

Università degli Studi di Napoli “Federico II”

Scuola Politecnica e delle Scienze di Base
Area Didattica di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Dipartimento di Fisica “Ettore Pancini”



Laurea triennale in Fisica

Metodi per la produzione di elementi superpesanti

Relatore:

Prof. Emanuele Vardaci
Dott. Daniele Quero

Candidato:

Salvatore Spinosa
Matricola N85000639

A.A. 2015/2016

Alla mia famiglia

Indice

Introduzione

1	Produzione di elementi superheavy con reazioni di fusione	5
1.1	Reazioni nucleari.....	5
1.2	Proprietà di decadimento di nuclei.....	6
1.3	Link to knownland.....	8
1.4	Cross bombardment.....	9
2	Limiti delle reazioni di fusione	11
2.1	Sezioni d'urto di elementi SH.....	11
2.2	Modello per le stime teoriche delle sezioni d'urto.....	12
2.3	Limiti e difficoltà nella produzione di nuovi SHE.....	14
2.3.1	Bersagli.....	14
2.3.2	Separazione dei prodotti di reazione.....	15
2.3.3	Rivelatori.....	15
2.4	Esempi di catene e limiti degli apparati.....	16
3	Metodi alternativi di produzione di nuclei SH e processo r	18
3.1	Nucleosintesi tramite cattura neutronica.....	18
3.2	Processo-r e Processo-s.....	18
3.3	Esplosioni nucleari multiple.....	20
3.4	Trasferimento multinucleonico.....	23
	Conclusioni	27

Introduzione

Solo 278 nuclidi dei circa 3000 esistenti sono disponibili in natura, gli altri sono stati prodotti artificialmente mediante reazioni nucleari.

I vari nuclidi prodotti possono essere rappresentati nella cosiddetta carta di Segré, nella quale quelli noti rappresentano un punto di coordinate (N, Z) in un diagramma cartesiano avente Z sulle ordinate e N sulle ascisse.

Dalla carta di Segré di seguito illustrata si nota che molti nuclidi stabili di massa fino ad un massimo di circa 20 hanno $N \sim Z \sim A/2$. Per i nuclei pesanti si ha un eccesso di neutroni che porta gli elementi a spostarsi dalla bisettrice $N = Z$.

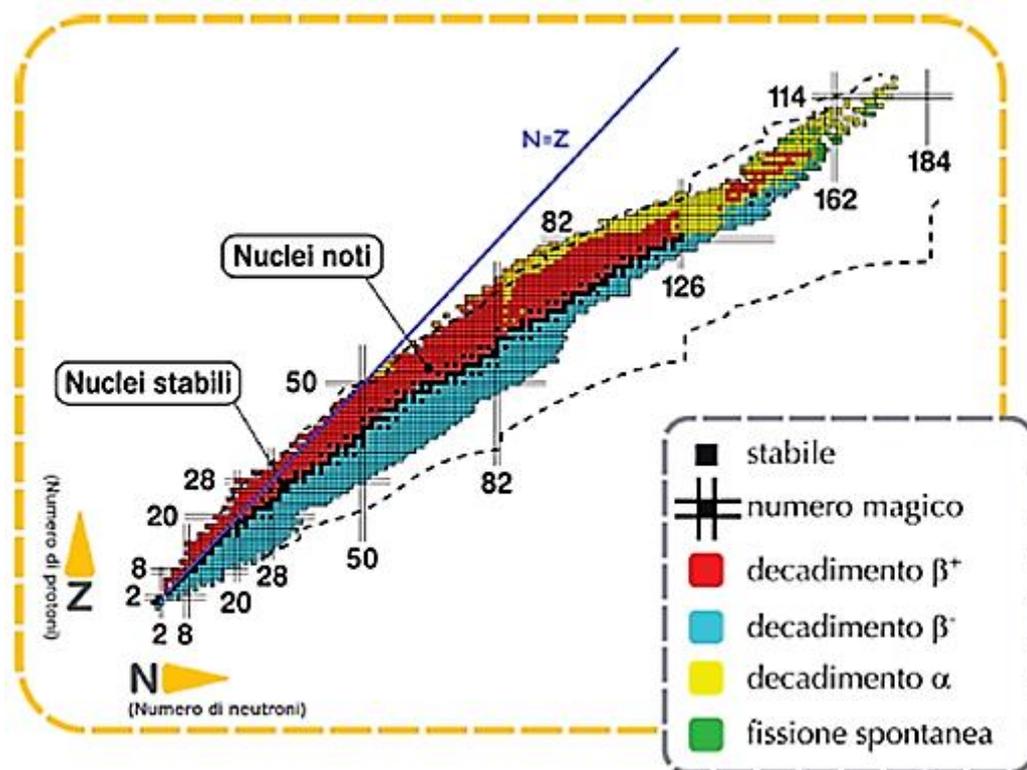


Figura 1: Carta dei nuclidi di Segré. Il tipo di decadimento più probabile è indicato dal colore dei nuclidi.

In questa mappa sono di solito rappresentati anche i nuclidi non ancora sintetizzati, la cui esistenza è prevista sulla base di modelli nucleari. Questo è il

caso, per esempio, della regione intorno a $Z = 114$ e $N = 184$, la cosiddetta “isola di stabilità”.

Sulla base del modello a shell si è trovato che alcuni nuclei mostrano una particolare stabilità legata al valore dell’energia di legame. Quest’ultima è definita come la differenza tra la somma delle masse dei nucleoni che costituiscono il nucleo e la massa dello stesso:

$$B(A, Z) = Zm_Hc^2 + Nm_n c^2 - M(Z, A)c^2$$

Essa rappresenta l’energia che bisogna fornire al nucleo affinché questo possa essere diviso nei suoi costituenti, quindi tanto più è alta tanto più stabile sarà il nucleo:

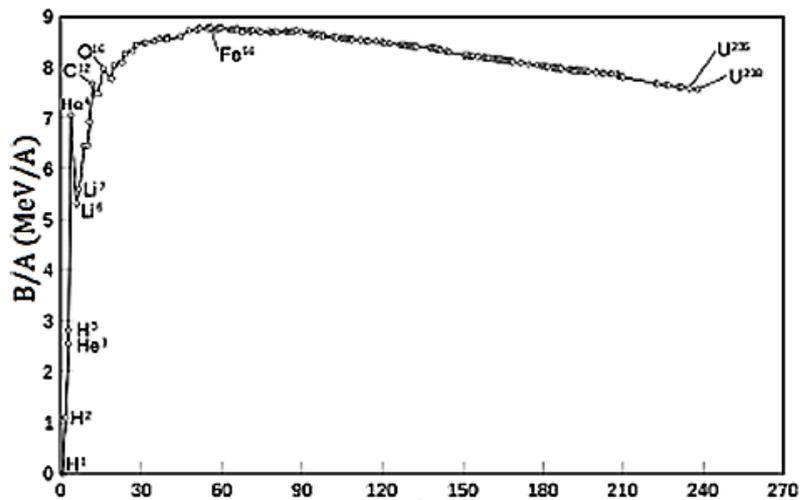


Figura 2: energia di legame media per nucleone.

Si osserva che l’energia di legame media per nucleone varia col numero di massa (Figura 2); si noti che per $A \geq 20$ il rapporto B/A non dipende fortemente dal numero di massa, il che implica che B è sostanzialmente proporzionale ad A . Se ogni nucleone interagisse con ogni altro, si avrebbe una dipendenza del tipo: $B \propto A(A-1) \sim A^2$. Tuttavia essendo B e A tra loro proporzionali, ne consegue che ogni nucleone non interagisce con ogni altro bensì solo con i più vicini.

Si può affermare allora che i valori (N, Z) per cui l'aggiunta di un nucleone porta l'energia di legame ad essere uguale a zero rappresentano il limite dell'esistenza di un nucleo atomico.

I nuclidi instabili hanno dei tempi di dimezzamento che possono variare da qualche millisecondo a milioni di anni, così un'ulteriore rappresentazione della carta di Segré può essere fatta proprio sfruttando questa grandezza.

