

R. A. RICCI (*)

Reazioni nucleari iniziate da neutroni (**)

Introduzione

La prima reazione nucleare fu osservata da Rutherford nel 1919 bombardando bersagli di azoto con particelle α da sorgenti radioattive, secondo lo schema



dando quindi luogo alla prima emissione indotta di un protone nucleare (nucleone), considerato allora l'unico costituente elementare del nucleo atomico.

Bisognò attendere il 1932 per identificare l'altro partner essenziale della struttura nucleare con la scoperta del neutrone, fatta da Chadwick mediante la famosa reazione



Anche Chadwick usò particelle α da sorgenti radioattive naturali come proiettili. Tuttavia nello stesso anno venne osservata la prima reazione nucleare indotta da particelle accelerate da Cockroft e Walton, grazie all'invenzione di uno dei primi acceleratori di ioni mediante un generatore elettrostatico (il cosiddetto « Cockroft-Walton » appunto). La reazione, del tipo:



fu importante anche perché apriva la strada allo studio della dinamica e della struttura nucleare tramite l'interazione nucleone-nucleo.

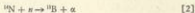
In altri termini lo stesso costituente del nucleo poteva essere usato come

(*) Dipartimento di Fisica, Università di Padova (II); Laboratori Nazionali di Legnaro, INFN, Padova (I).

(**) Relazione presentata al Convegno « I neutroni e loro applicazioni » nel cinquantesimo anniversario della scoperta della radioattività indotta da neutroni. (Roma, 4-5 giugno 1984).

« sonda » del sistema nucleare e come proiettile per innescare nuove trasmutazioni nucleari.

In effetti, un anno dopo (1933) Feather fu capace di osservare la prima reazione indotta da neutroni. Come sorgente di neutroni fu usata la reazione [1], ossia un sistema composto di una sostanza emettitrice di particelle α (per esempio Polonio) in contatto con Berillio; i proiettili neutroni servirono a bombardare un bersaglio di Azoto ottenendo la reazione:



e rivelando le particelle α in una camera a nebbia.

Poiché la reazione [2] è esattamente l'inversa della reazione



che, analogamente alla [1], è una reazione di produzione del neutrone, si vede come il neutrone (così come il protone) può essere considerato « figlio e padre » di reazioni nucleari.

Con l'avvento delle reazioni produttrici di neutroni, questi ultimi entrarono nel novero dei proiettili più usuali per innescare a loro volta reazioni nucleari di fondamentale importanza. Ancora oggi esistono moderne versioni delle sorgenti di tipo [3] in cui si fa uso di ${}^{239}\text{Pu}$, che ha un tempo di dimezzamento $t_{1/2} = 89$ anni, o di ${}^{241}\text{Am}$ ($t_{1/2} = 458$ anni) e che forniscono flussi tipici di 5×10^{10} neutroni/sec.

Nuove sorgenti di neutroni vennero poi ottenute con l'uso di generatori Van de Graaff (mediante reazioni indotte da protoni e deutoni opportunamente accelerati (tipica la reazione $d + t$ con produzione di neutroni veloci di circa 14 MeV), senza tuttavia grandi progressi nel flusso di neutroni ($\sim 10^7$ neutroni/sec).

Gli acceleratori lineari di elettroni determinarono un notevole aumento di intensità raggiungendo flussi dell'ordine di 10^{10} neutroni/sec, insieme con il vantaggio, tipico dei generatori Van de Graaff, di controllare lo spettro dei neutroni.

Il maggior progresso, tuttavia, lo si ebbe con i reattori a fissione con flussi tipici dell'ordine di 10^{16} neutroni/cm²-sec. E' questo enorme aumento di intensità, oltre che di maneggevolezza, che ha reso i neutroni una sonda efficacissima in fisica e nelle applicazioni tecnologiche.

I. - INTERAZIONE NEUTRONI-NUCLEO

Di primaria importanza si è rivelata, dunque, l'interazione di neutroni con i nuclei atomici, di pari passo con quella protone-nucleo. Già nel 1935 apparvero le prime evidenze sperimentali relative alla variazione dei ritmi di reazione (*sezioni d'urto*) con la energia di bombardamento. Tanto per neutroni che per protoni si trovarono forti *effetti di risonanza* che tuttora sono all'ordine del giorno. Fino

al 1950 si pensava che tutte le reazioni fossero controllate da risonanze, ma in seguito si ebbe chiara evidenza di contributi *non risonanti* o di « fondo » e le implicazioni della coesistenza di entrambi gli effetti costituisce ancora oggi un problema di particolare indagine.

Vi sono ovviamente delle differenze tra le reazioni indotte da neutroni e quelle indotte da protoni, non fosse altro che per l'effetto repulsivo del campo Coulombiano che riduce per i protoni la resa di reazione e comporta il fatto che non siano state riportate risonanze di protoni su bersagli con $Z < 45$.

Inoltre, per molte risonanze da neutroni non è energeticamente possibile la diffusione inelastica, permessa invece nel caso dei protoni.

D'altro canto, il neutrone come proiettile iniziatore di reazioni nucleari gode di particolari vantaggi. Infatti, oltre all'interazione *puramente nucleare* con i nucleoni del nucleo bersaglio, possiede un *potere penetrante* maggiore di altre particelle cariche, a parità di interazione; può dar luogo a reazioni anche a *bassissime energie* (ordine degli eV) e produce *stati nucleari senza selettività alcuna*, quindi è una sonda indicata a identificare tutti gli stati eccitati possibili di un nucleo.

La forte dipendenza delle sezioni d'urto di reazioni iniziate da neutroni dall'energia incidente e dalla massa del bersaglio fu messa estensivamente in evidenza negli anni 1934-38, che videro in particolare susseguirsi le tappe storiche seguenti (cfr. relazione di E. Amaldi):

a) l'osservazione di una trasmutazione nucleare provocata dal bombardamento di un nucleo atomico con neutroni del tipo di quella scoperta da Feather, apriva la strada all'uso estensivo di questi ultimi come « *iniziatori* » di reazioni nucleari; [F-1]

b) nel 1934, subito dopo la scoperta della *radioattività artificiale* da parte di I. Curie e F. Joliot, il gruppo di Roma (Fermi, Amaldi, Pontecorvo, Rasetti, Segrè) dimostrò la possibilità di indurre tale radioattività mediante reazioni con neutroni (*attivazione da neutroni*); [F-2]

c) il primo passo significativo nello studio della dinamica di tali reazioni fu ancora opera del gruppo di Roma, che mise in evidenza come la radioattività indotta nell'argento da neutroni aumenti al diminuire della velocità di questi ultimi. Tale risultato fu possibile grazie alla scoperta del *rallentamento* (e termalizzazione) dei neutroni in assorbitori di paraffina e, più in generale, in sistemi idrogenati (moderatori) a causa degli urti dei neutroni con gli atomi di idrogeno. [F-3] L'andamento della sezione d'urto del processo di « *cattura* » di neutroni da parte dei nuclei, era del tipo $\sigma \propto 1/v$.

d) Questo andamento fu correlato con l'osservazione di reazioni in cui il bombardamento di nuclei con neutroni non è seguito da emissione di particelle cariche ma solo di radiazioni γ (reazioni di cattura n, γ); tipica la reazione:



osservata da Bjerge e Westcott e correttamente interpretata da Amaldi, D'Agostino e Segrè con l'identificazione dell'isotopo radioattivo (^{23}Na) del sodio. [B-1; A-1]

e) La prima classificazione estensiva delle radiazioni indotte da neutroni fu possibile grazie alle varie osservazioni del gruppo di Roma (Amaldi, D'Agostino, Fermi, Pontecorvo, Rasetti, Segré) e, indipendentemente, di Chadwick e Goldhaber e di Burcham e Goldhaber [A-2; C-1; B-2], che portarono alle seguenti indicazioni:

— per neutroni lenti e nuclei pesanti ($A > 60$) la reazione più probabile è quella di *cattura radiativa* (n, γ);

— per neutroni lenti e nuclei leggeri ($A < 30$) diventa più probabile l'emissione di *particelle cariche*, dovuta a reazioni (n, α) e (n, p);

— tali reazioni avvengono con effetti di *risonanza* nella sezione d'urto (Bjerge e Westcott, Moon e Tillman: [M-1] cattura preferenziale di neutroni di energia specifica da certi nuclei). Caso tipico quello del Cadmio, che si caratterizza con un gradiente brusco della σ all'energia di risonanza e ripresa dell'andamento $1/v$ dopo la stessa (cfr. fig. 1).

Da qui l'introduzione dell'uso del Cadmio come rivelatore *differenziale* (soglia di energia dei neutroni lenti 0.176 eV; Fermi e Amaldi, 1935) e come *auto-indicatore* (Szyld 1935). [F-4; S-1]

Non è certo il caso di ripetere qui quanto già efficacemente espresso da Edoardo Amaldi e Emilio Segré, protagonisti di quell'affascinante periodo di ricerca pionieristica.

