



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Un esperimento di fusione tra ioni pesanti a bassa
energia: effetto tunnel e conseguenze per l’astrofisica

Relatore

Prof.ssa Giovanna Montagnoli

Correlatore

Dr. Alberto Stefanini

Laureando

Sara Carollo

Anno Accademico 2018/2019

Indice

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Introduzione | 3 |
| 2 | Reazioni nucleari tra ioni pesanti ad energie attorno alla barriera Coulombiana. | 5 |
| 2.1 | Produzione e decadimento del nucleo composto. | 5 |
| 2.2 | Fusione attorno e sotto barriera; enhancement rispetto alla stima di Wong. | 6 |
| 2.3 | Effetto della struttura nucleare sulla dinamica. | 8 |
| 2.4 | Modello a canali accoppiati. | 9 |
| 2.5 | Hindrance | 10 |
| 2.6 | Sistemi di interesse astrofisico $Q_{fus}>0$ | 11 |
| 3 | Misura della sezione d'urto | 13 |
| 3.1 | Apparato. | 14 |
| 3.2 | Determinazione della sezione d'urto di fusione. | 18 |
| 4 | Calibrazione con sorgente α per la determinazione dell'angolo solido | 19 |
| 5 | Sezione d'urto di fusione per il sistema $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ | 23 |
| 5.1 | Confronto con il modello a canali accoppiati tramite il programma CCFULL | 24 |
| 5.2 | Confronto con la stima di Wong | 27 |
| 5.3 | Hindrance | 28 |
| 6 | Conclusioni | 31 |
| | Bibliografia | 33 |

Capitolo 1

Introduzione

In questa tesi si è studiata la fusione nucleare $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ ad energie prossime a quelle della barriera Coulombiana, misurandone la sezione d'urto. In particolare, per ottenere le sezioni d'urto di fusione su una scala assoluta, si sono rivelati i residui di evaporazione (ER) con l'apparato PISOLO basato su un deflettore elettrostatico di fascio presente ai Laboratori Nazionali di Legnaro. I dati ottenuti sono stati confrontati con la stima di Wong e con le previsioni del modello a canali accoppiati (tramite il programma CCFULL), in cui si sono considerati i canali di eccitazione del proiettile ^{24}Mg .

La fusione è una reazione nucleare in cui due nuclei si uniscono a formare un unico nucleo di massa maggiore. Tra i nuclei agiscono due potenziali: quello Coulombiano, repulsivo e a lungo raggio, e quello nucleare, attrattivo e a corto raggio. La sovrapposizione di questi due potenziali porta alla formazione di un massimo, detto barriera Coulombiana.

La fusione tra ioni pesanti è un fenomeno complesso che ha coinvolto sforzi teorici e sperimentali a partire dagli anni Settanta [1], di grande interesse sia perché può produrre nuclei esotici ricchi di protoni, sia perché è coinvolta nella nucleosintesi che avviene nelle stelle. Con ioni pesanti si intendono convenzionalmente nuclei atomici con masse, cariche e dimensioni maggiori delle particelle α , mentre protoni, deuterio, trizio, ^3He e le stesse particelle α sono denominati particelle leggere [2]. Nel caso di fusione tra ioni pesanti con numero di massa minore o circa 20, i dati sperimentali sono ben spiegati da un modello unidimensionale basato sulla penetrazione per effetto tunnel della barriera di potenziale, in cui la sezione d'urto di fusione in funzione dell'energia è data dalla formula di Wong [3]. I dati di fusione tra ioni più pesanti (cioè con $A > 20$) non seguono invece le predizioni di questo modello, ma si osservano sezioni d'urto maggiori di quelle previste dalla formula di Wong [3]: questo fenomeno è detto *enhancement* e si osserva per energie vicine o inferiori alla barriera Coulombiana. L'*enhancement* è dovuto all'influenza sulla sezione d'urto di fusione della struttura interna dei nuclei che collidono; infatti il problema non può più essere trattato come unidimensionale considerando solo il moto relativo tra i due nuclei, ma vanno anche tenuti in conto i gradi di libertà dovuti alle deformazioni nucleari, alle vibrazioni di natura collettiva e all'esistenza di canali di trasferimento di nucleoni, in particolare quelli a Q-valore positivo [1]. È stato quindi sviluppato un modello, detto a canali accoppiati, per riprodurre le evidenze sperimentali; le sezioni d'urto teoriche previste da questo modello posso-

no essere calcolate tramite il programma CCFULL. Il modello a canali accoppiati fallisce però in alcuni sistemi a energie molto inferiori della barriera dove è stato osservato un effetto di soppressione della probabilità di fusione, detto *hindrance*, per cui le sezioni d'urto sono inferiori a quanto atteso [4]; l'origine dell'*hindrance* e la sua competizione con l'*enhancement* sono tuttora oggetto di studio.

Questa tesi è organizzata come segue: il capitolo 2 è un'introduzione teorica alla fusione nucleare sotto barriera, con l'illustrazione dei modelli sviluppati ed esempi sperimentali; nel capitolo 3 si descrive l'apparato sperimentale utilizzato e il metodo di misura delle sezioni d'urto di fusione; il capitolo 4 illustra il processo di calibrazione dell'apparato tramite una sorgente di particelle α , per la misura dell'angolo solido di un rivelatore; nel capitolo 5 si presentano i dati ottenuti e la loro analisi, confrontandoli con le previsioni dei modelli considerati; nel capitolo 6 si presentano invece le conclusioni ottenute.

Capitolo 2

Reazioni nucleari tra ioni pesanti ad energie attorno alla barriera Coulombiana.

2.1 Produzione e decadimento del nucleo composto.

Il modello a nucleo composto è stato proposto da Niels Bohr nel 1936 e spiega le reazioni nucleari come un processo lento e a due stadi. Un nucleo composto si forma nelle reazioni di fusione e ha numero di massa $A = A_p + A_t$ e numero atomico $Z = Z_p + Z_t$, dove i pedici si riferiscono alla particella proiettile (p) e a quella bersaglio (t). In questa reazione sono coinvolti tutti i nucleoni dei due nuclei interagenti, fino al raggiungimento dell'equilibrio termico.

La fusione è un processo lento, con tempi dell'ordine di 10^{-19} s, circa 3 ordini di grandezza maggiori di quelli delle reazioni dirette; si tratta infatti di un processo a due step: la formazione di un nucleo composto eccitato e la sua diseccitazione in modo indipendente dal canale di ingresso, che può avvenire per evaporazione di particelle leggere, emissione di fotoni o fissione. L'energia della particella incidente viene condivisa da tutti i nucleoni dei due nuclei interagenti tramite scattering multipli e il nucleo composto viene prodotto in uno stato eccitato: il canale di decadimento dominante è determinato dalla sua energia di eccitazione e dal suo momento angolare.