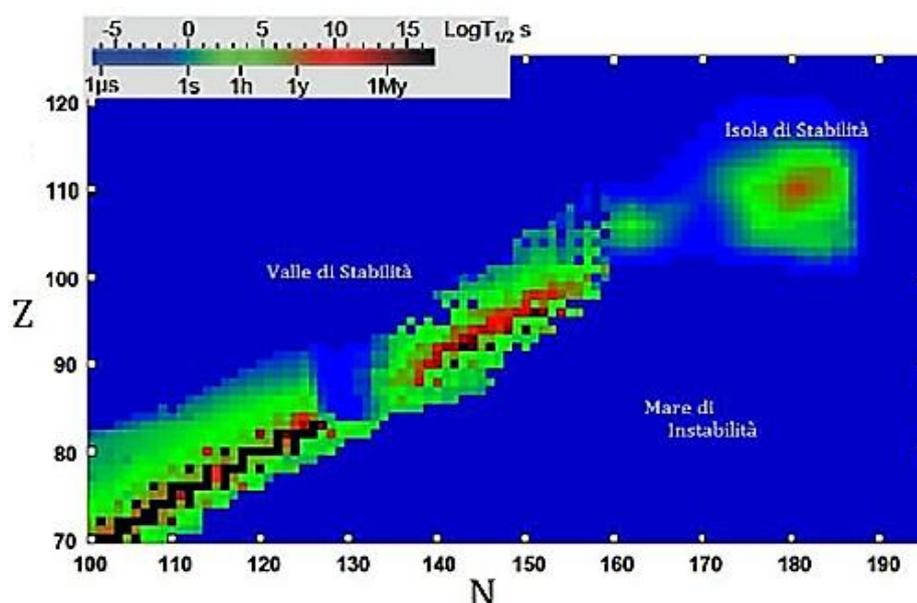


Figura 3: Carta dei nuclidi. Ogni nuclide è indicato con un punto di coordinata (N, Z) e il colore ne dà la stabilità.

Questa carta ci permette di suddividere i nuclidi in 3 zone: “la terra ferma”, dove sono presenti i nuclei stabili medio-leggeri, “la penisola di stabilità”, con nuclei medio-pesanti e “l’isola di stabilità”, l’area dove è previsto un ritorno di stabilità rispetto alle zone circostanti. La colorazione rappresenta livelli dei tempi di dimezzamento calcolati con il modello a shell. L’aumento dell’energia di legame per via degli effetti di shell, porta ad un aumento di stabilità rispetto al decadimento α ed in particolare rispetto alla fissione spontanea.

In questa tesi lo studio si concentrerà, dunque, sull’esistenza dell’isola di stabilità, postulata negli anni ’60 da G.T. Seaborg e, in particolare, sullo studio della produzione di nuclei SH (superheavy).

Capitolo 1

Elementi SH e reazioni di fusioni

1.1 Reazioni nucleari

La scoperta di un elemento chimico è la dimostrazione sperimentale al di sopra di qualunque ragionevole dubbio ("above any reasonable doubt") dell'esistenza di un nuclide con un numero atomico Z non identificato prima, che esiste per un tempo minimo di 10^{-14} s^[1].

Il processo di fusione nucleare rappresenta il tipico mezzo per ottenere nuclei pesanti: un fascio di nuclei colpisce un bersaglio e nell'urto tra due nuclei si ha la formazione di un nucleo composto (CN) che successivamente decade.

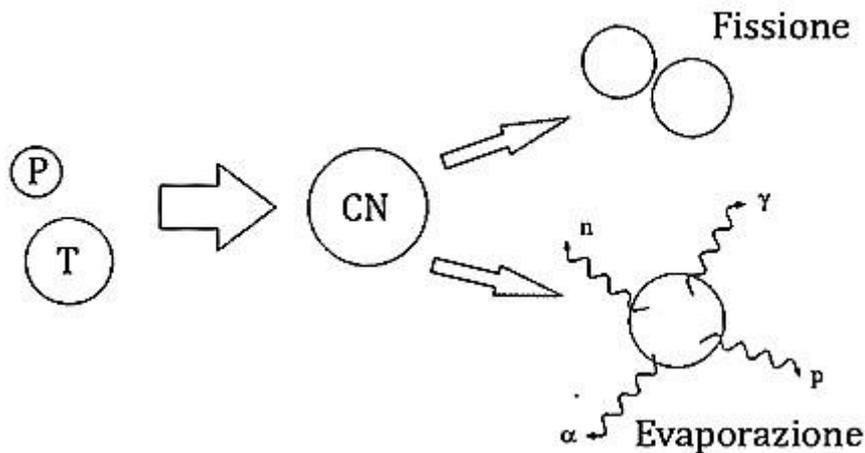
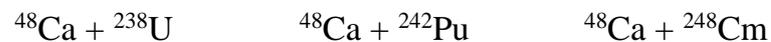


Figura 1.1: formazione di un nucleo composto con relativi e possibili canali di decadimento.

Per la produzione degli elementi superpesanti si è fatto uso principalmente di un fascio di ^{48}Ca , ma possono essere sfruttati fasci di ^{70}Zn , ^{50}Ti e ^{64}Ni , mentre i target di solito sono atomi di attinidi come ^{244}Pu o ^{248}Cm . Un bersaglio ancora migliore è l'einsteinio, ^{254}Es , perché ha una lunga vita media di 276 giorni. Non lo si usa perché, essendo ottenuto artificialmente in laboratorio, è piuttosto difficile accumularne una quantità sufficiente per costruire un bersaglio.

Inoltre si osservi che per la produzione di un nucleo pesante possono essere sfruttate due tipi di fusione: cold fusion e hot fusion. I nuclei prodotti possono decadere nei canali α , β o fissione spontanea.

In una reazione di fusione si sfruttano nuclei proiettili che hanno masse estremamente differenti rispetto ai bersagli; un esempio sono le reazioni ^{48}Ca -indotte con target di attinidi:



Queste coppie di partner reagenti si prestano meglio alla formazione di nuclei pesanti essendo energeticamente favorite. Questo perché alle energie vicine la barriera coulombiana, reazioni ^{48}Ca -indotte con masse asimmetriche hanno una probabilità di fusione $P_{\text{CN}} \sim 10^{-3}$. Questa probabilità risulta essere maggiore rispetto alle combinazioni più simmetriche usate nella fusione fredda rendendo le reazioni ^{48}Ca -indotte preferibili.

Le stime di sezioni d'urto dei residui di evaporazione (EvR) per coppie più simmetriche ($^{58}\text{Fe} + ^{244}\text{Pu}$, $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$) sono minori di quelle meno simmetriche di ($^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$). Quest'ultima è comparabile con le reazioni indotte da ^{50}Ti . Man mano che però si sale con Z la fusione diventa sfavorevole per la produzione di nuovi SHE a causa dell'innalzamento della barriera coulombiana e dell'energia di eccitazione del CN. A questo punto il processo di fissione spontanea avrebbe il sopravvento rispetto agli altri canali di decadimento.

1.2 Proprietà di decadimento di nuclei

Lo studio delle proprietà di decadimento dei nuclei è essenziale per la identificazione dei nuclei superpesanti. Per risolvere l'equazione del rate^[2]

$$\frac{dN_{Z,A}}{dt} = N_{Z,A-1}n_0\sigma_{n\gamma}^{Z,A-1} - N_{Z,A}n_0\sigma_{n\gamma}^{Z,A} - N_{Z,A}[\lambda_{Z,A}^{\beta-} + \lambda_{Z,A}^{fis}\lambda_{Z,A}^{\alpha}] + N_{Z-1,A}\lambda_{Z-1,A}^{\beta-} + N_{Z+2,A+4}\lambda_{Z+2,A+4}^{\alpha}$$

dove n_0 è il flusso di neutroni e $\lambda_{Z,A}^i = \ln 2 / T_{1/2}^i$ è la costante di decadimento del nucleo (Z,A) nel canale i, c'è bisogno di conoscere le proprietà di decadimento dei nuclei. Stime teoriche delle vite medie per il decadimento alfa sono realizzabili in quanto dipendono solo dalle masse allo stato fondamentale.