Ribadirò comunque che lo studio delle risonanze di cattura dei neutroni lenti iniziò sostanzialmente non solo lo studio della dinamica delle reazioni nucleari indotte da neutroni, ma anche l'uso di essi come « sonde » della struttura dei nuclei atomici, che costituisce tuttora, insieme con le reazioni di cattura di protoni, un potentissimo mezzo d'indagine in spettroscopia nucleare.

Basti citare, ad esempio, il compendio sistematico effettuato nel 1967 da

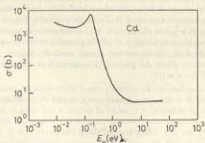


Fig. 1 - Sezione d'urto di reazione nel Cadmio di neutroni lenti (scala logaritmica): cattura risonanze.

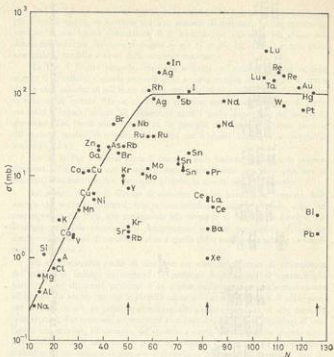


Fig. 2 - Sezione d'urto di cattura neutronica in funzione del numero di neutroni N.

Bartholomew, Doveika, Eastwood, Monaro, Groshev, Demidov, Pelekov e Sokolowski, da cui risultava già che 79 schemi di livelli nucleari nella regione di massa $A < 120$ e 61 nella regione $A > 120$ erano stati costruiti sulla base di reazioni (n, γ) . [B-3]

In modo ancora più evidente si manifesta l'identificazione di più di 100 risonanze in stato s ($\ell = 0$) nel ^{90}Er (Liou, 1972) e nel ^{66}Zn (Garg, 1981) mediante cattura di neutroni, che si confrontano con le 125 trovate nel ^{90}Mo mediante cattura di protoni.

A riprova del ruolo cruciale giocato dai neutroni in fisica nucleare, le Fig. 2, 3 e 4 mostrano tre casi caratteristici di fondamentale importanza.

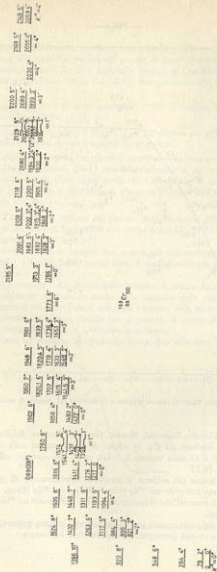


Fig. 3 - Rappresentazione dei 78 stati quantici sotto 2.2 MeV del α ottenuti per reazione (α, γ) e interpretati secondo il modello a bosoni interagenti.

In Fig. 2 è riportato l'andamento delle sezioni d'urto di cattura neutronica σ_c per i vari elementi, in funzione del loro numero di neutroni. Le improvvise discontinuità, con brusca diminuzione di σ_c , costituiscono una delle più chiare evidenze dell'esistenza dei numeri magici — qui $N = 50, 82, 126$ — e una guida essenziale al modello a strati della struttura nucleare.

La Fig. 3 illustra tanto la semplicità scoperta nei sistemi quantici nucleari quanto il contributo a queste scoperte delle reazioni iniziate da neutroni. Si tratta dei 78 stati quantici di più bassa energia del ^{162}Er , tutti popolati e studiati tramite la reazione di cattura $^{162}\text{Er}(n, \gamma)$, l'unica che non mostri caratteristiche di preferenzialità e capace, quindi, di evidenziare tutti i livelli disponibili del nucleo in questione. Tali livelli sono disposti in 20 famiglie di simmetrie distinte previste dai correnti modelli di struttura cosiddetti dei « bosoni interagenti » (coppie di nucleoni). [I-1]

Infine, la Fig. 5 mostra come il processo della fissione, già scoperto originariamente nelle reazioni con neutroni, resta essenzialmente un fatto peculiare ai neutroni, rivelando ulteriori proprietà proprio in questo tipo di interazione.

La sezione d'urto di fissione di elementi pesanti misurata in funzione della energia dei neutroni incidenti, mostra una struttura a doppio periodo, come nel caso riportato del ^{238}Pu , che corrisponde alla presenza di una doppia barriera nell'energia potenziale causata dalla deformazione nucleare responsabile di una seconda configurazione di equilibrio, oltre a quella dello stato fondamentale (« isomerismo di fissione »).

Mi sia consentito anche di illustrare un ulteriore esempio di utilizzazione dell'attivazione indotta da neutroni in problemi fondamentali di spettroscopia nucleare. Uno di questi problemi è lo studio dell'interazione nucleone-nucleone all'interno del nucleo tramite la identificazione e la caratterizzazione di stati quantici nucleari dovuti, in prima approssimazione, all'accoppiamento di due nucleoni (due protoni, due neutroni, un neutrone e un protone) nelle varie situazioni di configurazione previste, ad esempio, dal modello a strati. Ciò è possibile quando siano disponibili nuclei la cui struttura possa considerarsi, a parte piccole perturbazioni, costituita da un insieme (« core » o « nocciolo ») ben stabile e compatto non influenzabile a basse energie di eccitazione e da una coppia di nucleoni in un'orbita comune di « valenza ». Il « core » sarà dunque un nucleo doppio-magico costituito da un numero magico di protoni e da un numero magico di neutroni. I due nucleoni di valenza interagiscono fra loro nel contesto del nucleo così costituito tramite una « interazione efficace » responsabile dello spettro di eccitazione di bassa energia e tipica dell'orbita (strato) occupata dai due nucleoni. Un caso esemplare è dato dall'accoppiamento di 2 nucleoni nell'orbita $1f_{7/2}$, la prima disponibile al di là degli « strati chiusi » del core costituito dal ^{40}Ca (20 protoni e 20 neutroni).

L'accoppiamento neutrone-neutrone sarà quindi dato dal ^{40}Ca (22 neutroni), quello protone-neutrone dal ^{46}Sc (21 protoni e 21 neutroni), quello protone-protone dal ^{48}Ti (22 protoni) che tuttavia, fino alle possibilità recenti offerte dalle reazioni indotte da ioni pesanti, non era possibile per lungo tempo investigare. Lo spettro a due particelle (interazione a due corpi) risultante dall'accoppiamento suddetto,

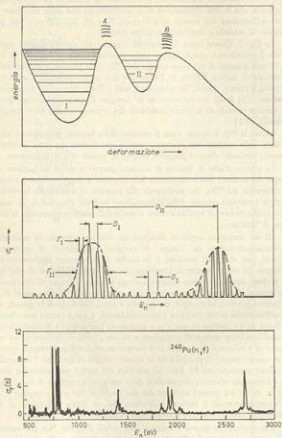


Fig. 4 - Isomerismo di fissione nel ^{240}Pu .

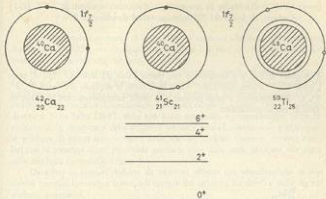


Fig. 5 - Illustrazione dell'accoppiamento di 2 nucleoni nell'orbita $1f_{7/2}$ nei nuclei ^{40}Ca (2 neutroni) ^{42}Ca (1 protone ed 1 neutrone), ^{41}Sc (2 protoni). Per il ^{40}Ti il « core » inerte è il ^{40}Ca invece del ^{42}Ca . In basso lo spettro di eccitazione corrispondente.

è riportato in Fig. 5, insieme con lo schema illustrativo dell'interazione tra i due nucleoni di valenza.

Poiché interessa, ovviamente, il confronto, surrogato dall'ipotesi dell'indipendenza delle forze nucleari dalla carica, tra gli spettri menzionati, e noti quelli del ^{40}Ca e dello ^{40}Sc , la conoscenza dei livelli dovuti all'accoppiamento protone-protone è essenziale per ricavare gli elementi di matrice dell'interazione a 2 corpi nello strato $1f_{7/2}$ e da essi riprodurre con calcoli semplici di modello a strati gli spettri di eccitazione degli altri nuclei della regione $1f_{7/2}$ e confrontarli con i dati sperimentali.