Il problema può essere trattato in modo semiclassico, secondo cui al processo di fusione contribuisce solo un intervallo limitato di momenti angolari, da 0 a l_{max} , e quindi la sezione d'urto di fusione si può scrivere come $\sigma = \pi\lambda^2 l_{max}(l_{max} + 1)$. Classicamente si ottiene:

$$\sigma_{fus} = \pi R_{max}^2 \left(1 - \frac{V_c(R_{max})}{E_{cm}} \right).$$

Da questa formula possiamo osservare che molto sotto la barriera Coulombiana la formazione del nucleo composto è fortemente limitata, mentre sopra la barriera la sezione d'urto tende velocemente alla sezione d'urto geometrica.

Il potenziale totale è dunque una somma dei potenziali nucleare, Coulombiano e centrifugo; a piccoli parametri d'impatto il potenziale nucleare attrattivo porta alla formazione di una "pocket" a una distanza circa uguale alla somma dei raggi dei due nuclei: se gli ioni interagenti entrano in questa "pocket", si ha la formazione del nucleo composto e quindi la fusione completa dei due nuclei. Per alti valori del momento angolare, si forma una barriera centrifuga che nel caso di grandi parametri d'impatto impedisce ai nuclei di fondersi, poiché la pocket non esiste più; questo determina il momento angolare massimo l_{max} .

Questa descrizione riproduce bene i dati sperimentali quando l'energia del nucleo incidente è maggiore della barriera, ma quando è inferiore il modello semiclassico non è più valido: vanno infatti tenuti in conto gli effetti quantistici, per cui la fusione può avvenire per effetto tunnel.

2.2 Fusione attorno e sotto barriera; enhancement rispetto alla stima di Wong.

Un primo approccio alla fusione nucleare con energie simili o inferiori alla barriera Coulombiana è dato da un modello unidimensionale, in cui l'unico parametro è la distanza tra i due nuclei interagenti, basato sull'effetto tunnel quantistico.

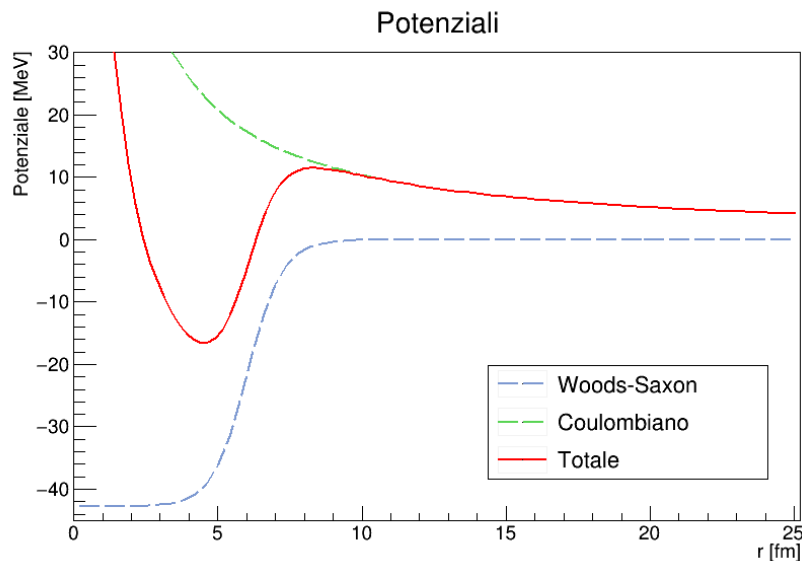


Figura 2.1: Potenziale di Woods-Saxon, potenziale Coulombiano e loro somma per il sistema $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$.

Il potenziale tra i nuclei è la sovrapposizione del potenziale Coulombiano e di quello nucleare, per cui si usa la parametrizzazione di Woods-Saxon:

$$V_C(r) = \frac{e^2 Z_p Z_t}{4\pi\epsilon_0 r} \quad V_N = -\frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}$$

dove Z_p e Z_t sono le cariche dei due nuclei, mentre V_0 , R e a sono profondità, raggio e diffusività del potenziale nucleare.

Si assume che tutto il flusso che supera la barriera porti alla formazione del nucleo composto e dunque alla fusione; questa approssimazione è nota come "Incoming Wave Boundary Condition". Si usa inoltre l'approssimazione di Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB), che assume che un sistema quantistico possa essere trattato in modo semi-classico; può essere dunque usata nel caso in cui la lunghezza d'onda di De Broglie λ sia minore delle dimensioni caratteristiche del sistema. La sezione d'urto è quindi legata alla probabilità che il nucleo incidente superi la barriera di potenziale e la fusione avvenga. Trascurando lo spin, la sua espressione in funzione del coefficiente di trasmissione è:

$$\sigma_{fus} = \pi\lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)T_l(E).$$

Per ogni onda parziale con momento angolare l , il potenziale può essere scritto come

$$V_l(r) = V_N(r) + V_C(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} = V(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}$$

dove $V(r)$ ha un massimo ad una certa distanza internucleare, chiamato barriera Coulombiana, mentre il secondo termine è il potenziale centrifugo.

Il coefficiente di trasmissione può essere calcolato analiticamente approssimando la barriera con una parabola, ottenendo i coefficienti di trasmissione di Hill-Wheeler [5]:

$$T_l^{HW}(E) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{2\pi}{\hbar\omega_b} \left(V_b + \frac{\hbar^2}{2\mu R_b^2(l)} l(l+1) - E\right)\right]}$$

dove $\hbar\omega_b = \sqrt{\hbar^2/\mu |\partial^2 V/\partial r^2|_{R_b}}$ misura la curvatura della barriera, mentre $R_b(l)$ è il suo raggio per l'onda l .

Assumendo che il potenziale centrifugo modifichi solamente l'altezza della barriera

$$R_b(0) = R_b \quad \hbar\omega_l \approx \hbar\omega_0 \quad V_b(l) \approx V_b + \hbar^2 l(l+1)/(2\mu R_b^2)$$

si può sostituire l'espressione trovata per il coefficiente di trasmissione nella formula della sezione d'urto, convertendo poi la somma in un integrale. Si ottiene così la formula di Wong:

$$\sigma_{fus} = \left(\frac{R_b^2 \hbar\omega_0}{2E}\right) \ln \left[1 + \exp\left(\frac{2\pi(E - V_b)}{\hbar\omega_0}\right)\right].$$

Nel caso in cui l'energia sia molto superiore alla barriera, la formula di Wong si riduce alla formula classica, cioè $\sigma_{fus} = \pi R_b^2 (1 - V_b/E)$.

Questo modello descrive con successo i sistemi leggeri, come ad esempio $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ [6] oppure $\alpha + ^{12}\text{C}$, ma fallisce nello spiegare le sezioni d'urto di sistemi che coinvolgono ioni pesanti, come ad esempio il sistema $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ [7]; infatti, le sezioni d'urto sotto barriera di sistemi pesanti sono maggiori di quanto atteso dalla stima di Wong. In *Figura 2.2 e 2.3* si mostrano i confronti tra le sezioni d'urto misurate per questi sistemi e la formula di Wong.