Per le vite medie dei decadimenti alfa si usa tipicamente la sistematica di Viola-Seaborg con i coefficienti proposti da Sobiczewski:

$$\text{Log} \left(\frac{T_{1/2}^{\alpha}(s)}{1} \right) = \frac{aZ + b}{(Q_{\alpha}(\text{MeV}))^{1/2}} + cZ + d + h_{\log}$$

dove $a = 1.66175$, $b = -8.5166$, $c = -0.20228$, $d = -33.9069$ e h_{\log} può assumere valori differenti a seconda che il nucleo sia composto con Z pari e N dispari, Z dispari e N pari, Z e N pari o Z e N dispari:

$$h_{\log} = \begin{cases} 0 & Z \text{ e } N \text{ sono pari} \\ 0.772 & Z \text{ è dispari e } N \text{ è pari} \\ 1.066 & Z \text{ è pari e } N \text{ è dispari} \\ 1.114 & Z \text{ e } N \text{ sono dispari} \end{cases}$$

In generale si trova che l'errore derivante dall'incertezza del Q valore Q_{α} è maggiore di quello dell'accuratezza fenomenologica della formula di Viola.

Le vite medie dei decadimenti β in cascata, invece, dipendono dalle masse allo stato fondamentale dei nuclei e possono essere stimate dalla seguente formula empirica:

$$\text{Log} \left[f_0 T_{\frac{1}{2}}^{\beta}(s) \right] = 5.7 \pm 1$$

Dove f_0 è la funzione di Fermi calcolata con formule standard. Si osservi che in quest'equazione per i nuclei pesanti si usa il valore costante 4.7 che risulta essere il più appropriato^[3].

Le vite medie di fissione sono quantità molto più incerte essendo la fissione un processo concorrente più complesso. Analisi realizzabili del processo di fissione richiedono una migliore conoscenza dell'energia potenziale multidimensionale, come per esempio i parametri inerziali dei gradi di libertà collettivi. Di solito si usano masse allo stato fondamentale con correzioni di shell per nuclei pensanti e SH proposte da Moller, e quindi applicate alla formula empirica per le stime delle vite medie di fissione. Quanto è stato finora proposto è basato sulla relazione di Swiatecki incentrata sull'idea di un ruolo dominante della barriera di fissione nella probabilità di fissione:

$$\begin{aligned} \text{Log} T_{\frac{1}{2}}^{fis}(s) = & 1146.44 - \frac{75.3153Z^2}{A} + 1.6379 \left(\frac{Z^2}{A} \right)^2 - 0.0119827 \left(\frac{Z^2}{a} \right)^3 \\ & + B_f(7.23613 - 0.094702 \frac{Z^2}{A}) \end{aligned}$$

1.3 Link to knownland

Tra le varie tecniche per l'identificazione del numero atomico superpesante una possibilità è l'osservazione delle proprietà delle catene di decadimento. Le prime informazioni necessarie vengono fornite dai nuclei che interagiscono e dalle energie di eccitazione del CN. Si può ottenere il numero atomico del nucleo padre risalendo temporalmente la catena dei decadimenti alfa che raggiunge il nucleo noto prima di fissionare.

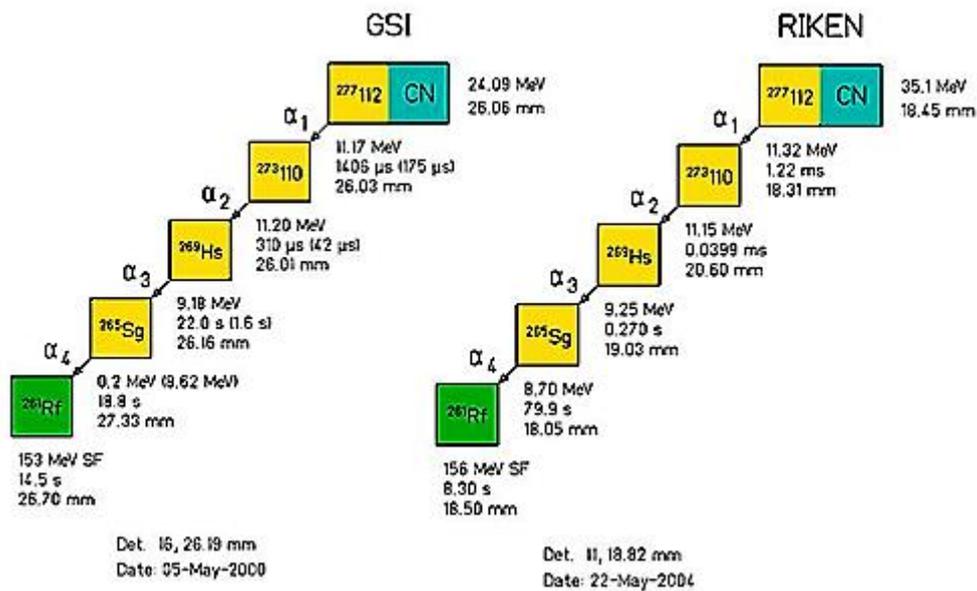
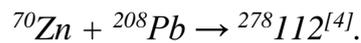


Figura 1.2: Catene di decadimento misurate nella reazione di fusione fredda



Nel grafico illustrato, dopo il primo decadimento alfa, si raggiunge il ^{273}Ds (110) di cui si conoscono le proprietà di decadimento. Tale metodo è detto “*link to knownland*”.

1.4 Cross bombardment

Un ulteriore metodo di identificazione è il “cross bombardment”. Questo consiste nell’esaminare le catene di decadimento che passano attraverso gli stessi nuclidi partendo da combinazioni diverse di proiettile e bersaglio. Osserviamo ad esempio la seguente figura che mostra tre catene di decadimento:

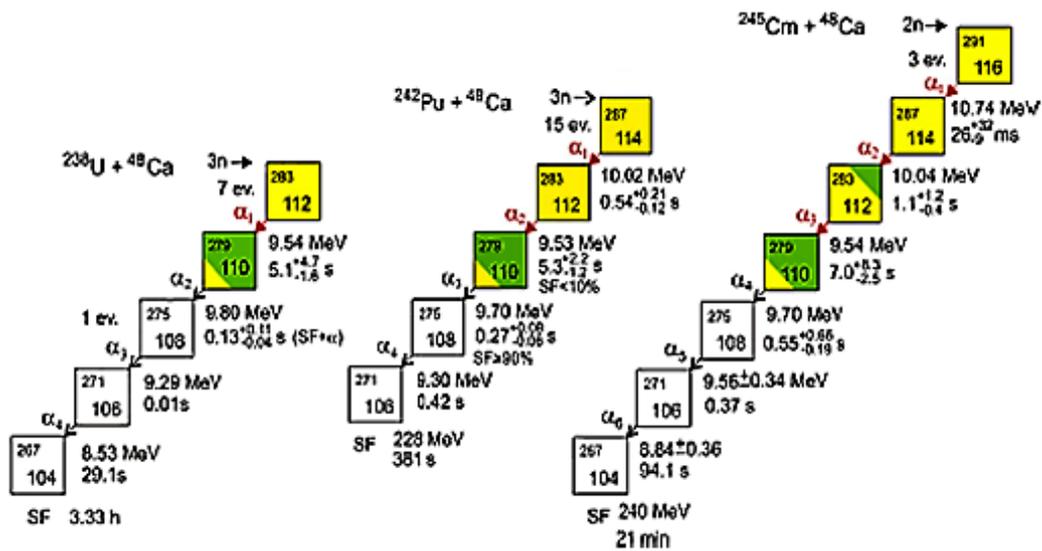


Figura 1.3: catene di decadimento del 112, 114 e 116^[5].

Le energie dell' α_1 ($^{283}112$), α_2 ($^{287}114$) e α_3 ($^{291}116$) hanno lo stesso valore (9.54 MeV). Si possono quindi creare dei collegamenti tra tali catene e identificare i nuclidi padre.

L'assegnazione del nucleo padre ha bisogno di una verifica in quanto correlazioni di questo tipo potrebbero essere casuali. Perciò il comitato JWG (Joint Working Group) ha stabilito dei criteri per confermare la sintesi di un SHE nella pubblicazione "Criteria that must be satisfied for the discovery of a new chemical element to be recognized" del 1991.

Capitolo 2

Limiti delle reazioni di fusione

2.1 Sezioni d'urto di elementi SH

La sezione d'urto di un processo è una misura della sua probabilità. Le sezioni d'urto degli elementi prodotti tramite reazioni di fusione fredda decrescono rapidamente con l'aumento del numero atomico del proiettile. Esse diventano minori di 1 pb già per $Z \geq 112$.