Ebbene, lo spettro dell'interazione protone-protone può ottenersi anche dal ^{40}Ti (22 protoni = 20 + 2, e 28 neutroni), dato che 28 è pure un numero magico per i neutroni e il « core » qui costituito dal ^{40}Ca è altrettanto « inerte » del ^{40}Ca . Il ^{40}Ti può essere studiato attraverso il decadimento β del ^{40}Sc e questo può essere prodotto tramite la reazione:



Questa reazione, unica produttrice dello ^{40}Sc , fu usata a Napoli nel 1963 con neutroni da 14 MeV generati da uno dei famosi acceleratori da 400 kV (deutoni su tritio) in dotazione a gruppi italiani di fisica nucleare tramite il contratto Euratom-CNEN che, per iniziativa dell'INFN (Eduardo Amaldi ne fu il promotore),

permise l'avvio di ricerche di spettroscopia e struttura nucleare in Italia. [C-2]
 Lo schema di livelli del ^{90}Ti , conseguente al decadimento $\beta + \gamma$:



è riportato in Fig. 6 e confrontato con quello allora già noto del ^{40}Ca . A parte i livelli 0^+ , 2^+ d'altra natura, nel ^{40}Ca si vede come la sequenza degli stati 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ dell'interazione protone-protone e di quella neutrone-neutrone si corrispondano in modo spettacolare.

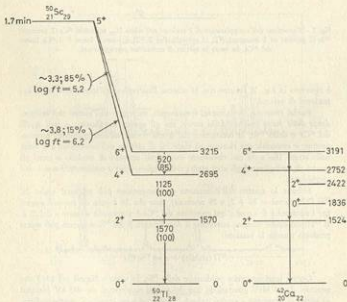


Fig. 6 - Schema di livelli del ^{90}Ti dal decadimento β del ^{90}Sc e confronto con quello del ^{40}Ca .

II. - CLASSIFICAZIONE E DESCRIZIONE DELLE REAZIONI NUCLEARI
 INIZIATE DA NEUTRONI

L'interpretazione *risonante* delle reazioni da neutroni che, come già accennato, dominò fino al 1950, accompagnò la *descrizione statistica* del comportamento del nucleo in interazione con neutroni (o protoni).

Il processo di « cattura » ebbe la sua collocazione ideale nel *modello a goccia liquida del nucleo* e nella formazione del *nucleo composto* (nucleo bersaglio più nucleone incidente), insieme statistico le cui proprietà di decadimento sono indipendenti dalle modalità di formazione (ossia dal canale d'entrata). Questo modello, dovuto a Niels Bohn [B-4], ebbe una parte essenziale e preponderante nella descrizione della dinamica e della struttura nucleare fino all'osservazione e alla messa in evidenza di *effetti non risonanti* nelle reazioni nucleari (*reazioni dirette*) correlati con la presenza di un *potenziale nucleare* visto dalle onde associate alle particelle incidenti (« modello ottico »).

Da allora le reazioni indotte da neutroni ebbero una classificazione in tipi diversi tenendo comunque conto dell'energia dei neutroni incidenti e delle regioni nucleari interessate.

La suddivisione in energia è, tipicamente, la seguente:

a) *neutroni lenti*: 0 - 1 kev

che si distinguono ulteriormente in:

- *neutroni freddi* ($E_n \leq 10^{-3}$ eV) caratterizzati da una grande penetrabilità nei cristalli;
- *neutroni termici* ($10^{-3} < E_n < 10^{-1}$ eV) caratterizzati da una distribuzione Maxwelliana della loro velocità;
- *neutroni epitermici* ($E_n > 0.5$ eV) la cui distribuzione non corrisponde più all'equilibrio termico;

b) *neutroni intermedi*: 1 - 500 keV

Già i neutroni provenienti dalle sorgenti di Ra-Be e non termalizzati da assorbitori di paraffina furono sufficienti a indurre reazioni diverse dalla cattura radiativa soprattutto nei nuclei leggeri. Esempi tipici le reazioni (n, p) e (n, α) osservate dal gruppo di Roma e le reazioni $(n, 2n)$ ipotizzate da Fermi e osservate da Heyn nel 1936 [H-1]. (*)

c) *neutroni veloci*: (0.5 - 10 MeV) e *molto veloci* (10 - 50 MeV).

Di importanza fondamentale fu la scoperta, nel 1933, della possibilità di produrre sorgenti di neutroni veloci mediante reazioni indotte da particelle cariche

(*) Una sorgente tipica di neutroni di energia nell'intorno del MeV è la *reazione di foto-disintegrazione* (γ, n) possibile sia utilizzando γ da sostanze radioattive con *deuterio* o *berillio* (reazioni $D(\gamma, n)$ e $Be(\gamma, n)$ con rese di 10^4 n/sec-curie) o radiazioni γ e α di elevata energia provenienti da acceleratori di elettroni o betatroni ($10^6 - 10^{10}$ n/sec).

accelerate. Reazioni tipiche la (d, n) scoperta da Crane, Lauritsen e Soltan [C-3], la (p, n) scoperta da Crane e Lauritsen [C-4] e, soprattutto, la $d + d$ (Oliphant, Harteck e Rutherford [O-1]) e la $d + t$ [H-2], che possono essere usate con acceleratori a tensione relativamente bassa. Ciò permise un grande progresso nella caratterizzazione di reazioni $(n, n' \gamma)$ e cioè di processi in cui l'emissione γ non è da ascrivere a cattura radiativa ma a *diffusione inelastica* dei neutroni con eccitazione del nucleo bersaglio e suo decadimento successivo tramite radiazioni γ (Lea 1935 [L-1]);

d) *neutroni ultraveloci*: $E_n > 50$ MeV

Prima dell'avvento degli acceleratori di particelle inducenti reazioni produttive di neutroni l'unica fonte di neutroni ultraveloci era la radiazione cosmica.

Oggi l'uso di neutroni di elevata energia, provenienti da reazioni prodotte con ciclotroni, acceleratori lineari e acceleratori Tandem si è grandemente esteso. Una particolarità di queste energie è la piccola interazione neutrone-nucleo. Il nucleo diviene « trasparente » e, inoltre, diventano possibili reazioni di « spallazione ».

Dal punto di vista nucleare una tipica suddivisione tuttora valida e che tiene conto della spaziatura (e quindi della *densità*) dei livelli dei nuclei atomici è la seguente:

a) *nuclei leggeri* ($A < 25$) che presentano una spaziatura di livelli tipicamente di circa $1 \div 0.1$ MeV per neutroni lenti e intermedi (livelli larghi e risolti in energia); per neutroni veloci i livelli sono meno spaziosi ma ancora risolti energeticamente;

b) *nuclei medi* ($25 < A < 80$) in cui la separazione dei livelli, per neutroni lenti e intermedi, è di circa $100 \div 1$ keV, decrescendo rapidamente per energie più elevate e quindi dando luogo a sovrapposizione fino ad arrivare al continuo;

c) *nuclei pesanti* ($A > 80$): essendo la separazione dell'ordine di $1000 \div 5$ eV, si possono ancora osservare livelli separati con neutroni lenti; per neutroni intermedi si ha già sovrapposizione e per neutroni veloci si è già nel continuo.

Per neutroni ultraveloci e per tutti i nuclei la descrizione in termini di nucleo composto non è più corretta e subentrano notevoli modificazioni.

Passeremo in rassegna i vari tipi di reazioni con particolare riguardo alla loro caratterizzazione dinamica e ai problemi di struttura. Occorre però ricordare che il modello di reazione del nucleo composto prevede sostanzialmente due stadi: *la formazione del nucleo composto propriamente detto* (cattura del proiettile da parte del nucleo bersaglio) e quindi *la emissione per decadimento statistico* del nucleo composto (eccitato) di particelle o radiazioni γ .

Detto σ il prodotto di emissione la sezione d'urto del processo è:

$$\sigma(n, a) = \sigma_0 \frac{\Gamma^a}{\Gamma} \quad [4]$$

Il primo fattore σ_0 , è in effetti la sezione d'urto di assorbimento del neutrone

incidente per formare il sistema composto C, il secondo rappresenta la probabilità del *decadimento parziale* con emissione di a (*larghezza di risonanza*) rispetto a quella totale Γ (somma di tutti i decadimenti possibili).

La dipendenza energetica di σ_c (*formula a un livello*) è data da:

$$\sigma_c = \pi \lambda^2 j \frac{\Gamma_a \Gamma}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} \quad [5]$$

dove λ e Γ_a sono, rispettivamente, la lunghezza d'onda ridotta e la probabilità di cattura del neutrone incidente, Γ la probabilità totale di reazione, E_r l'energia di risonanza e j un fattore statistico legato ai *momenti angolari* J_a e J_c rispettivamente del nucleo bersaglio e del nucleo composto nel modo seguente:

$$j = \frac{2 J_c + 1}{2 (2 J_a + 1)}$$

Ne segue che:

$$\sigma(n, a) = \pi \lambda^2 j \cdot \frac{\Gamma_a \Gamma_a}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} \quad [6]$$

che è la nota formula di Breit-Wigner [B-5].