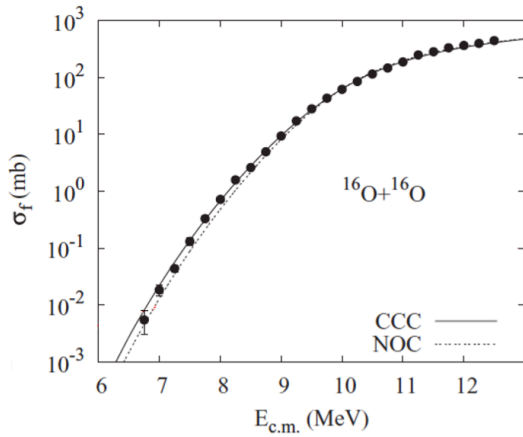


Figura 2.2: Confronto delle sezioni d'urto del sistema $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ con la stima di Wong. Figura tratta da [2].

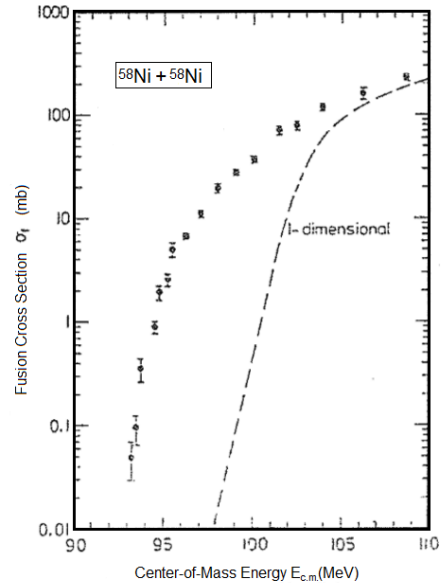


Figura 2.3: Confronto delle sezioni d'urto del sistema $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ con la stima di Wong. Figura tratta da [8].

2.3 Effetto della struttura nucleare sulla dinamica.

Nello studio della fusione tra ioni pesanti, si possono notare forti effetti isotopici, ovvero le sezioni d'urto di sistemi simili possono essere molto diverse e le rispettive funzioni di eccitazione possono avere forme molto diverse. Per spiegare questi effetti si è ipotizzato che la struttura nucleare influisca fortemente sulla dinamica della fusione, soprattutto ad energie inferiori alla barriera Coulombiana; in particolare la fusione è favorita dall'accoppiamento con canali di eccitazione inelastici di natura collettiva e con canali di trasferimento di nucleoni. Per trattare questa situazione vanno considerati dunque ulteriori gradi di libertà (oltre a quello del moto relativo tra i due nuclei), per questo il problema non può più essere trattato come unidimensionale.

Un esempio è quello del sistema $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$, che è stato il primo sistema in cui si è osservato l'effetto della presenza di canali di trasferimento di nucleoni con Q -valore positivo [9]; infatti, confrontando i tre sistemi $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$, $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$, $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$, si nota che la funzione di eccitazione del sistema asimmetrico $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ ad energie inferiori alla barriera è molto meno ripida rispetto alle funzioni di eccitazione degli altri due sistemi, in cui questi canali non sono disponibili (Figura 2.4).

Un altro esempio di sistemi in cui si possono notare questi effetti di struttura sono quelli in cui la fusione avviene tra ^{16}O e vari isotopi del Samario [1]: $^{148,150,152,154}\text{Sm}$; infatti il ^{148}Sm è sferico, mentre gli isotopi più pesanti sono stabilmente deformati in un ellissoide prolato; le sezioni d'urto sotto barriera di questi sistemi sono maggiori nei casi in cui il bersaglio (Sm) è maggiormente deformato (Figura 2.5).

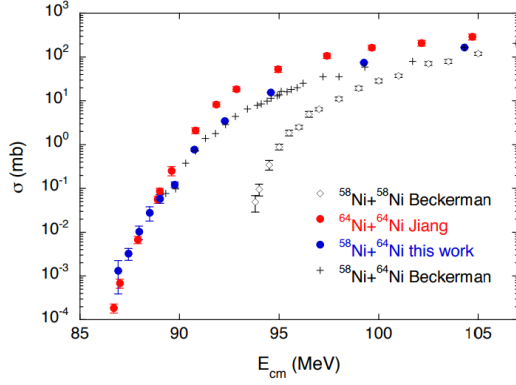


Figura 2.4: Confronto tra le funzioni di eccitazione dei sistemi $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$, $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$, $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$. Immagine tratta da [9].

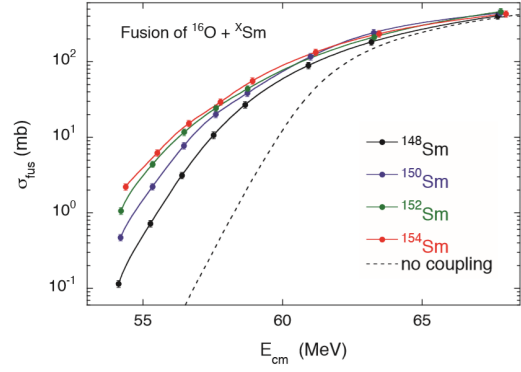


Figura 2.5: Confronto tra le funzioni di eccitazione dei sistemi $^{16}\text{O}+^{148,150,152,154}\text{Sm}$. Immagine tratta da [1].

2.4 Modello a canali accoppiati.

Gli effetti isotopici e l'enhancement sotto barriera sono stati spiegati con successo dal modello a canali accoppiati (coupled-channels: CC); in questo modello si assume che le equazioni che descrivono i possibili canali di reazione siano tra loro accoppiate e si osserva che l'effetto dell'accoppiamento con canali che coinvolgono modi collettivi oppure il trasferimento quasi-elastico di nucleoni aumenta la sezione d'urto di fusione vicino e sotto barriera.

In particolare, in questo modello è necessario considerare l'accoppiamento tra il moto relativo e il moto nucleare intrinseco ξ , in tal modo l'Hamiltoniana del sistema si scrive:

$$H = H_k + V_l(r) + H_0(\xi) + V_{int}(r, \xi)$$

dove H_k indica l'energia cinetica del sistema, $V_l(r)$ è il potenziale ione-ione per l'onda l -esima, H_0 si riferisce alla struttura interna di proiettile e bersaglio e V_{int} è il termine di accoppiamento. In questo modo l'equazione di Schrödinger stazionaria diventa

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V_l(r) - E \right) \Psi(r, \xi) = -(H_0(\xi) + V_{int}(r, \xi)) \Psi(r, \xi)$$

dove μ è la massa ridotta del sistema.