È di grande interesse studiare l'andamento delle sezioni d'urto delle reazioni di fusione in funzione del numero di protoni del CN. Come si evince dal grafico si ha una diminuzione di 5 ordini di grandezza di σ aumentando Z di 10 unità^{[6][7]}:

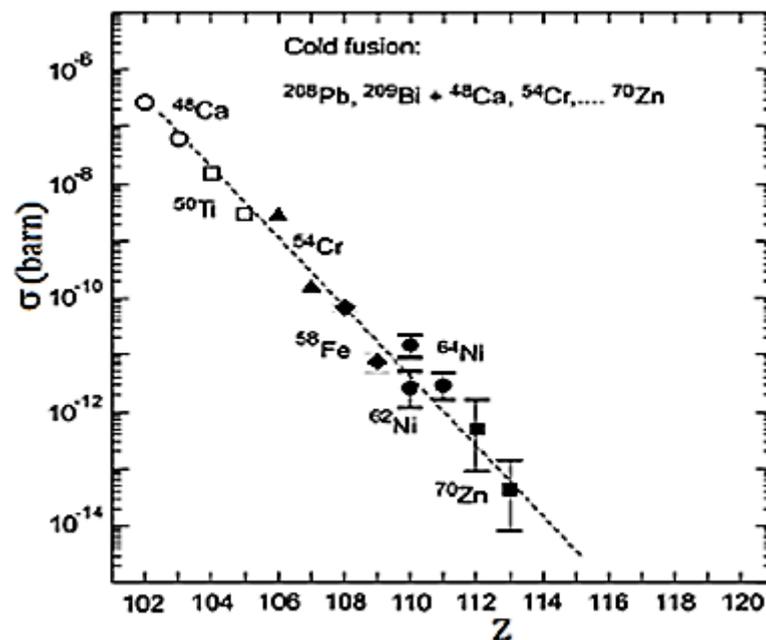


Figura 2.1: Sezione d'urto delle reazioni di fusione fredda di target ^{208}Pb e ^{209}Bi con proiettili diversi, in funzione del numero atomico del nucleo composto.

È molto importante notare che affinché due nuclei facciano fusione, classicamente, l'energia dell'urto deve essere maggiore o uguale dell'energia della barriera coulombiana. Se si considera una trattazione quantistica, allora la

barriera di potenziale potrebbe essere attraversata anche per una particella avente energia minore a causa dell'effetto tunnel.

2.2 *Modello per le stime teoriche delle sezioni d'urto*

Secondo la teoria della fusione completa, la sezione d'urto dei residui di evaporazione σ_{ER} è data dalla sezione d'urto della formazione del nucleo composto σ_{CN} ad una certa energia di eccitazione E_x per la probabilità di sopravvivenza del nucleo composto stesso P_{xn} . Si allora:

$$\sigma_{ER}(E_x) = \sigma_{CN}(E_x) * P_{xn}(E_x)$$

avendo assunto che la fusione avviene una volta superata la barriera coulombiana. Allora, per aumentare la sezione d'urto di formazione del CN occorre minimizzare l'energia di eccitazione (E_x), data dalla somma della barriera e del Q-valore della reazione. Il valore minimo di E_x allora sarà dato da:

$$E_x^{min} = B_c + Q$$

Dove

$$Q = (M_p + M_T) - M_{CN}$$

con M_p , M_T e M_{CN} le masse, rispettivamente del proiettile, del bersaglio e del nucleo composto. Da ciò si evince che l'energia minima dipende dalle masse e dal numero atomico dei nuclei interagenti.

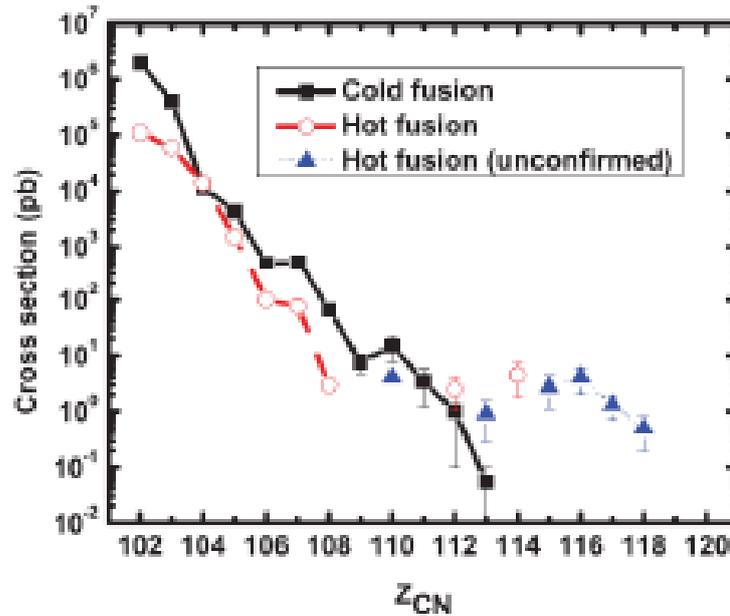


Figura 2.2: sezioni d'urto misurate per la produzione di elementi pesanti. Nel grafico sono presenti tre linee: quella nera è per la fusione fredda, quella rossa per la fusione calda e quella blu tratteggiata per la fusione calda di nuclei non noti.

Nel grafico si ha la sezione d'urto di sintesi degli elementi superpesanti facendo uso della fusione fredda e calda. Si evince che con la fusione fredda (indicata con la linea nera) la sezione d'urto decresce rapidamente da $Z = 102$ a $Z = 110$, per poi andare più lentamente fino a $Z = 118$ dove abbiamo valori delle sezioni d'urto di circa 1 pb. Nella fusione fredda si usano proiettili, bersagli e energia incidente tali da avere una bassa energia di eccitazione del nucleo composto (10-15 MeV). In questo modo si ha una transizione allo stato fondamentale tramite l'emissione di uno o due neutroni e raggi γ , risultando in un aumento della probabilità di sopravvivenza alla fissione del nucleo residuo.

Il limite di questo tipo di reazioni è che non permettono di arrivare nella regione più a nord della carta dei nuclidi. Tale regione è accessibile mediante reazioni di fusione calda, in cui si usano bersagli di attinidi con un fascio di ^{48}Ca . Tuttavia con maggiore E_x , il CN si diseccita evaporando più neutroni o fissionando.

La scelta di reazioni di fusione ai fini della formazione di nuclei SH è comunque limitante: a causa della curvatura della linea di stabilità, tali reazioni di fusione permettono di produrre nuclei solo nel versante proton-rich della carta di Segré.

2.3 *Limiti e difficoltà nella produzione di nuovi SHE*

2.3.1 *Bersagli*

A seconda della reazione, le sezioni d'urto di produzione vanno da pochi μb a 1 pb come nel caso dell'elemento 118. Dunque, per avere un numero utile di eventi in un tempo ragionevole bisogna aumentare la corrente del fascio. Questa è dell'ordine di qualche mA e la potenza che il target deve dissipare è dell'ordine di qualche kW. Un target fisso subisce in più l'azione del fascio, perciò viene costruito a forma di ruota. E' poi disposto perpendicolarmente al fascio e fatto ruotare a circa 2000 rpm in modo che tutte le zone del bersaglio vengano colpite dal fascio.

Esempi di target utilizzati sono il PbS , BiO_2 e UF_4 .