II.1) Diffusione elastica (n, n)

Essa è possibile per tutti i nuclei e a tutte le energie. Il problema qui, ovviamente, è il confronto con la *sezione d'urto totale di reazione* e la competizione delle reazioni in cui l'energia incidente viene *parzialmente dissipata* nell'interazione con il nucleo bersaglio.

a) Per *neutroni lenti* si ha il seguente scenario:

— *Nuclei leggeri*: domina la *diffusione non risonante*.

La sezione d'urto è descritta classicamente dalla formula geometrica

$$\sigma = 4 \pi R^2 \quad [7]$$

dove R è il *raggio (d'interazione) nucleare*. Si tratta, in altri termini, di *diffusione da potenziale* descritta usualmente in termini di diffusione da una *sfera impenetrabile* di raggio R .

Un esempio tipico è dato dal Carbonio (Fig. 7a) in cui $\sigma_{tot} = \sigma_{non-r}$. Ciò è vero in generale per altri nuclei leggeri con l'eccezione di ${}^6\text{Li}$ e ${}^{10}\text{B}$ (predominio di reazioni n, α) e ${}^3\text{He}$ e ${}^{14}\text{N}$ (predominio di n, p)

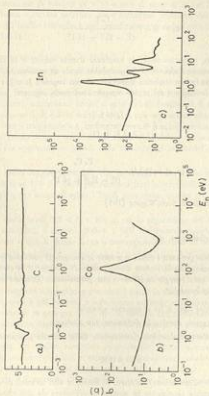


Fig. 7 - Sezione d'urto di risonanza di neutroni lenti in nuclei leggeri (a), medi (b) e pesanti (c).

— *Nuclei medi*: l'andamento generale è simile a quello dei nuclei leggeri; si incontrano però frequenti effetti di risonanza. Si tratta di *risonanze di diffusione*, poiché la spaziatura dei livelli è abbastanza grande. In altri termini, la larghezza (probabilità) di *diffusione risonante* di neutroni Γ_{nr} è dominante rispetto alla larghezza di cattura radiativa Γ_r .

$$\Gamma_{nr} \sim \Gamma_{na} > \Gamma_r$$

La sezione d'urto (di picco) è data da:

$$\sigma_0(n, n) \approx 4 \Pi \lambda^2 f \quad [8]$$

Un caso tipico è quello del ^{59}Co , anch'esso schematicamente rappresentato in Fig. 7b.

— *Nuclei pesanti*: qui la probabilità di cattura radiativa Γ_r è generalmente più grande di Γ_{nr} a causa della spaziatura di livelli relativamente piccola: $\Gamma_r \sim \Gamma_r > \Gamma_{nr}$.

La sezione d'urto (di picco) di diffusione risonante:

$$\sigma_0(n, n) = \frac{\Gamma_{nr}}{\Gamma_r} \sigma_0(n, \gamma) \quad [9]$$

è pertanto piccola rispetto a quella radiativa (e totale).

La *diffusione risonante del Cadmio* è proprio un esempio di questo caso (vedi Fig. 1).

b) Per *neutroni intermedi* si ha un tipico comportamento intermedio: alle energie più basse la lunghezza d'onda è ancora grande rispetto al raggio nucleare, alle più alte essa è confrontabile con le dimensioni nucleari.

La situazione è, schematicamente, la seguente:

— *Nuclei leggeri*: predomina la *diffusione risonante (cattura e riemissione di neutroni)* (v. Fig. 8a).

— *Nuclei medi*: si ha *interferenza* tra la *diffusione risonante* e la *diffusione da potenziale*. Un chiaro esempio è quello del ^{235}U . In Fig. 8b è riportata la sezione d'urto totale che mostra le diverse proprietà delle risonanze per diffusione. La curva tratteggiata corrisponde a $\sigma = 4 \Pi \lambda^2$ e si vede che le tre risonanze s ($\ell = 0$) hanno un valore di picco proprio su tale curva, indicando l'interferenza tra *diffusione risonante* e *da potenziale*.

— *Nuclei pesanti*: A causa della stretta spaziatura dei livelli la *cattura radiativa* (n, γ) diventa estremamente competitiva alle energie più basse, dove $\Gamma_r > \Gamma_{nr}$, mentre alle energie più alte $\Gamma_{nr} > \Gamma_r$, e predomina la *diffusione* (n, n). A questo punto comincia a diventare importante anche la *diffusione inelastica* (n, n').

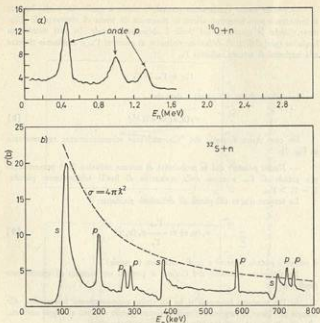


Fig. 8 - Sezione d'urto di reazioni di neutroni intermedi su nuclei leggeri (a) e medi (b). Si ha diffusione risonante nel caso (a) con onde p e interferenza tra diffusione risonante (onde p) e da potenziale (onde s, $\sigma = 4\pi\lambda^2$) nel caso (b).

Un aspetto strutturale rilevante è dato dalla diffusione risonante su nuclei pesanti nella regione dei numeri magici (chiusura degli strati) in cui, alle energie di eccitazione corrispondenti alla cattura neutronica è singolarmente bassa l'energia di legame del neutrone oppure la densità di livelli del nucleo composto o entrambe. E' il caso del ^{208}Pb che presenta lo stesso comportamento di nuclei più leggeri interagenti con neutroni più veloci (esempi tipici il ^{90}V e lo ^{32}S , come illustrato dalla Fig. 9).

c) Infine, per neutroni veloci la sezione d'urto di reazione è per il 50% dovuta a formazione di nucleo composto: $\sigma_{rc} = \frac{1}{2} \sigma_{tot}$, con emissione di particelle.

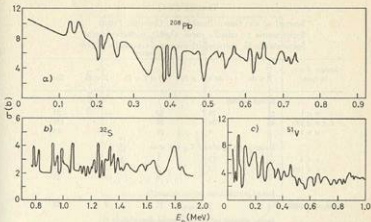


Fig. 9 - Sezione d'urto di diffusione di neutroni intermedi sul nucleo magico ^{208}Pb (a). Sezione d'urto di diffusione di neutroni veloci su nuclei medi: 225 (b) e ^{51}V (c) con tipici effetti di risonanza e di interferenza.

Il resto è dovuto a diffusione elastica (da potenziale) in cui il neutrone passa vicino (ma non dentro) al nucleo bersaglio.

II.2) Cattura radiativa (n, γ)

Come già accennato, questo tipo di reazione è estremamente importante nello studio delle strutture nucleari.

Già nel 1938 i fisici nucleari conoscevano che essa avrebbe dato notevoli informazioni sulla struttura dei nuclei, ma le sorgenti di neutroni e gli strumenti di rivelazione γ allora disponibili non erano sufficienti per misure precise.

Un notevole progresso si ebbe a partire dal 1950, quando già si potevano utilizzare reattori di ricerca, con l'introduzione dello spettrometro magnetico a coppie (Kinsey, Bartholomew e Walker [K-1]) e dello spettrometro magnetico a effetto Compton (Groshev *et al.*). [G-1]

Intorno al 1960 si ebbero spettrometri a cristallo molto precisi e spettrometri beta ad alta risoluzione. Dopo qualche anno la vera e propria rivoluzione strumentale operata dall'introduzione dei rivelatori a Germanio-Litio (Ge-Li) come

TABELLA [V-1]

Reattori ad alto flusso: Brookhaven, Grenoble, Petten
 Spettrometria γ : cristallo curvo, Ge(Li), bersaglio interno
 Spettrometria β : spettrometri magnetici a bersaglio esterno

Sezione d'urto in barn	$Z \leq 40$	$40 < Z \leq 59$	$60 \leq Z \leq 83$	$Z < 83$	Totale
Isotopi naturali					
$\sigma < 1$	59	26	10	—	95
$1 < \sigma < 100$	46	34	56	3	139
$\sigma > 100$	1	4	27	1	33
Isotopi con σ misurata e $T_{1/2} < 1$ anno.					
$\sigma < 1$	—	2	1	—	3
$1 < \sigma < 100$	4	5	2	13	24
$\sigma > 100$	1	1	4	17	23
Isotopi ottenibili con cattura doppia (*)					
$\sigma_1, \sigma_2 > 1000$	1	2	11	4	18
Isotopi misurati nel 1975-78 (isotopi disponibili in %)					
	37 (33%)	47 (50%)	60 (54%)	11 (29%)	155 (44%)

(*) Per flussi neutronici di $5 \cdot 10^{14}$ n/cm²-sec.

spettrometri γ resero le reazioni di cattura radiativa ancora più potenti in spettroscopia nucleare, come dimostrato dal compendio già citato [E-1, B-3].