Denotando con $|n\rangle$ gli autostati di H_0 e con ε_n i suoi autovalori, cioè $H_0(\xi)|n\rangle = \varepsilon_n|n\rangle$, possiamo espandere la funzione d'onda Ψ come combinazione lineare di questi autovettori:

$$\Psi = \sum_n \chi_n(r) |n\rangle.$$

Sfruttando l'ortonormalità della base $|n\rangle$ e applicando il bra $\langle m|$ all'equazione di Schrödinger stazionaria si ottiene

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V_l(r) - E \right] \chi_m(r) = - \sum_n [\varepsilon_m \delta_{nm} + \langle m|V_{int}(r, \xi)|n\rangle] \chi_n(r)$$

che è un insieme di equazioni accoppiate per la funzione d'onda χ_m del moto relativo.

Consideriamo il caso in cui l'interazione di accoppiamento possa essere fattorizzata in un termine che dipende solo dal moto relativo e uno che dipende solo dal moto intrinseco, come segue

$$\langle n|V_{int}(r, \xi)|m\rangle = F(r)\langle n|G(\xi)|m\rangle = F(r)G_{nm}.$$

Possiamo definire gli elementi della matrice di accoppiamento:

$$M_{nm} = \varepsilon_n \delta_{nm} + \langle n|V_{int}(r, \xi)|m\rangle = \varepsilon_n \delta_{nm} + F(r)G_{nm}$$

In questo modo si possono disaccoppiare le equazioni ottenute tramite una trasformazione unitaria U che diagonalizza la matrice M :

$$\sum_{ik} U_{ni} M_{ik} U_{km}^{-1} = \lambda_m \delta_{nm}$$

Si ottiene in questo modo il sistema di equazioni disaccoppiate

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V_l(r) + \lambda_m - E \right] Y_m(r) = 0$$

in cui $Y_m(r) = \sum_n U_{mn} \chi_n(r)$. Si osserva che il potenziale totale per ogni canale diventa $V_l(r) + \lambda_m$, dunque la barriera Coulombiana viene sostituita da un insieme di barriere viste dal flusso entrante, ognuna con il suo coefficiente di trasmissione; il coefficiente di trasmissione totale è una somma pesata dei coefficienti di ogni barriera:

$$T_l(E) = \sum_m |U_{m0}|^2 T_l[E, V_l(r) + \lambda_m]$$

Il peso di ogni barriera è dato dalla sovrapposizione $|U_{m0}|^2 = |\langle m|0\rangle|^2$ tra lo stato iniziale e l'autovettore $|m\rangle$ della matrice M . Da questo è possibile calcolare la sezione d'urto, che può essere vista anche come la somma pesata delle sezioni d'urto dei canali non accoppiati, dove i pesi sono $w_m = |U_{m0}|^2$

$$\sigma_f(E) = \sum_{l,m} (2l+1) |U_{m0}|^2 T_l[E, V_l + \lambda_m] = \sum_m w_m \sigma_f^m(E).$$

Si osserva quindi che può avvenire l'enhancement se almeno uno dei λ_m è negativo, fatto che è sempre verificato.

2.5 Hindrance

Estendendo le misure della funzione di eccitazione a energie molto inferiori alla barriera Coulombiana si osserva che essa decresce molto più rapidamente di quanto atteso dal modello a canali accoppiati: questo fenomeno è chiamato hindrance, ed è stato osservato per la prima volta per il sistema $^{60}\text{Ni} + ^{89}\text{Y}$ da Jiang *et al.* [4]. L'hindrance è stata poi riscontrata in molti altri sistemi: è stato quindi

riconosciuto come un effetto generale [1] ma che si manifesta con aspetti diversi a seconda del sistema in esame.

È spesso utile rappresentare i dati introducendo due nuove quantità, la derivata logaritmica $L(E)$ della funzione di eccitazione e il fattore astrofisico $S(E)$ [10]:

$$L(E) = \frac{d[\ln(E\sigma)]}{dE} = \frac{1}{E\sigma} \frac{d(E\sigma)}{dE}$$

$$S(E) = E\sigma(E)\exp(2\pi\eta)$$

dove $\eta = 0.157Z_1Z_2\sqrt{\mu/E}$ è il parametro di Sommerfeld e μ è la massa ridotta del sistema. Infatti il fenomeno dell'hindrance si riconosce facilmente osservando che $S(E)$ presenta un massimo, in particolare per i sistemi a Q-valore negativo quando la derivata logaritmica assume il valore $L_{CS} = \pi\eta/E$ [11], valore che viene considerato come soglia empirica per il fenomeno dell'hindrance. Se invece il Q-valore è positivo (situazione verificata nei sistemi più leggeri) non c'è un'energia di soglia per la fusione, per questo non è necessario che $S(E)$ presenti un massimo; l'esistenza del massimo di $S(E)$ in questi sistemi non è ancora stata chiarita [11].

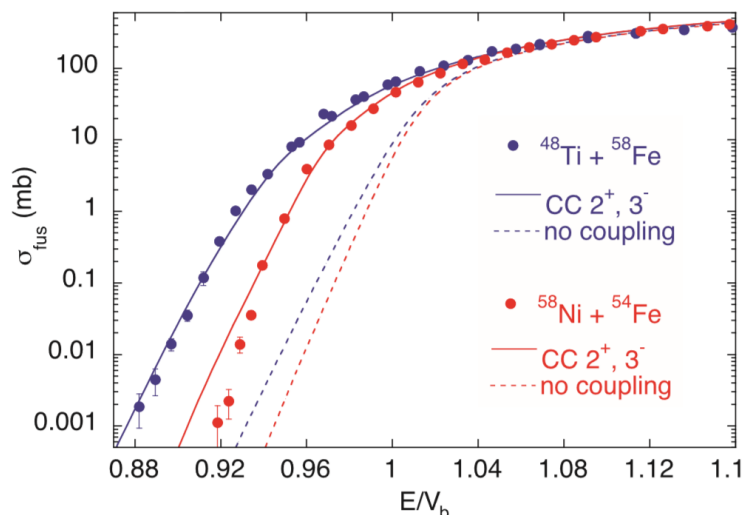


Figura 2.6: Sezioni d'urto dei sistemi $^{58}\text{Ni}+^{54}\text{Fe}$ e $^{48}\text{Ti}+^{58}\text{Fe}$. Per $^{58}\text{Ni}+^{54}\text{Fe}$ si osserva l'hindrance, che non si verifica invece per $^{48}\text{Ti}+^{58}\text{Fe}$. Immagine tratta da [1].

2.6 Sistemi di interesse astrofisico $Q_{fus} > 0$.

Per comprendere i processi di nucleosintesi che avvengono nelle stelle è essenziale una conoscenza accurata delle reazioni di fusione tra nuclei leggeri ad energie inferiori alla barriera e in particolare del fenomeno dell'hindrance. Le reazioni $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ e $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ sono importanti per l'evoluzione delle stelle massive dopo la fusione dell'elio [11]; le misure effettuate su questi sistemi hanno però grandi incertezze, in particolare alle energie molto basse richieste per riprodurre sistemi astrofisici [1]. L'esistenza del fenomeno dell'hindrance in questi sistemi porterebbe a significativi cambiamenti nelle previsioni dell'abbondanza dei vari

isotopi presenti nelle stelle e ad una riduzione dei tassi di reazione predetti nella fase della combustione del carbonio [11].