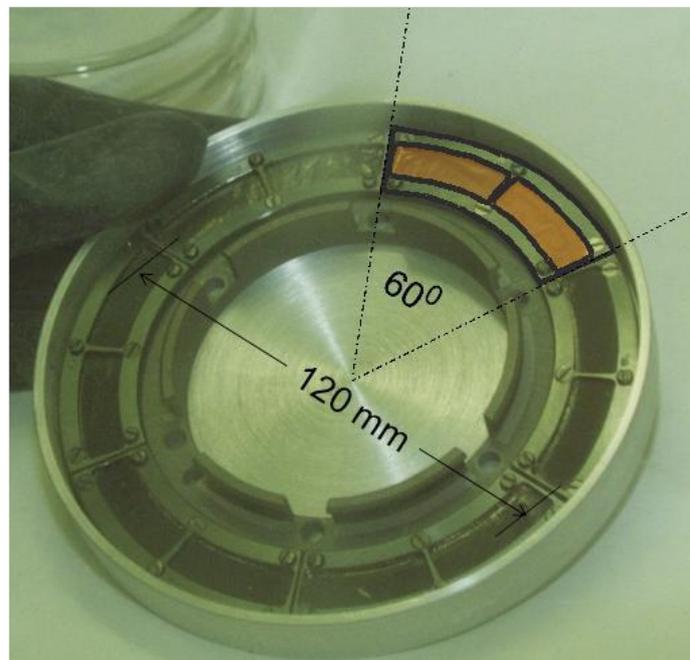


Figura 2.3: esempio di target ruotante

2.3.2 Separazione dei prodotti di reazione

Un'altra problematica è quella della separazione dei prodotti di reazione sia dal fascio incidente sia dai prodotti di reazioni concorrenti a quella d'interesse. Un esempio di tecnica di separazione è quella che sfrutta il "rinculo". Essa tiene conto della carica e del momento lineare del prodotto di reazione per separarlo, utilizzando opportuni campi elettromagnetici. Questa separazione dipende dalla velocità del rinculo e dalla lunghezza del separatore.

2.3.3 Rivelatori

Un aspetto importante è il metodo di rivelazione dei nuclei pesanti e dei prodotti di decadimento. Siccome i decadimenti possibili per un nucleo pesante sono decadimenti α , cattura elettronica o fissione spontanea, con vite medie che vanno dai millisecondi ad alcuni giorni, bisogna usare rivelatori a semiconduttori (come ad esempio il Silicio). Poiché il range degli ioni nel rivelatore è breve, i prodotti di reazione che si vogliono rivelare s'impiantano in esso.

Visto che i range dei nuclei figli dovuti al decadimento alfa dei prodotti sono piccoli rispetto allo spessore dei rivelatori, i rivelatori al silicio vengono segmentati permettendo di acquisire un'informazione in posizione e quindi una mappa dei rivelamenti.

Un rivelatore tipico è qui mostrato in figura:

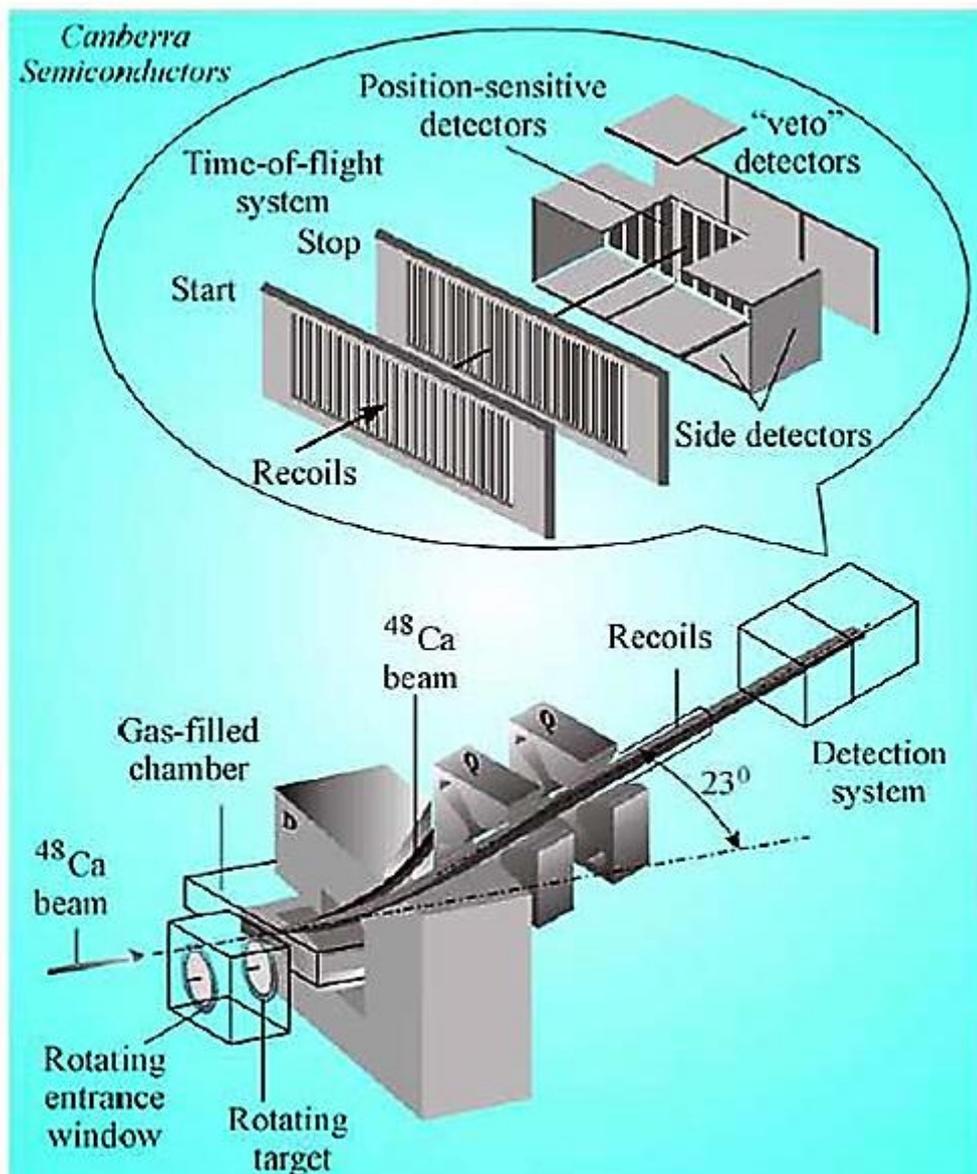


Figura 2.4: l'apparato DGFRS presso il Flerov Laboratory, Dubna. In alto uno zoom sui rivelatori di particelle cariche.

2.4 Esempi di catene e limiti degli apparati

I metodi citati nel paragrafo precedente hanno permesso di produrre diversi nuovi nuclei. In figura 2.5 sono mostrate le catene di decadimento che hanno portato a sintetizzare l'elemento 118 con la fusione calda.

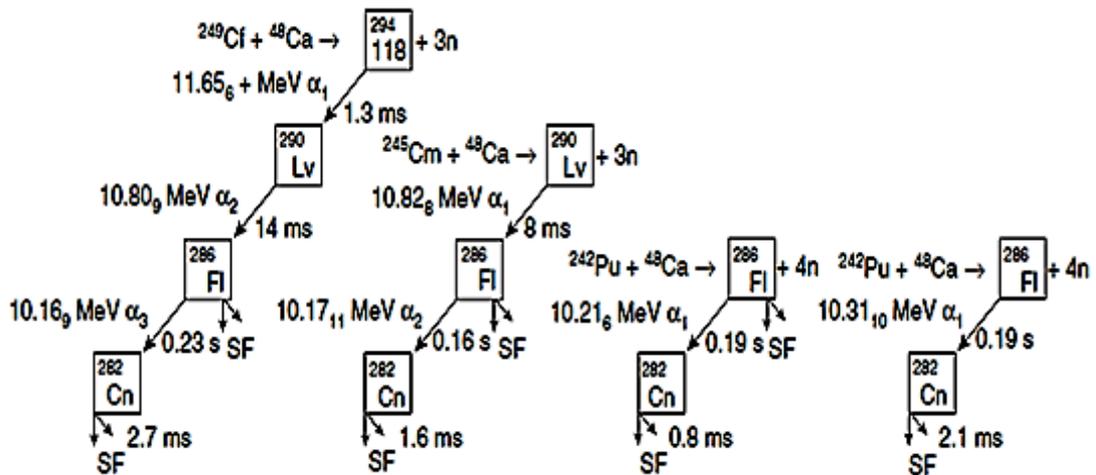


Figura 2.5: catene di decadimento misurate e assegnate all'elemento 118. Le energie delle particelle alfa sono in MeV e le vite medie in millisecondi.

Questo è un caso di cross bombardment. La tecnica si basa sull'ipotesi fondamentale secondo cui i decadimenti intermedi avvengono solo nel canale alfa.

Capitolo 3

Metodi alternativi per la produzione di SHE

3.1 Nucleosintesi tramite cattura neutronica

Il processo di cattura neutronica è un canale alternativo per la produzione di elementi pesanti. L'aumento in Z , a partire da un nucleo iniziale detto "seme", il tempo di cattura deve però essere minore della vita media dei nuclei prodotti.