Un'idea della potenzialità di questa metodologia si può avere dalla tabella seguente, che rende conto del numero di isotopi che è possibile studiare con reazioni (n, γ) presso reattori ad alto flusso (Brookhaven, Grenoble, Petten) con bersaglio interno e spettrometri γ a Ge(Li) e con bersaglio esterno e spettrometri α cristallo.

Un tipico esempio è mostrato in Fig. 10, dove è riportato lo spettro γ susseguente alla reazione $^{180}\text{Os}(n, \gamma)^{181}\text{Os}$, misurato sia con un rivelatore al Ge(Li) che con uno spettrometro a cristallo.

Il nucleo composto eccitato CN, prodotto dalla cattura di un neutrone, decade per emissione γ in competizione con altri possibili decadimenti, di cui quello sempre permesso è la riemissione di un neutrone, secondo lo schema:



$$\sigma(n, \gamma) = \sigma_c \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \quad [10]$$

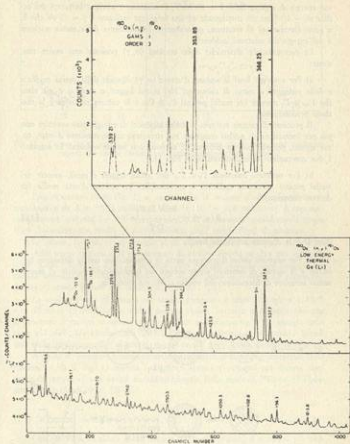


Fig. 10 - Spettro γ della reazione $^{190}\text{Os}(n, \gamma)^{191}\text{Os}$ misurato con un rivelatore al Ge (Li). Nella parte superiore è rappresentata una frazione dello spettro, misurato con uno spettrometro a cristallo.

Essendo la cattura del neutrone possibile ad una energia corrispondente alla sua energia di legame $B_n = 5 + 10$ MeV, l'emissione γ avviene in tempi dell'ordine di $\sim 10^{-14}$ sec; ciò corrisponde ad una *larghezza radiativa* $\Gamma_\gamma \sim 10$ eV che è, a parte fluttuazioni di struttura, generalmente indipendente dalla massa nucleare e dall'energia dei neutroni incidenti.

Le caratteristiche dinamiche delle reazioni (n, γ) possono così essere riassunte:

a) Per neutroni lenti la sezione d'urto $\sigma(n, \gamma)$ dipende dalla massa nucleare e dalla vicinanza o meno di risonanze. Nei nuclei leggeri e medi si è già visto che $\Gamma_{tot} \gg \Gamma_\gamma$, mentre nei nuclei pesanti $\Gamma_\gamma \gg \Gamma_{tot}$ e la cattura radiativa è la reazione predominante.

Il processo di cattura tuttavia ai limiti superiori di energia può avvenire non più per formazione di nucleo composto ma attraverso un *meccanismo diretto*, come appare, per esempio, in processi di *nucleosintesi* (come vedremo in seguito). I due meccanismi sono illustrati nella Fig. 11.

b) Per neutroni intermedi $\Gamma_\gamma \ll \Gamma_{tot}$ nei nuclei leggeri e medi, mentre nei nuclei pesanti la cattura radiativa è apprezzabile. La sezione d'urto media (su diverse risonanze) è:

$$\bar{\sigma}(n, \gamma) = \frac{2\pi \lambda^2 \Gamma_\gamma \Gamma_\gamma}{D \Gamma} \quad [11]$$

dove D è la distanza media tra livelli.

c) Per neutroni veloci il processo entra in competizione con la diffusione inelastica e la cattura di neutroni stessi subisce un cambiamento rispetto al meccanismo semplice di formazione del nucleo composto (vedi Fig. 11).

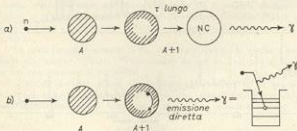


Fig. 11 - Reazioni (n, γ) : a) formazione di nucleo composto ed emissione statistica; b) meccanismo diretto in cui il neutrone va ad occupare un'orbita nucleare ed emette l'eccesso di energia per radiazione γ .

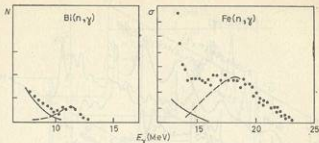


Fig. 12 - Cattura (n, γ) per $E_\gamma > 7$ MeV. La cattura diretta (linea tratteggiata) predomina rispetto alla cattura statistica per nucleo composto (linea continua).

Empiricamente (vedi Fig. 2) si osserva che la sezione d'urto $\sigma(n, \gamma)$ cresce rapidamente da $A = 35$ (1 millibarn) ad $A = 110$ (~ 200 millibarn), è approssimativamente costante (~ 100 mb) per $A \geq 120$ e presenta considerevoli deviazioni dell'andamento medio in corrispondenza degli strati chiusi di neutroni.

In effetti, la $\sigma(n, \gamma)$ ad energie al di sopra del MeV non può essere ricavata dalla teoria statistica. Il meccanismo di *cattura diretta* sembra più soddisfacente (Lane e Lynn [1,2]) e, in aggiunta, altri processi possono aver luogo, come *cattura semi-diretta* e *collettiva* (passaggio da uno stato intermedio ed eccitazione di una *risonanza gigante* che decade via γ) [B-6, C-5].

La sezione d'urto di cattura per nucleo composto è circa 100 mb a 1 MeV e ~ 10 mb a 10 MeV in un nucleo pesante tipico. Tuttavia si è dimostrato che il processo di nucleo composto produce quasi esclusivamente γ di energia inferiore a 7 MeV. L'evidenza della cattura diretta, semidiretta e collettiva è quindi data dalla produzione di γ di energia superiore a 7 MeV, come illustra la Fig. 12.

A titolo di esempio riassuntivo della potenzialità dinamica e strutturale delle reazioni (n, γ) la Fig. 13 mostra i differenti spettri γ ottenuti per diverse risonanze di cattura in una analisi multidimensionale della reazione $^{208}\text{Pb}(n, \gamma)$ riportata da Biggerstaff *et al.* [B-7].

II.3) Diffusione inelastica (n, n') e $(n, n'\gamma)$

Con eccezione di alcuni nuclei leggeri e dei più pesanti, il processo più probabile a seguito della cattura di un neutrone è la sua *ri-emissione*. Finché l'energia del neutrone incidente è inferiore a quella del primo stato eccitato del nucleo bersaglio, il neutrone viene rimesso con la stessa energia incidente (a meno di quella portata via dal rinculo) e si ha una *diffusione elastica per cattura*. Non ap-

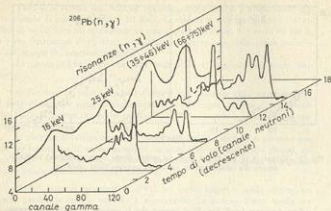


Fig. 13 - Spettri γ per diverse risonanze della reazione di cattura radiativa $^{206}\text{Pb}(n,\gamma)$.

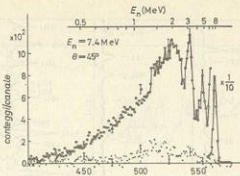
pena l'energia di bombardamento supera quella del livello nucleare piú basso e oltre interviene l'eccitazione del nucleo bersaglio e il neutrone emesso manca dell'energia dissipata per tale eccitazione. Il processo prende il nome di *diffusione inelastica* (n,n').

I due processi sono ovviamente competitivi e mentre la diffusione per cattura, cosí come la diffusione da potenziale, è un processo coerente e presenta effetti di interferenza, la diffusione inelastica lascia il nucleo residuo in uno o piú stati eccitati che decadono per emissione γ . E' infatti con l'osservazione della radiazione γ che tale reazione fu scoperta [L-1, K-2].

Con l'avvento delle tecniche piú perfezionate di spettrometria dei neutroni (*tempi di volo*) e di spettrometria γ (rivelatori al Ge(Li)), la diffusione inelastica di neutroni divenne uno strumento di rilievo in spettroscopia nucleare. In particolare, mentre la diffusione (n,n') restava di ausilio ma non poteva considerarsi competitiva con la *diffusione inelastica di particelle cariche*, a causa della migliore risoluzione energetica in quest'ultimo caso, le reazioni ($n,n'\gamma$) si mostrarono molto indicate per la identificazione di livelli nucleari *senza particolare selezione degli stessi*.

Energie tipiche di reazioni inelastiche con neutroni sono di 5 ÷ 15 MeV e quindi con sorgenti generate da acceleratori elettrostatici di protoni e deutoni.

A titolo di esempio la Fig. 14 mostra un tipico spettro di *neutroni inelastici* dal Piombo misurato con tecniche di tempi di volo, mentre la Fig. 15 riporta lo

Fig. 14 - Tempo di volo di neutroni della reazione $Pb(n, n')$.

spettro γ ottenuto con un rivelatore al $Ge(Li)$ dalla reazione $^{205}As(n, n'\gamma)$ al Van de Graaff di 7 MV dei Laboratori Nazionali di Legnaro da un gruppo di Trieste [A-5].