Vengono quindi studiate reazioni tra ioni leggermente più pesanti. In particolare i due sistemi medio-leggeri $^{12}\text{C}+^{30}\text{Si}$ e $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$ (studiato in questa tesi) permettono di stabilire una sistematica per l'estrapolazione di informazioni sui sistemi più leggeri interessanti per l'astrofisica [11]. La sistematica sviluppata da Jiang et al. [12] prevede la soglia dell'hindrance E_s , rispetto al parametro $\zeta = Z_1 Z_2 \sqrt{\mu}$ che caratterizza il sistema, come

$$E_s = \left(\frac{0.495\zeta}{2.33 + 580/\zeta} \right)^{2/3} ;$$

il sistema $^{12}\text{C}+^{30}\text{Si}$ è abbastanza ben descritto da questa previsione, come mostrato in *Figura 2.7*.

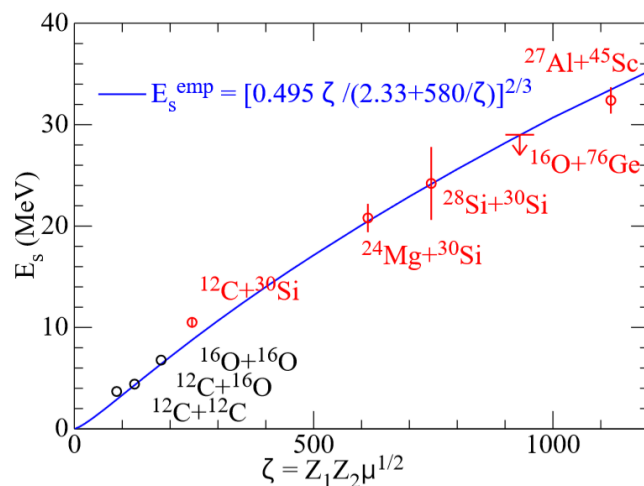


Figura 2.7: Sistematica di Jiang. I punti che descrivono i sistemi di interesse astrofisico (cerchi neri) sono stati ottenuti per estrapolazione. Immagine tratta da [11].

Capitolo 3

Misura diretta di una sezione d'urto di fusione rivelando i residui di evaporazione

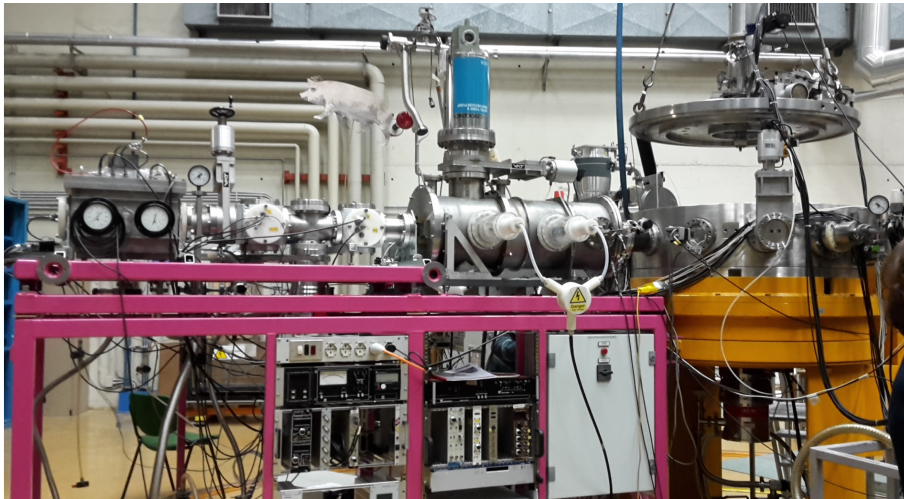


Figura 3.1: Camera di reazione e deflettore PISOLO.

Il fascio di Magnesio utilizzato nell'esperimento di fusione $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$ proveniva dall'acceleratore Tandem, presente ai Laboratori Nazionali di Legnaro; il Tandem è un acceleratore elettrostatico costituito da un terminale ad alta tensione (positiva e maggiore di 14,5 MV), che si trova al centro e sull'asse di un tank orizzontale riempito di esafluoruro di zolfo SF_6 ad una pressione di 7 atm. Attorno all'asse del tank, ad entrambi i lati del terminale, si trovano il tubo da vuoto e la colonna che regge il terminale; all'interno si trova la conduttura in vuoto in cui viaggiano le particelle.

Gli ioni vengono generati in una sorgente esterna all'acceleratore ed estratti con carica $q = +e$, poi passano in una regione riempita di gas Cesio, in cui ricevono 2 elettroni, arrivando quindi ad avere carica $-e$, per cui vengono attratti dal terminale a tensione $V_T = 14,5\text{V}$. Nel terminale metallico si trovano dei foglietti in carbonio, detti "stripper", che rimuovono molti elettroni dagli ioni, lasciandoli quindi con una forte carica positiva $q' = 10 - 20e$; in questo modo gli ioni sono

fortemente respinti dal terminale ad alta tensione e subiscono dunque una seconda accelerazione. Grazie al più alto stato di carica, l'energia acquisita dal fascio nella seconda accelerazione è molto maggiore di quella acquisita nella prima. All'uscita dall'acceleratore il fascio viene condotto nelle sale sperimentali.

3.1 Apparato.

Quando l'evaporazione di particelle è essenzialmente l'unico canale di diseccitazione del nucleo composto, come nel caso del sistema oggetto di studio in questa tesi, le sezioni d'urto di fusione possono essere misurate tramite la rivelazione diretta dei residui di evaporazione. In questo esperimento si è usato il deflettore elettrostatico PISOLO. L'apparato sperimentale si compone di tre parti: la camera di reazione, il deflettore elettrostatico e il telescopio "Energia- ΔE -Tempo di volo" con la camera a ionizzazione IC. Deflettore e telescopio sono montati su un supporto che permette di ruotarli, in modo da poter effettuare misure di distribuzione angolare.

CAMERA DI REAZIONE

La camera di reazione è il luogo in cui avviene la fusione; è in acciaio e a sezione circolare, con un raggio interno di 50 cm. Può essere ruotata mantenendo comunque il vuoto al suo interno, a un livello di circa 10^{-6} mbar, mediante l'uso di una guarnizione strisciante ("sliding seal").

I target sono posizionati su un supporto a sei posizioni, di cui una è riservata ad una piastrina di quarzo forata, che permette la focalizzazione del fascio con l'uso di una telecamera a disposizione degli operatori, che rivela la luminosità indotta dal fascio sul quarzo stesso. Il supporto è fissato alla parete superiore della camera di reazione e può essere spostato tramite un sistema di controllo esterno, in modo da poter focalizzare il fascio prima di ogni misura oppure cambiare il target o la sua angolazione rispetto al fascio.