La sintesi di SHE in reazioni di cattura neutronica con successivi decadimenti β^- è un processo in cui gli isotopi formati sono una soluzione del seguente set di equazioni differenziali:

$$\frac{dN_{Z,A}}{dt} = N_{Z,A-1}n_0\sigma_{n\gamma}^{Z,A-1} - N_{Z,A}n_0\sigma_{n\gamma}^{Z,A} - N_{Z,A}[\lambda_{Z,A}^{\beta^-} + \lambda_{Z,A}^{\text{fis}} + \lambda_{Z,a}^{\alpha}] + N_{Z-1,A}\lambda_{Z-1,A}^{\beta^-} + N_{Z+2,A+4}\lambda_{Z+2,A+4}^{\alpha}$$

dove n_0 è il flusso di neutroni e λ è costante di decadimento del nucleo. Bisognerebbe considerare anche l'energia di distribuzione dei neutroni e l'energia dipendente dalla sezione d'urto della cattura neutronica, ma per semplicità questi termini verranno trascurati.

Nell'intervallo 0.1 - 1 MeV la sezione d'urto di cattura neutronica è una funzione "smooth" dell'energia con un valore di circa 1b.

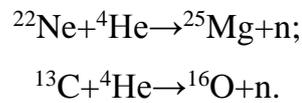
3.2 Processo-r e Processo-s

I processi di cattura neutronica si dividono in due classi:

- processo-r : (da "rapid") il flusso di neutroni è così elevato che il nucleo ne cattura molti prima che possa decadere β , cioè la vita media del decadimento è molto più lunga del tempo caratteristico di cattura^[9];

- processi-s: (da “slow”) il flusso di neutroni è meno intenso permettendo al nucleo di decadere prima che si verifichi un’ulteriore cattura.

Il processo-s avviene nelle stelle giganti prima della loro esplosione e ha una scala temporale di circa 10^4 anni. Il processo-r avviene durante un’esplosione di supernova e la scala temporale è dell’ordine di 10^4 secondi. Nel processo-s il flusso di neutroni, relativamente basso, è generato e mantenuto da interazioni nucleari come:



Nel processo-s possono passare diverse migliaia di anni tra successive catture di neutroni. Il processo di crescita del numero atomico si arresta con il ^{208}Pb e ^{209}Bi . Nel processo-r, l’esplosione di supernova produce molti neutroni in tempi brevi, questi vengono catturati in rapida successione dai nuclei atomici, ancor prima che si verifichino dei decadimenti β . Con l’aggiunta poi di nuovi neutroni, il decadimento β diventa più probabile. Questo produce gli elementi successivi al ^{208}Pb e al ^{209}Bi , compresi Torio e Uranio.

In corrispondenza di una chiusura di shell neutronica, un nucleo di fissato Z difficilmente riesce a catturare ulteriori neutroni, anche in presenza di un intenso flusso neutronico. Questa situazione prende il nome di “waiting point”, dalla quale il nucleo esce in seguito a successive catture molto rare e decadimenti beta per poi proseguire con il percorso del processo-r.

Nella seguente figura sono mostrati i percorsi del processo-s e del processo-r.

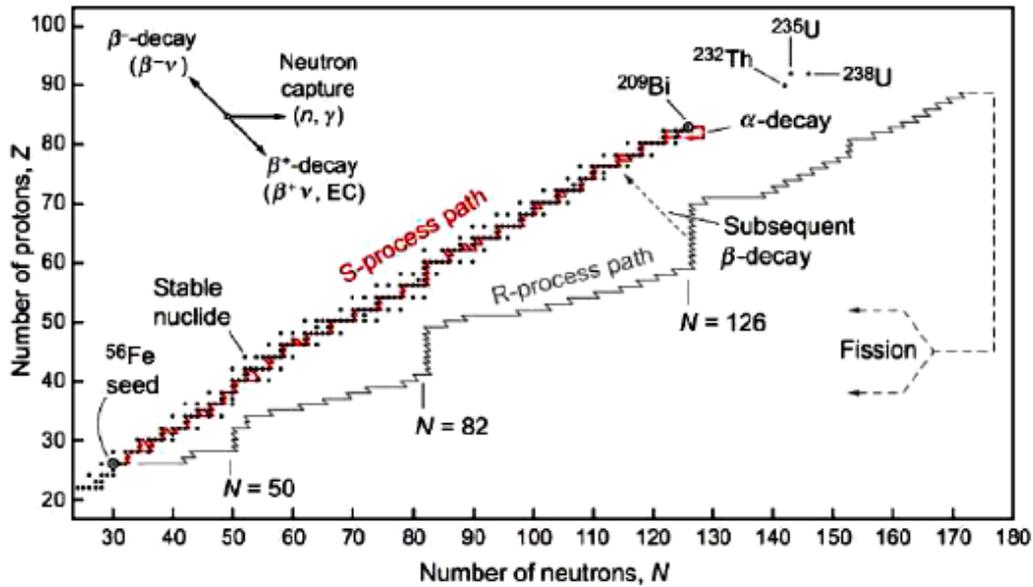


Figura 3.6: percorsi di cattura neutronica del processo-s e del processo-r.

3.3 Esplosioni nucleari multiple

Per produrre elementi via via più pesanti è necessario avere flussi di neutroni sempre maggiori. E' stato ipotizzato che uno scenario possibile in grado di produrre il flusso necessario di neutroni è quello di una sequenza di esplosioni nucleari. Tenendo solo i primi due termini alla destra dell'equazione su scritta, bisogna ottenere una soluzione analitica del tipo:

$$N_{Z,A+k} = \frac{x^k}{k!} e^{-x}$$

Questa relazione può essere usata per dare una stima dell'abbondanza relativa dei nuclei pesanti sintetizzati attraverso il processo di cattura neutronica veloce.

Qui $x=n\sigma_{ny}$, con $n=n_0\tau$ il flusso totale di neutroni, e τ è la durata dell'esplosione e quindi dell'irradiazione dei neutroni. La quantità adimensionale x è una media numerica dei neutroni catturati. Nelle esplosioni nucleari, il flusso di neutroni

raggiunge valori di 10^{25} cm^{-2} , così che $x \sim 1$. Questo fa sì che in $1 \mu\text{s}$ più di 10 neutroni possano essere catturati durante un'esplosione.

Come mostrato nel grafico 3.1, nei test termonucleari dell'esplosione "Mike" sono stati ottenuti dei dati sperimentali sui prodotti di nuclei transuranici. Tali risultati sono compatibili con i calcoli ottenuti nella prima equazione su scritta. Notiamo inoltre che gli elementi 99 e 100 sono stati rivelati nei detriti di tale esplosione.

Si può ipotizzare quindi che il numero atomico dei nuclei sintetizzati possa aumentare se i nuclei fossero esposti a più esplosioni nucleari consecutive.

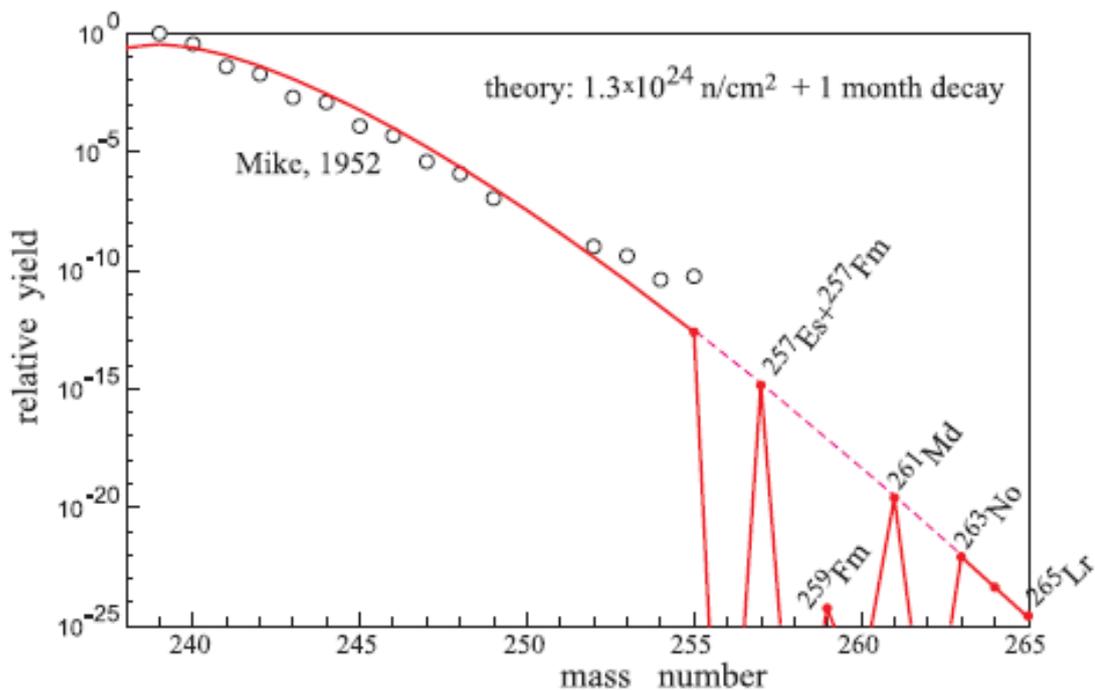


Figura 3.1: resa relativa sperimentale e calcolata di nuclei pesanti nel test nucleare "Mike"

