile con le intense forze di confinamento che caratterizzano l'interazione fra quark in un nucleone.

Anche la seconda tipologia va scartata in quanto lo scambio di una coppia di gluoni che ne conseguirebbe dà luogo a un contributo troppo debole per giustificare l'effettiva interazione nucleare a distanze intermedie.

Rimane dunque la forma di legame covalente, che nel caso nucleare dovrebbe corrispondere a una forma di *compartecipazione* di un singolo quark tra due diversi nucleoni. Questi devono però restare *cromaticamente neutri* durante la forma di interazione descritta, il quark compartecipato da un nucleone deve quindi essere dello stesso colore di quello compartecipato dall'altro nucleone.



L'effetto, essendoci tre possibili diversi stati di colore, è ridurre la forza che ne consegue al punto che questo solo meccanismo non riesce a giustificare la profondità osservata per il potenziale nucleare. Ma in aggiunta ai tre quark di valenza, in un nucleone vi sono anche fluttuazioni di coppie quark-antiquark del mare, e se tali coppie siano cromaticamente neutre potranno anch'esse essere compartecipate fra due nucleoni, contribuendo all'interazione. Risulta che il loro contributo è maggiore rispetto a quello di singoli quark. I più leggeri fra questi **di-quark** sono i pioni  $\pi$ , il cui scambio fra nucleoni costituisce il grosso della parte attrattiva della forza nucleare.

In linea di principio la repulsione a breve range potrebbe essere imputata allo scambio di di-quark (mesoni) più pesanti eventualmente in differenti stati di spin totale. Dai dati sperimentali emergono molti candidati mesonici possibili, in accordo con le predizioni del modello a quark, e ogni scambio risulta responsabile di uno specifico contributo al potenziale totale N-N. Modelli che considerano alcuni di questi possibili scambi forniscono eccellenti fit dei dati ottenuti da esperimenti di diffusione N-N.

Questi modelli di scambio bosonico sono però di tipo "*semi-fenomenologico*", non in grado quindi di fornire una spiegazione fondamentale della parte repulsiva.

Nel caso di due atomi legati in una stessa molecola, la parte repulsiva a brevi distanze è dovuta al principio d'esclusione di Pauli. Considerando infatti che normalmente gli elettroni dei due atomi occupano i livelli energetici più bassi possibili, se i due atomi s'avvicinano, come per un urto, e quindi le due nuvole elettroniche iniziano a sovrapporsi spazialmente, allora alcuni degli elettroni che le popolano, dovendo ubbidire al principio d'esclusione, vengono forzatamente eccitati a livelli energetici superiori e ciò non può che avvenire a carico di una frazione dell'energia cinetica disponibile nel canale d'ingresso; è questo che genera l'effetto repulsivo a distanze ridotte.

Anche i quark di un sistema di due nucleoni ubbidiscono al principio d'esclusione, per cui la funzione d'onda che descrive quei 6 quark deve necessariamente essere anti-simmetrica. Il numero di quark che possono occupare lo stato a più bassa energia, con  $l = 0$ , senza violare il principio di Pauli è però pari a 12, in quanto i quark coinvolti si differenziano su tre possibili diversi stati di colore, su due diversi possibili stati di spin e su due diversi possibili stati di isospin (up e down).

La parte di spin-isospin della funzione d'onda completa deve dunque essere simmetrica in quanto la parte legata al colore è antisimmetrica e quella spaziale, per  $l = 0$ , è simmetrica.

Il principio d'esclusione quindi non limita, per quanto concerne la funzione d'onda spaziale, la possibilità che i 6 quark costituenti due nucleoni possano occupare il livello energetico più basso ( $l = 0$ ); di conseguenza la ragione della presenza del "**core**" repulsivo va cercata altrove.

S'osservi che l'energia potenziale cresce se tutti i 6 quark restano nello stato con  $l = 0$  mantenendo gli spin allineati; si confronti ad esempio la massa della risonanza  $\Delta(1232)$ , i cui tre quark componenti hanno gli spin allineati, con quella del generico nucleone, più leggero di circa  $295 \text{ MeV}/c^2$ , in cui una coppia di quark componenti si trova nella condizione di spin antiparalleli.

Nel caso dei 6 quark, se quando i due nucleoni si "sovrappongono" restano tutti nello stato con  $l = 0$ , è chiaro che il numero di coppie di quark con spin paralleli è maggiore rispetto al considerare i nucleoni singolarmente, e quindi l'energia potenziale del sistema aumenta; si trova che l'aumento, per ogni coppia in più di quark con spin paralleli, equivale a metà della differenza in energia fra la massa della  $\Delta$  e quella del nucleone.

E' d'altronde ragionevole che il sistema di due nucleoni cerchi spontaneamente di minimizzare questo contributo alla propria energia massimizzando il numero di coppie di quark con spin anti-paralleli, ma ciò entra in competizione con l'esigenza che la parte di spin-sapore della funzione d'onda sia completamente simmetrica, se tutti i 6 quark restano nello stato con  $l = 0$ . Si trova che il contributo energetico può essere ridotto se almeno una coppia di quark si pone nello stato con  $l = 1$ .

L'energia d'eccitazione necessaria a questo è però confrontabile con la diminuzione dell'energia di appaiamento di spin che si ottiene, quindi in ogni caso l'energia potenziale del sistema di due nucleoni aumenta se essi tendono verso una grande sovrapposizione spaziale mutua.

La repulsione che si osserva a brevi distanze è dunque conseguenza sia dell'aumento dell'energia dovuta agli appaiamenti di spin che dell'eccitazione di coppie di quark a stati con  $l = 1$ .

La forza nucleare viene anche detta "**interazione forte residua**", intendendo come "**interazione forte**" tout court quella che interviene fra i quark all'interno di ogni nucleone.

Dato il ridotto numero di trasparenze, e la sostanziale assenza di formula, questa potrebbe apparire come una «lectio brevis», ma in realtà è densa di informazioni e richiama, utilizzandoli, una così ampia messe di concetti che richiede di essere metabolizzata con lentezza.

Inizieremo la prossima lezione ripercorrendo per sommi capi il ragionamento che condusse Yukawa, nel 1934, a formulare il suo modello di forza nucleare mediata dallo scambio di bosoni.