All'interno della camera di reazione si trovano inoltre quattro rivelatori al Silicio, chiamati "Up", "Down", "Right" e "Left", posti ad un'angolazione di 16.05° rispetto alla direzione del fascio ed a una distanza di 195 mm dal bersaglio. Il posizionamento di questi monitor è visibile in *Figura 3.2* e *3.3*. Essi permettono di controllare eventuali variazioni di posizione e focalizzazione del fascio rispetto al bersaglio e di misurare la sezione d'urto elastica di Rutherford, utilizzata per la normalizzazione della sezione d'urto dei residui di evaporazione.

DEFLETTORE ELETTROSTATICO

Il deflettore elettrostatico è il sistema che separa il fascio incidente dai residui di evaporazione che si vogliono misurare. Il separatore si trova in un contenitore metallico dalla forma cilindrica, di 30 cm di diametro e 85 cm di lunghezza, ed è costituito da due coppie di elettrodi rettangolari metallici con dimensioni di 25 cm di lunghezza e 12 cm di larghezza con spessore di 0.5 cm. Variando la distanza tra le piastre è possibile ottenere nelle due regioni valori diversi del campo (tra loro indipendenti), in modo da adattarsi al meglio alle condizioni sperimentali,

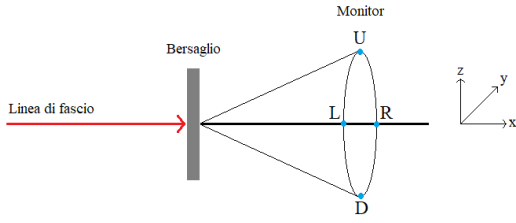


Figura 3.2: Schema di posizionamento dei monitor nella camera di reazione.

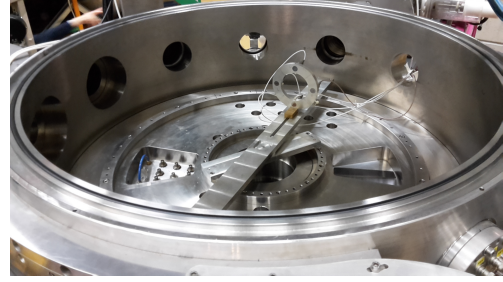


Figura 3.3: Foto dell'interno della camera di reazione con i monitor.

minimizzando lo scattering del fascio sugli elettrodi stessi. Un collimatore posto tra il bersaglio e il campo elettrostatico permette di definire l'angolo solido di ingresso del deflettore. Il deflettore elettrostatico sfrutta il fatto che i nuclei prodotti a seguito dell'evaporazione del nucleo composto hanno diversa rigidità elettrica rispetto agli ioni del fascio; la rigidità elettrica è definita come $\eta = E/q$, dove E è l'energia e q la carica ionica; in questo modo i due tipi di particelle possono essere tipicamente separate di qualche centimetro.

L'angolo di deflessione totale del deflettore è fissato a 4.7° , cioè è abbastanza piccolo perché la traiettoria delle particelle possa essere approssimata con un arco di circonferenza; il raggio di curvatura r è dato da

$$\frac{mv^2}{r} \sim q\varepsilon$$

in cui v e m sono la velocità e la massa dello ione e ε il campo elettrico trasverso prodotto dal deflettore. Da tale espressione è possibile ricavare il rapporto tra il raggio di curvatura dei residui (r_{ER}) e delle particelle del fascio (r_b), che è proporzionale alle rispettive rigidità elettriche

$$\frac{r_{ER}}{r_b} \sim \frac{(E/q)_{ER}}{(E/q)_b} \sim \frac{(mq)_b}{(mq)_{ER}},$$

dove la seconda disuguaglianza deriva dal fatto che la quantità di moto dei residui e delle particelle del fascio si possono considerare approssimativamente uguali. Dato che lo stato di carica e la massa dei residui sono maggiori di quelli degli ioni del fascio, si ricava che la traiettoria dei residui di evaporazione ha curvatura maggiore. Si riesce dunque ad avere una buona separazione tra i due tipi di particelle, anche per misure effettuate a 0° ; il fattore di reiezione, definito come il rapporto tra il numero di particelle del fascio entranti nel deflettore e quelle uscenti, è tipicamente di $\sim 10^7 - 10^8$, a seconda della simmetria di massa della reazione e dell'energia incidente, a parità di qualità del fascio (sue dimensioni e focalizzazione). Il fascio primario viene dunque deviato meno dei residui di evaporazione e poi fermato su un collimatore all'uscita del deflettore, mentre i residui di evaporazione entrano nel sistema di rivelazione. Tuttavia, alcune particelle del fascio non vengono bloccate dal deflettore: infatti tramite scattering multipli esse possono assumere un'energia tale da avere una rigidità elettrica simile a quella dei residui di evaporazione; viene quindi effettuata un'ulteriore separazione tramite il

telescopio di rivelatori a valle del collimatore in uscita.

TELESCOPIO "ΔE-ENERGIA-TEMPO DI VOLO"

Il telescopio viene utilizzato per distinguere le particelle uscenti dal deflettore elettrostatico, sfruttando i diversi tempi di percorrenza di una certa distanza d . I residui di evaporazione hanno $\beta = v/c \approx 0.04$ (calcolato sfruttando la conservazione dell'energia e della quantità di moto nella reazione), dunque possono essere trattati con metodi non relativistici; infatti, se essi percorrono una distanza d in un tempo t , la loro velocità può essere espressa quindi come $v = \frac{d}{t}$, e data la loro energia cinetica $E = \frac{1}{2}Mv^2$, si ottiene

$$M = \frac{2Et^2}{d^2}.$$

Si vede quindi che i residui di evaporazione, che hanno massa maggiore degli ioni del fascio, hanno un tempo di volo maggiore a parità di energia, per questo i due tipi di eventi possono essere distinti. La risoluzione dell'apparato non permette di distinguere le masse delle particelle dei vari canali di evaporazione, che non è comunque lo scopo dell'esperimento.

Dall'espressione della massa e tramite la propagazione degli errori si ottiene la risoluzione:

$$\left(\frac{\Delta M}{M}\right)^2 = \left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 + 4\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2.$$

Il telescopio utilizzato è composto di tre rivelatori, due micro-channel plates MCP che danno un segnale di tipo "START" e un rivelatore al silicio a barriera superficiale che dà un segnale di "STOP" e misura l'energia della particella. Le due basi di volo sono di 666 mm e di 1047 mm, per cui data una risoluzione temporale intrinseca di $200 \div 250$ ps, si trova $\frac{\Delta t}{t} \sim 0.5\%$, mentre il contributo energetico è $\frac{\Delta E}{E} \sim 1\%$, da cui si ottiene una risoluzione di massa di $\frac{\Delta M}{M} \sim \frac{1}{70}$.