II.4) Reazioni con emissione di particelle cariche

Si è già visto che la cattura neutronica può essere seguita dal decadimento del nucleo composto *tramite emissione di particelle cariche*, soprattutto nei nuclei leggeri, per esempio protoni e alfa. La dipendenza dall'energia di tali reazioni è data sempre dalla relazione $\sigma(n, a) = \sigma_c \Gamma_a / \Gamma$.

La differenza sostanziale di tali reazioni con quelle in cui vengono emessi neutroni o radiazioni γ è che esse sono *reazioni a soglia*, in quanto la particella carica per essere emessa deve superare la *barriera coulombiana*.

Così per *neutroni lenti* è necessario che la reazione sia *esoergica* (Q -valore della reazione > 0) e vi sia una *apprezzabile penetrabilità della barriera* che aumenta con l'energia. La sezione d'urto in tal caso segue bene la legge $1/v$.

Per *neutroni intermedi*, invece, la legge $\sigma \propto 1/v$ non è più seguita a causa della presenza di risonanze e Γ , viene a dipendere dall'energia.

Per neutroni veloci la penetrabilità aumenta e l'emissione di particelle cariche è meno inibita, permettendo anche reazioni *endoergiche* per le quali la soglia $E_s = -Q(A+1)/A$ cade nel dominio di energia considerato. In questo caso la caratteristica a soglia è evidente nell'andamento della sezione d'urto come mostrato in Fig. 16 per le reazioni $^{31}P(n, p)$ e $^{32}S(n, p)$.

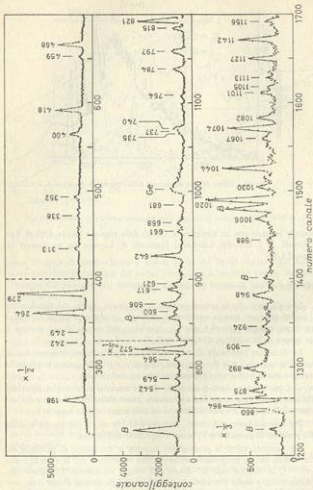


Fig. 15 - Spettro y della radionuclide ^{133}Ba (a, n° 7).

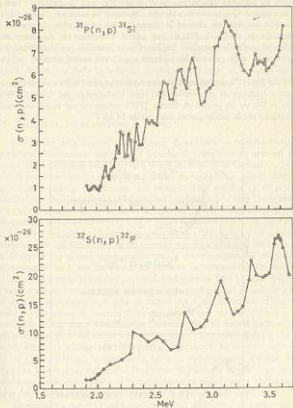


Fig. 16 - Sezione d'urto (n, p) su ^{31}P e ^{32}S per neutroni veloci.

Di particolare interesse in spettroscopia nucleare sono le reazioni « dirette » (n, d), tipici processi di « pick-up » in cui un nucleone (un protone in questo caso) viene rimosso dal nucleo e che costituiscono, insieme con le reazioni analoghe prodotte da particelle cariche (es. (p, d) o $(d, {}^3\text{He})$ ecc), le cosiddette *reazioni di trasferimento*. Queste reazioni, sia che rimuovano un nucleone da una particolare *orbita nucleare*, sia che ve lo depositino (si hanno allora le reazioni di « stripping » (d, p) , (d, n) , $({}^3\text{He}, d)$ ecc. in cui il nucleone da depositare viene strappato al proiettile composto incidente) sono essenziali per identificare e caratterizzare gli *stati quantici* dei nucleoni singoli nel nucleo (*stati di particella singola*).

Nella Fig. 17 sono riportate le distribuzioni angolari delle sezioni d'urto di rimozione (pick-up) di un protone dallo stato fondamentale del ${}^{63}\text{Cu}(n, d){}^{62}\text{Ni}$ e ${}^{65}\text{Cu}(n, d){}^{64}\text{Ni}$ da un gruppo di Milano [P-5] utilizzando un tipico acceleratore elettrostatico per la produzione di neutroni da 14 MeV.

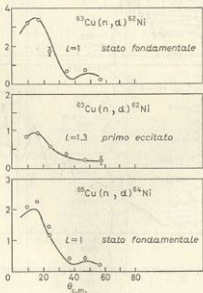


Fig. 17 - Distribuzioni angolari nelle reazioni ${}^{63}\text{Cu}(n, d){}^{62}\text{Ni}$ e ${}^{65}\text{Cu}(n, d){}^{64}\text{Ni}$.

Il confronto con le distribuzioni previste a seconda del momento angolare orbitale ℓ del nucleone trasferito caratterizza le orbite corrispondenti in stati p ($\ell = 1$) per gli stati fondamentali dei due isotopi del rame e in una miscela di stati p ($\ell = 1$) ed f ($\ell = 3$) per il primo livello eccitato (stato di lacuna) del ^{60}Cu .

E' importante concludere questo cenno alla rilevanza spettroscopica di reazioni dirette iniziate da neutroni ricordando la reazione $(n, ^3\text{He})$ in cui si ottiene il trasferimento, per rimozione, di due protoni e che, insieme con la reazione inversa ($^3\text{He}, n$) in cui i due protoni vengono trasferiti per deposizione, hanno costituito prima dell'avvento delle reazioni indotte da ioni pesanti, uno dei pochi metodi di indagine delle correlazioni strutturali a coppie nei processi nucleari (per esempio le vibrazioni di « pairing » dovute a oscillazioni di coppie di nucleoni appaiati).

11.5) Reazioni $(n, 2n)$ ed emissione di neutroni

Nel novero delle reazioni con emissione di particelle va rilevato l'interesse, evidenziato ulteriormente dalle recenti tecniche di produzione di neutroni veloci nonché di spettrometria neutronica con tempi di volo, delle reazioni $(n, 2n)$ utilizzabili per rimuovere un neutrone dal nucleo bersaglio senza nessun altro meccanismo intermedio a differenza, per esempio, delle reazioni (p, d) in cui il neutrone rimosso è « catturato » dal protone incidente e non esce libero ma partecipa alla formazione di un deutone. Le reazioni $(n, 2n)$ costituirebbero, quindi, analogamente alle reazioni $(p, 2p)$ e $(e, e'p)$ — le cosiddette reazioni di « knock-out » —, un meccanismo diretto essenziale per la « ionizzazione » di un nucleo, intendendo con ciò l'espulsione di un nucleone e la determinazione della sua energia di legame nel nucleo, come avviene per la determinazione dei potenziali di ionizzazione di un atomo, espellendo un elettrone (esperimento di Franck-Hertz).

Tuttavia, mentre le reazioni con protoni ed elettroni [R-1] hanno contribuito in modo cospicuo e fondamentale alla determinazione degli stati di modello a strati dei nucleoni, le reazioni $(n, 2n)$ hanno tuttora dei limiti dovuti alle difficoltà di produrre fasci intensi di neutroni di elevata energia (nel caso dei protoni e degli elettroni le energie atte a « localizzare » l'interazione su un singolo nucleone senza interferenza del resto del nucleo sono tipicamente di 100 e 500 MeV) e alla risoluzione energetica relativa alla rivelazione in coincidenza dei neutroni diffusi.

A più basse energie la reazione $(n, 2n)$ è un tipico processo a soglia competitivo con la diffusione inelastica e l'emissione di particelle cariche. Tale reazione è del tutto simile alla reazione di fotodisintegrazione (γ, n) poiché anch'essa, partendo dallo stesso nucleo bersaglio, produce lo stesso nucleo finale.

In entrambi i casi il Q della reazione è dato dall'energia di legame del neutrone nel nucleo bersaglio, che può variare da 1,67 MeV nel ^9Be a ~ 19 MeV nel ^{23}C . Mentre nei nuclei leggeri vi è forte competizione delle reazioni con emissione di particelle cariche, nei nuclei pesanti, a causa della barriera coulombiana che inibisce queste ultime, le reazioni $(n, 2n)$ competono solo con la diffusione inelastica e il meccanismo di reazione, per energie non troppo elevate rispetto alla

soglia, può comportare sia una emissione sequenziale di tipo statistico, sia un processo più diretto di interazione del neutrone incidente che cede solo l'energia sufficiente all'espulsione di un neutrone legato e prosegue per diffusione quasi-elastica.

Accanto alle reazioni ($n, 2n$) è opportuno considerare i meccanismi di interazione neutrone-nucleo a energie sufficientemente elevate dovuti a due stadi successivi:

a) l'interazione iniziale del neutrone incidente con uno o più nucleoni considerati come particelle indipendenti e in condizioni di fuoruscire dal nucleo con una buona frazione della energia incidente (« spallazione » nucleare);

b) i nucleoni che non sfuggono direttamente distribuiscono la loro energia all'interno del nucleo che viene eccitato e conseguentemente evapora nucleoni in modo statistico (« evaporazione » nucleare).