I grafici della figura seguente sono relativi alle esplosioni nucleari multiple usate per stimare l'aumento della produzione dei nuclei SH localizzati nell'isola di stabilità, usando un target di uranio:

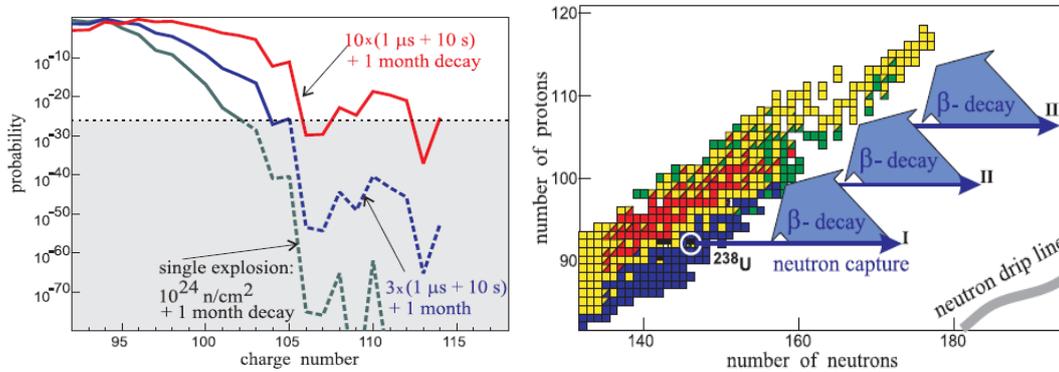


Figura 3.2: (A sinistra) probabilità di formazione di nuclei pesanti in alcuni processi. (A destra) schematizzazione di irradiazione di neutroni multipli di un materiale iniziale di ^{238}U .

Nel diagramma di sinistra sono mostrate le probabilità di formazione di nuclei pesanti per 1, 3 e 10 sequenze a vita media breve ($1\text{-}\mu\text{s}$) di esposizioni di 10^{24} neutroni/cm², che si susseguono all'interno di un intervallo di tempo di 10s, con un tempo di attesa finale di 1 mese.

I risultati dipendono sia dal flusso di neutroni che dall'intervallo di tempo tra due esplosioni. Il flusso di neutroni dovrebbe essere abbastanza alto per shiftare gli isotopi neutron-rich prodotti alla destra dal secondo gap di nuclei fissili stabili localizzati a $Z = 106 / 108$ e $A \sim 270$.

La dipendenza dall'intervallo di tempo tra due esposizioni non è cruciale. Il risultato non dipende da questo parametro se l'intervallo di tempo è compreso tra alcuni millisecondi e alcuni minuti.

I risultati dimostrano che esplosioni nucleari multiple potrebbero essere usate per la produzione di nuclei SH neutron-rich a lunga vita media.

3.4 *Trasferimento multinucleonico*

Un ulteriore canale in fase di studio oltre alla fusione e alla cattura neutronica per la produzione di elementi superpesanti è il trasferimento multinucleonico.

In questo tipo di processo le sezioni d'urto per la produzione di nuclei più pesanti del bersaglio diminuiscono rapidamente con l'aumento del numero atomico. Per parecchi isotopi del Fm e Md, sintetizzati in collisioni a bassa energia di ^{238}U con un bersaglio di ^{248}Cm , tali sezioni d'urto sono di circa $0.1 \mu\text{b}$. È stato trovato, inoltre, che la produzione di attinidi dipende fortemente dalla scelta del nucleo proiettile.

Nel tentativo di produrre elementi SH con $Z > 100$ le reazioni di fusione hanno permesso di ottenere solo isotopi neutron-deficient, mentre la parte più a nord della mappa nucleare non può essere esplorata a causa della fissione spontanea del nucleo.

I processi di trasferimento multinucleonico tra ioni pesanti, in collisioni vicino alla barriera coulombiana, sembrano per il momento essere il solo meccanismo di reazione che permetta di produrre nuclei pesanti neutron-rich includendo eventualmente quelli localizzati nell'isola di stabilità.

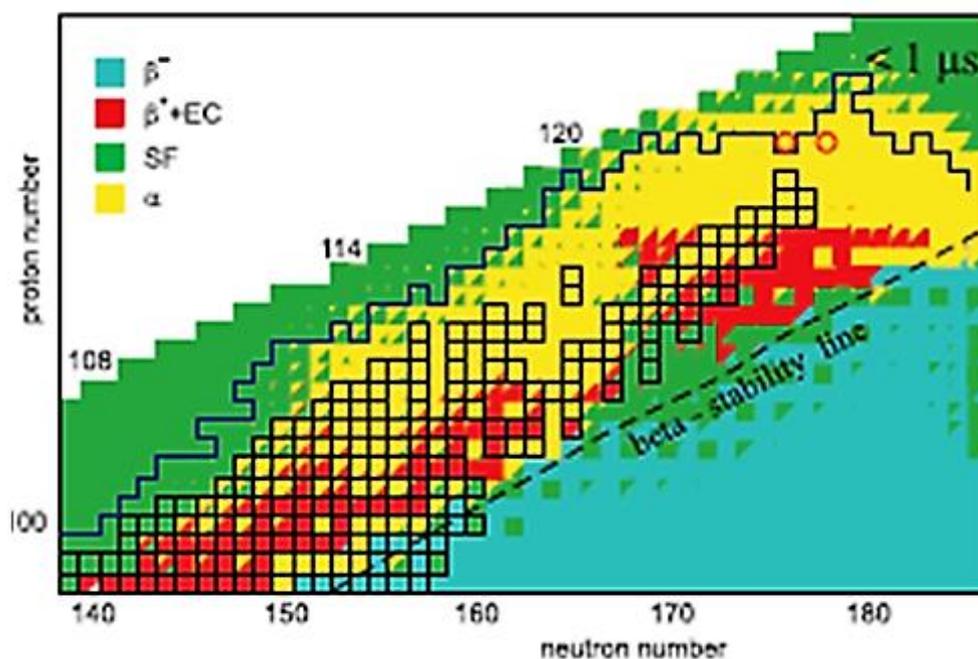


Figura 3.3: particolare della carta di Segré nel quale vengono indicati i modi di decadimento dei vari nuclei neutron-rich al di sopra della linea di stabilità beta.

Gli effetti di shell possono favorire la produzione di nuclei neutron-rich pesanti, in reazioni di trasferimento multinucleonico. Le sezioni d'urto per la produzione di nuclei sconosciuti localizzati al di sotto del ^{208}Pb lungo la shell chiusa di neutroni $N = 126$ sono previste nell'ordine dei μb in collisioni a bassa energia di ^{136}Xe o ^{192}Os con un bersaglio di ^{208}Pb e le previsioni sono ottimistiche per produzione di nuclei SH. Per collisioni vicino barriera di ^{238}U con ^{248}Cm sono state calcolate sezioni d'urto più alte di 1 pb per la produzione di nuovi isotopi neutron-rich di elementi con $Z \leq 106$.

Di seguito sono mostrate le distribuzioni di massa di frammenti di reazioni per collisioni vicino barriera di ^{48}Ca e ^{238}U con un bersaglio di curio.