I segnali di START e STOP vengono inviati ad un convertitore tempo-ampiezza (TAC), che misura il tempo di volo.

Le particelle entrano poi in una camera a ionizzazione, con cui è possibile misurare la loro perdita di energia ΔE . Dopo la camera si trova infine il rivelatore al silicio. I rivelatori MCP vengono utilizzati perché essi possono rivelare il passaggio di ioni pesanti senza alterarne sensibilmente l'energia. Sono formati da piastrine di vetro di 43×63 mm², che fungono da moltiplicatori di elettroni compatti e ad alto guadagno (circa 10^3 per ogni piastrina), che forniscono in uscita un segnale di tempo veloce. Essi devono operare in condizioni di alto vuoto ($10^{-5} - 10^{-6}$ mbar).

Gli ioni passano inizialmente da una griglia costituita da fili di tungsteno dorato spazati di 1 mm e attraversano successivamente un sottile foglio di carbonio, con spessore di circa $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, posto perpendicolarmente alla loro direzione; nell'interazione tra gli ioni e il carbonio vengono emessi elettroni, che vengono accelerati e deviati sulle piastrine da uno specchio elettrostatico a 45° , a cui è applicata una differenza di potenziale di circa 1 kV. Si producono così dei segnali negativi con ampiezza di circa 200-300 mV e tempo di salita di alcuni nanosecondi. Uno schema dei rivelatori MCP è rappresentato in *Figura 3.4*.

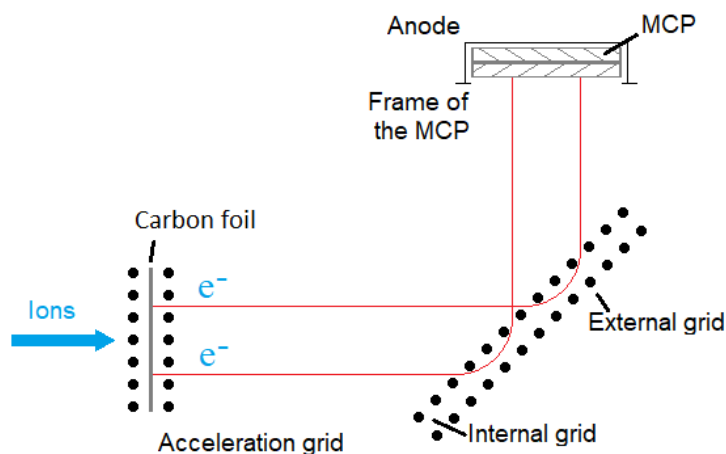


Figura 3.4: Schema di funzionamento dei rivelatori MCP.

La geometria dei rivelatori permette l'isocronismo dei segnali generati dagli elettroni indipendentemente dal punto di attraversamento del foglio di carbonio; la trasparenza degli MCP è dell'85% a causa della presenza delle varie griglie, mentre l'efficienza per gli ioni pesanti è quasi del 100% (misurata sperimentalmente).

La camera di ionizzazione è un rivelatore a gas molto utile negli esperimenti con ioni pesanti, perché permette di avere una minima perdita di energia delle particelle, grazie all'utilizzo di un gas a bassa pressione e finestre di entrata sottili. Con essa si può misurare la perdita di energia differenziale degli ioni, da cui grazie alla formula di Bethe-Bloch è possibile ricavare il loro numero atomico Z . Le camere a ionizzazione inoltre permettono una grande adattabilità della struttura geometrica alle necessità sperimentali e sono stabili su lunghi tempi di misura, dato che subiscono un minimo danneggiamento dovuto alle radiazioni.

La camera utilizzata in questo esperimento è una camera a campo trasverso lunga 30 cm, in cui l'anodo è schermato dalla griglia di Frisch, che limita la dipendenza dell'impulso dalla posizione in cui è avvenuta la ionizzazione. Il gas utilizzato nell'esperimento sul sistema $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$ era metano CH_4 ad una pressione di 9-14 mbar, a seconda dell'energia del fascio. La tensione applicata è di circa 160 V. La finestra di entrata è di mylar (film di PET) da $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ sostenuta da una griglia metallica. Questa camera a campo trasverso permette una separazione veloce delle coppie di ioni formati dalla linea di fascio. Il catodo consiste di una singola piastra in acciaio inossidabile, mentre l'anodo è diviso in tre segmenti di 8 cm, 6 cm e 14 cm; questa divisione permette di avere tre segnali di perdita di energia differenziale, in modo da identificare la particella in Z .

Alla fine della camera si trova il rivelatore al silicio, con un'area attiva di 600 mm^2 , che fornisce un segnale proporzionale all'energia residua degli ioni.

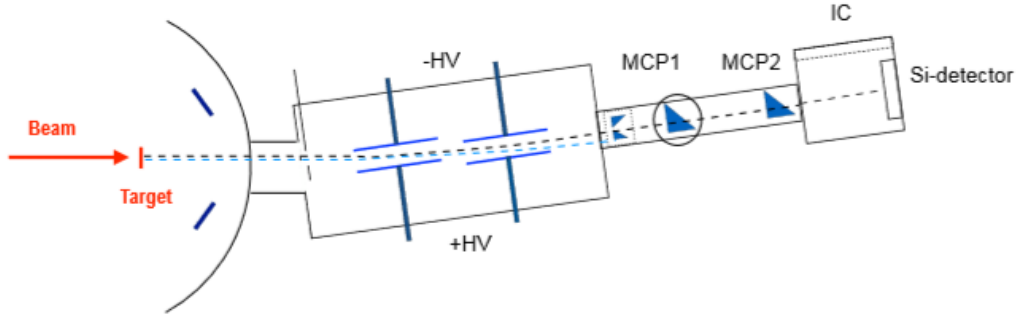


Figura 3.5: Schema del set-up sperimentale.

3.2 Determinazione della sezione d'urto di fusione.

Utilizzando i conteggi dei quattro monitor nella camera di reazione e i conteggi del rivelatore al Silicio, è possibile calcolare la sezione d'urto differenziale di fusione (normalizzandola con la sezione d'urto di Rutherford) come:

$$\frac{d\sigma_{fus}}{d\Omega}(E) = \frac{N_{ER}}{N_{mon}} \frac{\Delta\Omega_{mon}}{\Delta\Omega_{fus}^{geom}} \frac{d\sigma_R}{d\Omega}(E) \frac{1}{T \cdot t \cdot t_{IC}} \quad (3.1)$$

dove N_{ER} è il numero di eventi di residui di evaporazione rivelati, N_{mon} è il numero di conteggi dei monitor, $\Delta\Omega_{mon} = 0.16672 \text{ msr} \pm 1\%$ è l'angolo solido sotteso dai 4 monitor, $\Delta\Omega_{fus}^{geom}$ è l'angolo solido geometrico del rivelatore al Silicio e $d\sigma_R/d\Omega(E)$ è la sezione d'urto di Rutherford.