III. - UNICITÀ E COMPLEMENTARITÀ DELLE REAZIONI INDOTTE DA NEUTRONI

Per lo studio delle strutture nucleari vengono usati una gran varietà di metodi e tecniche sperimentali, dalla spettroscopia dei decadimenti radioattivi alla cattura radiativa, dalle reazioni convenzionali con particelle cariche leggere a quelle indotte da ioni pesanti, dalle reazioni fotonucleari alla diffusione di elettroni ad alta risoluzione, dalle interazioni con particelle instabili con acceleratori di alta energia alle tecniche laser.

La scoperta conseguente di nuove proprietà e regioni di nuove specie e stati quantici nucleari di cui si è arricchita e continua ad arricchirsi la fenomenologia dei nuclei atomici ha reso sempre più evidente la complementarità dei vari mezzi di indagine. In particolare la identificazione e la connotazione specifica dei vari aspetti della materia nucleare richiede l'uso appropriato da una parte di meccanismi strettamente selettivi e univoci, dall'altra di metodi capaci di evidenziare la totalità degli aspetti fenomenologici.

In questo contesto le reazioni indotte da neutroni sono quanto mai importanti. Mi limiterò a due esempi tipici.

Il primo, già menzionato, è la capacità di tali reazioni di identificare tutti i livelli possibili di un nucleo, compatibilmente con la risoluzione energetica strumentale, e dentro ben definiti limiti di momento angolare e di energia di eccitazione. Un caso esemplare sono le reazioni di cattura (n, γ) che generalmente popolano, senza selettività alcuna, tutti gli stati di basso momento angolare (fino a $\sim 6 \hbar$) e fino a circa 10 MeV di eccitazione.

Esse costituiscono uno strumento complementare delle reazioni indotte da ioni pesanti che, al contrario, eccitano stati ad energia circa 10 MeV al di sopra della cosiddetta *linea Yrast* (linea dei livelli di più bassa energia per un dato valore del momento angolare) e con momenti angolari generalmente alti (vedi Fig. 18).

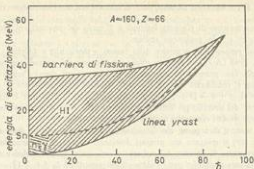


Fig. 18 - Popolazione di stati nucleari da reazioni di ioni pesanti e reazioni (n, γ) .

La complementarità di tali reazioni è perfetta quando un nucleo può essere raggiunto sia per cattura neutronica sia per reazioni da ioni pesanti.

In questo modo sono state evidenziate strutture di livelli a bande corrispondenti a diversi tipi di accoppiamenti e modi di eccitazione dei nucleoni dei nuclei (vibrazioni collettive, stati di alto spin di particella singola, accoppiamenti di nucleoni di valenza con strutture del « core », stati rotazionali con variazione brusca del momento d'inerzia del nucleo corrispondente e vere e proprie « transizioni di fase » nucleare).

Il secondo esempio riguarda l'unicità e la specificità di reazioni del tipo (n, γ) . Lo studio di livelli individuali che giacciono alcuni MeV al di sopra della linea Yrast è estremamente difficile a causa della risoluzione sperimentale inadeguata. Fanno eccezione appunto le reazioni (n, γ) con produzione di risonanze che possono essere utilizzate come microscopi per la selezione di livelli appena sopra l'energia di legame del neutrone e che si sono dimostrate molto sensibili alle funzioni d'onda di stati di alta eccitazione e quindi adeguate alla verifica di modelli di struttura nucleare [S-2]. Inoltre, le reazioni (n, γ) costituiscono tuttora l'unico mezzo non solo per accedere ai livelli derivanti dall'accoppiamento di « vibrazioni di core » con stati di particella singola nei nuclei dispari, ma anche e soprattutto per la caratterizzazione delle eccitazioni vibrazionali tramite il loro decadimento γ allo stato di base su cui esse sono costruite con radiazioni di multipolarità definita (per esempio quadrupolo elettrico E2 per le vibrazioni dette γ e monopolo più quadrupolo elettrico $E0 + E2$ per le vibrazioni cosiddette β) [C-6].

IV. - REAZIONI DA NEUTRONI NELLE STELLE E NUCLEOSINTESI

Un argomento di rilevante interesse è il ruolo dei neutroni nei processi di nucleosintesi e nella evoluzione stellare.

Basti pensare che, a partire dalla famosa « teoria $\alpha\beta\gamma$ » (Alpher, Bethe e Gamow, 1948 [A-3]), la *reazione chiave* per l'innesco dei processi nucleari occorrenti nella fase primordiale susseguente (due-tre minuti dopo) l'esplosione del « Big-Bang », considerata da tutti i modelli standard è l'assorbimento di neutroni da protoni: $p + n \rightarrow D + \gamma$ che, alla temperatura di 10^9 °K non è seguita da distruzione del deuterio per fotodisintegrazione [cfr. A-4] e pertanto sostiene la formazione di altri elementi a partire dal deuterio stesso.

È noto, d'altra parte, che le abbondanze cosmiche relative degli elementi (cfr. Fig. 19) si spiegano con processi dominanti di cattura di particelle cariche nella formazione di elementi dal carbonio e ossigeno al ferro e nickel e con processi di cattura neutronica per gli elementi più pesanti [R-2, A-4, T-1].

È comunque il rapporto del numero totale di neutroni rispetto a quello dei protoni nella materia stellare che governa sensibilmente il comportamento dell'abbondanza elementare e isotopica.

La sequenza di trasformazioni nucleari nella regione degli elementi più pesanti del ferro rivela la presenza di due distinti flussi di neutroni. La distinzione

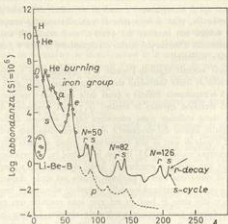


Fig. 19 - Curva schematica dell'abbondanza atomica relativa in funzione della massa A.

che portò storicamente alla definizione di due processi di nucleosintesi è stata fatta sulla base delle vite medie relative di cattura neutronica τ_n e di decadimento elettronico τ_e . Se $\tau_n > \tau_e$ la sequenza di cattura procede in vicinanza della valle di stabilità e si hanno i « processi s ». Se $\tau_n < \tau_e$ le catture neutroniche procedono verso le regioni ricche di neutroni lontano dalla valle di stabilità e si hanno i « processi r ».

Nel primo caso è richiesto un basso flusso di neutroni provenienti da reazioni nucleari nelle stelle a comportamento asintotico come le *stelle giganti rosse* (tipica la reazione $^{20}\text{Ne}(\alpha, n)^{23}\text{Mg}$ [T-1]; nel secondo è necessario un alto flusso di neutroni che sembra potersi associare per esempio alla *esplosione di supernove*.

Comunque sia, il ruolo giocato dai neutroni come sorgenti di processi stellari è essenziale.

È interessante inoltre osservare, in questo contesto, come proprio dai processi di nucleosintesi sia evidenziata una tendenza della cattura neutronica a dipendere da un *meccanismo diretto*, tendenza che cresce per nuclei instabili ricchi di neutroni che giocano un ruolo, come si è visto, nei processi r [M-2].

In effetti, misure recenti di spettroscopia γ da cattura radiativa (n, γ) indicano che la maggior parte dei nuclei catturano neutroni termici attraverso un meccanismo diretto per sezioni d'urto inferiore a 100 barns. Già nella regione dei nuclei stabili si vede che le sezioni d'urto $\sigma(n, \gamma)$ più elevate si hanno dalla parte dei nuclei ricchi di protoni, dove l'energia di legame del neutrone B_n diventa più grande. Ciò è compatibile con il fatto che la σ di cattura diretta ha minor dipendenza dall'energia di legame.

Morinaga [M-3] ha posto in evidenza che il processo diretto potrebbe spiegare le molte catture neutroniche osservate nelle *esplosioni nucleari sotterranee*.

Un altro aspetto importante è l'apparire di *altre chiusure di strati nucleari*. Nella valle di stabilità (cfr. Fig. 2) le $\sigma(n, \gamma)$ mostrano già le chiusure $N = 8, 50, 82, 126$. Per energie di legame $B_n \sim 8 \text{ MeV}$ e σ di cattura bassa (cattura diretta) appaiono indicazioni di chiusura per $N = 8, 34, 126$ con l'identificazione del numero semimagico $N = 34$.