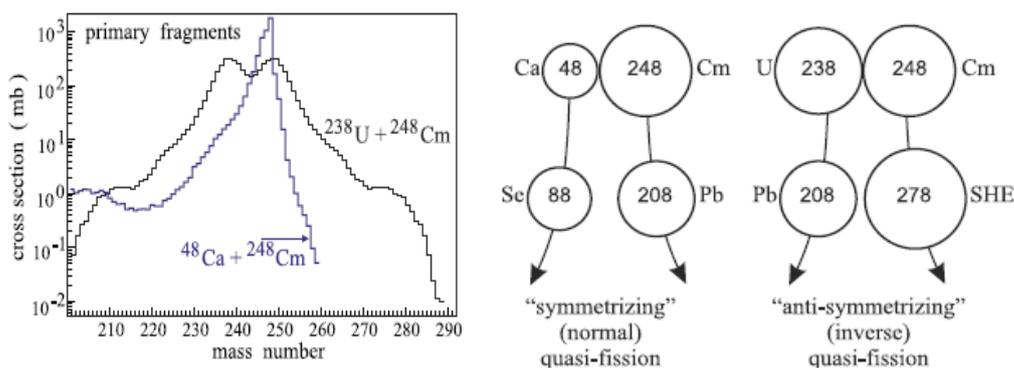


Figura 3.4: distribuzioni di massa calcolate di frammenti pesanti di reazione formati in collisioni di ^{48}Ca e ^{238}U con un bersaglio di ^{248}Cm a $E_{c.m.}=220$ e 770 MeV. Nel diagramma di destra sono mostrati processi di quasi fissione diretta e inversa^[8].

Dal diagramma di destra si evince che per collisioni di $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ per il canale di uscita di quasifissione, i nucleoni sono trasferiti dal bersaglio pesante al proiettile leggero, ma in caso di collisioni a bassa energia di ^{238}U con un bersaglio di ^{248}Cm , i nucleoni possono muoversi dal partner più leggero a quello più pesante permettendo la produzione di un elemento SH.

Dati sperimentali mostrano inoltre che gli effetti di shell in reazioni di trasferimento multinucleonico a bassa energia potrebbero essere più forti di quanto aspettato. Infatti, si potrebbero avere sezioni d'urto più alte di 20 mb per trasferimento di più di 15 nucleoni dai proiettili leggeri a bersagli pesanti.

Due esempi di trasferimento multinucleonico vicino barriera di ^{64}Ni e ^{136}Xe con un bersaglio di piombo sono mostrate di seguito con le relative sezioni d'urto calcolate e misurate.

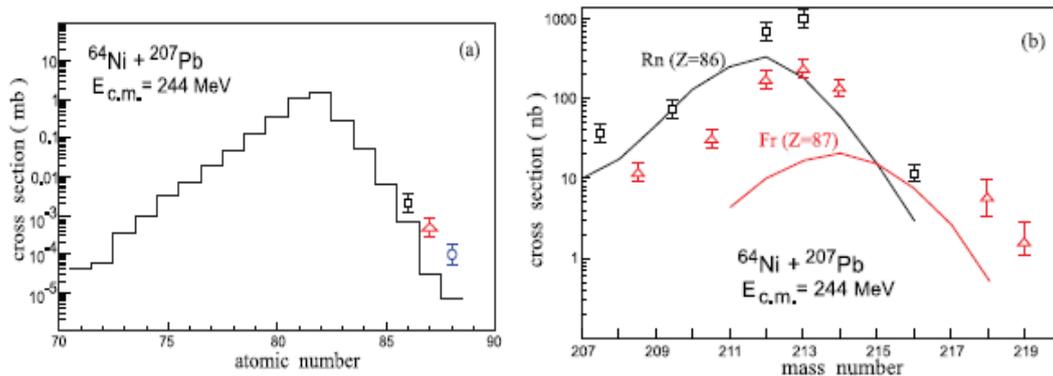


Figura 3.5: Distribuzione di Z (a) e prodotti isotopici di Rn e Fr (b) in collisioni di ^{64}Ni con un bersaglio di ^{208}Pb a $E_{c.m.} = 244 \text{ MeV}$.

La diminuzione delle sezioni d'urto è attesa con un numero crescente di nucleoni trasferiti.

I risultati sperimentali, come mostrato dai grafici della figura 3.5 (a) e (b), di ^{222}Rn , ^{210}Po e ^{224}Ra nelle collisioni vicino barriera di ^{64}Ni e ^{136}Xe con bersagli di piombo, superano le stime teoriche di un ordine di grandezza. Ciò fa sperare nella possibilità di produrre nuclei neutron-rich pesanti impiegando partner collidenti più massivi come ^{238}U e ^{248}Cm . I dati sperimentali a disposizione sulla produzione di nuclei pesanti oltre il bersaglio in reazioni di trasferimento multinucleonico a bassa energia sono ancora insufficienti e questo rende difficile il miglioramento del modello.

Esperimenti di questo tipo sono molto difficili da eseguire dovuti ai problemi di identificazione dei prodotti di reazione pesanti.

Conclusioni

La produzione e l'eventuale studio di nuovi isotopi SH rappresenta una sfida di grande interesse scientifico.

Tramite il canale di fusione si sono ottenuti nuclei neutron-deficient di elementi superpesanti fino a $Z = 118$. Tuttavia, tali isotopi risultano essere lontani dalla regione dell'isola di stabilità e le sezioni d'urto di produzione dei vari CN possono variare da qualche μb fino a 1 pb.

Per raggiungere la regione suddetta bisognerebbe aumentare le masse dei nuclei interagenti e l'energia di bombardamento per poter superare la barriera coulombiana che cresce col prodotto dei numeri atomici.

Ciò, come si è visto, risulta anche in un aumento dell'eccitazione del CN ed una conseguente riduzione della probabilità di sopravvivenza alla fissione, attraverso cui potrebbe diseccitarsi.

Inoltre le reazioni fusione permettono di esplorare soltanto le zone proton-rich della carta di Segré, a nord della linea di stabilità.

Bisogna osservare che è difficile preparare questi esperimenti per la bassa intensità dei fasci di proiettili massivi.

Invece, le reazioni di trasferimento multinucleonico sembrano essere le più appropriate per la produzione di nuovi nuclei pesanti neutron-rich. Queste, sfruttando fasci e bersagli opportunamente scelti anche tra isotopi stabili, sono di particolare interesse per la sintesi di nuovi nuclei neutron-rich e di nuclei non ancora sintetizzati con la shell $N = 126$ (es. reazioni $^{136}\text{Xe} + ^{208}\text{Pb}$) di grande importanza astrofisica (terra-incognita).

I risultati ottenuti in esperimenti come quelli eseguiti a Dubna^[10] mostrano come il canale di trasferimento multinucleonico rappresenti una valida alternativa alle reazioni di fusione, almeno fin quando non saranno disponibili fasci radioattivi di nuclei neutron-rich di intensità sufficiente per tentare di impiegarli in reazioni di fusione.

I calcoli di sezioni d'urto per la produzione di nuovi nuclei pesanti neutron-rich in reazioni di trasferimento multinucleonico vicino alla barriera risultano essere particolarmente promettenti anche sottostimando in alcuni casi le sezioni d'urto di trasferimento e aprendo la strada a collisioni più massive, come per esempio $^{198}\text{Pt} + ^{238}\text{U}$, per l'esplorazione della regione dei SH.

Bibliografia

- [1] A. H. Wapstra et al, Pure&Appl. Chem., Vol.63, No.6, pp. 879-886, (1991)
- [2] V. I. Zagrebaev et al, Phys. Rev. C 84 (2011)
- [3] V. I. Zagrebaev et al, Phys. Rev. C 85 (2012)
- [4] S. Hofmann et al., Eur.Phys.J. A14, 147 (2002).
- [5] Yu. Ts. Oganessian et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 34 R165 (2007)
- [6] Hofmann S 1998 Rep. Prog. Phys. 61 639
- [7] Morita K et al., 2004 J. Phys. Soc. Japan 73 2593
- [8] V. I. Zagrebaev et al, Phys. Rev. C 87 (2013)
- [9] C. Illiadis Nuclear Physics of Stars (2014)
- [10]E.M. Kozulin, E. Vardaci et al. Phys. Rev. C 86 044611 (2012)