V. - ULTERIORI PROPRIETÀ E CONCLUSIONI

La rassegna qui presentata è lungi dall'essere esaustiva date le enormi possibilità di utilizzazione delle reazioni indotte da neutroni. Ho volutamente trascurato il *processo di fissione*, tipica reazione a soglia dei neutroni e intimamente connessa con la storia del neutrone, se non per accennare all'inizio agli sviluppi importanti collegati con la scoperta della « doppia barriera » e degli « stati porta » di fissione.

Non posso, tuttavia, concludere se non dopo aver accennato alle possibilità offerte dalle reazioni con *neutroni polarizzati*. Mi limiterò ad elencare una serie di esperimenti resi possibili dall'uso di fasci di neutroni polarizzati:

- a) effetti di spin del neutrone nella sua interazione elettromagnetica (misura del momento elettrico e magnetico del neutrone);
- b) spettroscopia delle reazioni di cattura (n, γ) con neutroni orientati;
- c) dipendenze dallo spin del potenziale ottico nucleare;
- d) interazione tra neutroni e bersagli polarizzati (effetti di allineamento e di deformazione nucleare).

Misure di questo genere sono state effettuate anche presso i Laboratori Nazionali di Legnaro da gruppi di Padova [Z-1].

In conclusione, il ruolo e l'importanza dei neutroni nello studio delle strutture nucleari e nella fenomenologia delle reazioni nucleari è lungi dall'essere esaurito. Le reazioni nucleari indotte da neutroni costituiscono tuttora un mezzo, a volte unico, di indagine e di informazione che può giustificare già da solo (e sappiamo invece quante e quali siano le altre applicazioni possibili) l'importanza di potenziare sia i sistemi di produzione che le tecniche di rivelazione e di dosimetria associate.

Desidero ringraziare, per l'aiuto e l'assistenza alla preparazione di questa relazione e del manoscritto, il prof. Giuliano Moschini e la signora Carla Piva dei Laboratori Nazionali di Legnaro.

BIBLIOGRAFIA

- [A-1] AMALDI E., D'AGOSTINO O., SGARÉ E. (1934) - « Ric. Sci. », 5, (2), 381.
 [A-2] AMALDI E., D'AGOSTINO O., FERMI E., PONTECORVO B., RASSETTI F., SGARÉ E. (1935) - « Proc. Roy. Soc. (London) », A149, 122.
 [A-3] ALPHER R.A., BETHI H., GANOV G. (1948) - « Phys. Rev. », 73, 803.
 [A-4] ADOLFE J. (1982) - *The neutron and its applications*. Edito da P. Schofield, The Institute of Physics, p. 89.
 [A-5] ARBONDINO U., DEMANINS F., MALISAN N.R., NARBELLI G. (1978) - « Nucl. Phys. », A305, 117.
 [B-1] BJERKE T. e WESTCOTT C.H. (1934) - « Nature », 134, 286.
 [B-2] BUNCHAM W.E. e GOLDSHABER M. (1936) - « Proc. Cambridge Phil. Soc. », 32, 652.
 [B-3] BAKHTOLOMEW G.A., DOVEIKA A., EASTWOOD K.M., MONARO S., GROSSHEV L.V., DEMIDOV A.M., PELEKHOV V.I., SOKOLOVSKI L.L. « Nuclear Data », A51, 367 (1967) 243 (1969).
 [B-4] BOHR N. (1936) - « Nature », 137, 344.
 [B-5] BREIT G. e WIGNER E.P. (1936) - « Phys. Rev. », 49, 519.
 [B-6] BROWN G.E. (1964) - « Nucl. Phys. », 57, 339.
 [B-7] BIRD J.R., BRIGERSTAFF J.A., GIBBONS J.H., GOOD W.M., MACKLIN R.L. (1966) - *Nuclear structure study with neutrons*. Edito da M. Nève de Meevergnies, P. van Assche, J. Vervier, North Holland, p. 524.
 [C-1] CHADWICK J. e GOLDSHABER M. (1935) - « Nature », 135, 65.
 [C-2] CHILDS G., CUZZOCREA P., VINGIANI G.B., RUCCI R.A., MORONDA H. (1963) - « Nuovo Cimento », 27, 86.
 [C-3] CRANE H.R., LAURITSEN C.C., SOLTAN A. (1933) - « Phys. Rev. », 44, 692.
 [C-4] CRANE H.R. e LAURITSEN C.C. (1933) - « Phys. Rev. », 44, 783.
 [C-5] CLEMENT C.F., LAKE A.M., ROOF J.R. (1965) - « Nucl. Phys. », 66, 273.
 [C-6] VEDL R.F., CASTEN in « Neutron-capture γ -ray spectroscopy », edito da R.F. Christ e W.R. Kinac, Plenum Press 1979, p. 59.
 [F-1] FEATHER N. (1932) - « Proc. Soc. (London) », A136, 709.
 [F-2] FERMI E. « Ricerca Sci. », 3(1) 283 (1934); « Nature », 133, 737 (1934); FERMI E., AMALDI E., D'AGOSTINO O., RASSETTI F., SGARÉ E. « Proc. Roy. Soc. (London) », A146, 483 (1934).
 [F-3] FERMI E., AMALDI E., PONTECORVO B., RASSETTI F., SGARÉ E. (1934) - « Ricerca Sci. », 3(2) 282.
 [F-4] FERMI E. e AMALDI E. (1935) - « Ricerca Sci. », (2) 344, 443.
 [F-5] FAZZO M., IORI I., MICHELETTI S., MOLINO N., PIGNANELLI M. in « Nuclear structure study with neutrons », edito da M. Nève de Meevergnies, P. van Assche e J. Vervier, North Holland 1966, p. 496.
 [G-1] GROSSHEV L.V., DEMIDOV A.M., LITSENKO V.M., PELEKHOV V.I. (1959) - *Atlas of gamma-ray spectra from radiative capture of thermal neutrons*. London, Pergamon Press.
 [H-1] HEYS P.A. (1936) - « Nature », 138, 732.

- [H-2] Cf. HANSON A.O., TASCHEK R.S., WILLIAMS J.H. (1948) - « *Rev. Mod. Phys.* », *11*, 635 e bibliografia ivi riportata.
- [I-1] Vedi LUCHELLO F., *Interacting bosons in nuclear physics*, Plenum Press, New York (1975).
- [K-1] KRISNY B.B., BARTHOLOMEW G.A., WALKER W.H. (1950) - « *Phys. Rev.* », *77*, 723.
- [K-2] KIKUKI S., AOKI H., HIRAHARA K. (1946) - « *Nature* », *137*, 398.
- [L-1] LEA D.E. (1935) - « *Proc. Roy. Soc. (London)* », *A150*, 637.
- [L-2] LOSE A.M. e LYNN J.E. (1960) - « *Nucl. Phys.* », *17*, 563.
- [M-1] MOON P.B. e TYLIMAN J.R. (1935) - « *Nature* », *135*, 904.
- [M-2] MATTHEWS G.L., MIZUOHI A., THIELEMANN F.K., FOWLER W.A. (1938) - « *The Astrophysical Journal* », *270*, 740.
- [M-3] MORINAGA H. in « *Physics of medium weight nuclei* », edito da P. Blasi e R.A. Ricci, Editrice Compositori, Bologna 1978, p. 421.
- [M-4] MANBUCHI C., DEGIO L., MOSCHINI G., RUSSO-MANBUCHI M.T., TORRELLI G., ZANONI G. (1973) - « *Il Nuovo Cimento* », *13*, 867.
- [O-1] OLIPHANT M.L., HARTICK P., Lord RUTHERFORD (1934) - « *Proc. Roy. Soc. (London)* », *A144*, 692.
- [R-1] Cf. RICH M., « *Rev. Mod. Phys.* », *37*, 375 (1965);
RICE R.A., Rendiconti S.I.F. Corso XXVI Varenna (New York 1966) p. 566;
RUBIA C., Rendiconti S.I.F., Corso XI, Varenna (New York 1969) p. 701;
vidersi anche: AMALDI U., CAMPOS-VENTURI G., CORTELETTA G., FRONTEROTTA C., REALE A., SALVADORI P. (1964) - « *Phys. Rev. Lett.* », *13*, 341.
- [R-2] REEVES H. in « *Nuclear structure study with neutrons* », edito da M. Nève de Meevergnes, P. van Assche, J. Vervier, North Holland 1966, p. 451.
- [S-1] SZILARD L. (1935) - « *Nature* », *136*, 951.
- [S-2] VONL SCHURY O. in « *Neutron capture γ -ray spectroscopy* », edito da R.E. Chrien e W.R. Kraus, Plenum Press New York 1979, p. 85.
- [T-1] TEUKAN J.W. in « *The neutron and its applications* » edito da P. Schofield, The Institute of Physics, 1982, p. 95.
- [Z-1] FASOLI U., GALAZZI G., PAVAN P., TONELLO D., ZAGO G., ZANONI R. (1978) - « *Nucl. Phys.* », *A311*, 368.