Gli altri fattori indicano invece:

$T = 0.82 \pm 3\%$ è il coefficiente di trasmissione del deflettore elettrostatico stimato per il sistema in esame,

$t = 0.726 \pm 0.5\%$ è la trasparenza delle griglie dei rivelatori MCP,

$t_{IC} = 0.8 \pm 1\%$ è la trasparenza della griglia che sostiene la camera di ionizzazione.

Capitolo 4

Calibrazione con sorgente α per la determinazione dell'angolo solido

Per il calcolo della sezione d'urto è stato necessario misurare l'angolo solido sotteso dal rivelatore al silicio $\Delta\Omega_{Si}$. Si è effettuata sia una calibrazione tramite una sorgente di particelle α sia una stima di tipo geometrico.

Per la calibrazione si è posizionata una sorgente di particelle α al posto del bersaglio e si sono misurati i conteggi dei monitor e del rivelatore al silicio. Si è inoltre allineato tutto l'apparato, ovvero deflettore, telescopio e camera a ionizzazione si sono posti ad un angolo di 0° rispetto alla direzione del fascio; gli elettrodi all'interno del deflettore elettrostatico sono stati allargati e si è tenuto il campo elettrico spento; questa configurazione ha consentito di avere il maggior numero possibile di particelle rivelate dal Silicio in fondo all'apparato, cioè diminuendo al massimo le perdite nel percorso tra la camera di reazione e il rivelatore.

La sorgente è un campione di ^{241}Am , che ha un'attività di $1 \mu\text{Ci}$, che corrisponde all'emissione di circa 37000 particella α al secondo su tutto l'angolo solido; dato che ci si aspettava che l'angolo solido sotteso dal rivelatore fosse molto piccolo, le misure sono state effettuate su tempi molto lunghi, fino a 24 ore, in modo da avere un numero di eventi sufficienti registrati da rivelatore e monitor.

La sorgente è stata orientata in tre modi: in direzione perpendicolare al fascio, verso il monitor Left oppure verso il monitor Right, grazie al sistema di controllo esterno. Si sono poi confrontati i conteggi del rivelatore al Silicio ottenuti con la sorgente perpendicolare al fascio con i conteggi del monitor (Left o Right) ottenuti nelle misure in cui la sorgente era orientata verso il monitor corrispondente. I valori ottenuti dalle misure sono riportati in *Tabella 4.1*.

I set di dati sono divisi in due serie, una dal run 3059 al 3063 e l'altra dal run 3064 al 3069; infatti si era inizialmente individuata l'orientazione ortogonale al fascio ad un angolo di riferimento di 139.47° (prima serie), ma successivamente è stata spostata a 133.47° , dato che la sorgente non appariva perfettamente ortogonale.

La formula utilizzata è:

$$\frac{\Delta\Omega_{mon}}{\Delta\Omega_{Si}^{geom}t \cdot t_{IC}} = \frac{N_{mon}}{N_{Si}} \quad (4.1)$$

dove $\Delta\Omega_{mon}$ è l'angolo solido dei monitor all'interno della camera, t e t_{IC} sono la trasparenza delle griglie dei rivelatori MCP e della camera a ionizzazione; N_{mon} e

N_{Si} sono i conteggi del monitor (Left o Right) e del rivelatore al Silicio, entrambi normalizzati a un tempo di 10000 s.

| Num. di run | ML | MR | MU | MD | Silicio | Tempo [s] | Orientazione |
|-------------|------|------|------|------|---------|-----------|--------------|
| 3059 | 1111 | 883 | 918 | 996 | 725 | 10295 | \perp |
| 3060 | 1191 | 1063 | 1054 | 1217 | 828 | 11341 | \perp |
| 3061 | 5342 | 4457 | 4573 | 4992 | 3705 | 50418 | \perp |
| 3062 | 3327 | 1792 | 2211 | 2344 | 1432 | 28349 | Left |
| 3063 | 4218 | 6335 | 4793 | 5324 | 3982 | 55743 | Right |
| 3064 | 7591 | 8173 | 7764 | 8519 | 6222 | 82384 | \perp |
| 3065 | 4058 | 2620 | 2964 | 3152 | 1999 | 35430 | Left |
| 3066 | 3564 | 6372 | 4536 | 4818 | 3549 | 55411 | Right |
| 3067 | 3317 | 2040 | 2391 | 2509 | 1722 | 28452 | Left |
| 3069 | 8000 | 8594 | 8017 | 8791 | 6307 | 86405 | \perp |

Tabella 4.1: Misure effettuate per il calcolo di $\Delta\Omega_{Si}$. ML, MR, MU, MD indicano i conteggi dei monitor Left, Right, Up e Down.

Tramite la *Formula 4.1*, si è calcolato il valore di $\Delta\Omega_{Si}^{geom}$ per varie coppie di set di dati, riportati in *Tabella 4.2* e *4.3*.

| | Set di dati | $\Delta\Omega_{Si}^{geom}$ |
|-------------|-------------|----------------------------|
| Prima serie | 3059-3062 | $(47 \pm 2) \mu sr$ |
| | 3060-3062 | $(48 \pm 2) \mu sr$ |
| | 3061-3062 | $(49 \pm 1) \mu sr$ |
| | 3059-3063 | $(48 \pm 2) \mu sr$ |
| | 3060-3063 | $(50 \pm 2) \mu sr$ |
| | 3061-3063 | $(50 \pm 1) \mu sr$ |

Tabella 4.2

| | Set di dati | $\Delta\Omega_{Si}^{geom}$ |
|---------------|-------------|----------------------------|
| Seconda serie | 3069-3067 | $(49 \pm 1) \mu sr$ |
| | 3069-3065 | $(50 \pm 1) \mu sr$ |
| | 3069-3066 | $(49.5 \pm 0.9) \mu sr$ |
| | 3064-3067 | $(50 \pm 1) \mu sr$ |
| | 3064-3065 | $(51 \pm 1) \mu sr$ |
| | 3064-3066 | $(51.2 \pm 0.9) \mu sr$ |

Tabella 4.3

Dato che i valori ottenuti sono tutti tra loro compatibili, si è calcolata una media pesata dei risultati ottenuti dalla prima e dalla seconda serie trovando:

$$\Delta\Omega_{Si,1}^{geom} = (49.2 \pm 0.6) \mu sr \quad \Delta\Omega_{Si,2}^{geom} = (50.2 \pm 0.4) \mu sr$$

Di questi due risultati (tra loro compatibili) si è calcolata la media pesata: $\Delta\Omega_{Si}^{geom} = (49.9 \pm 0.3) \mu sr$.

La stima geometrica dell'angolo solido del rivelatore al silicio è stata effettuata misurando la lunghezza totale di deflettore, telescopio e camera IC e si è calcolato l'angolo come:

$$\Delta\Omega_{Si}^{geom} = \frac{A}{d^2}$$

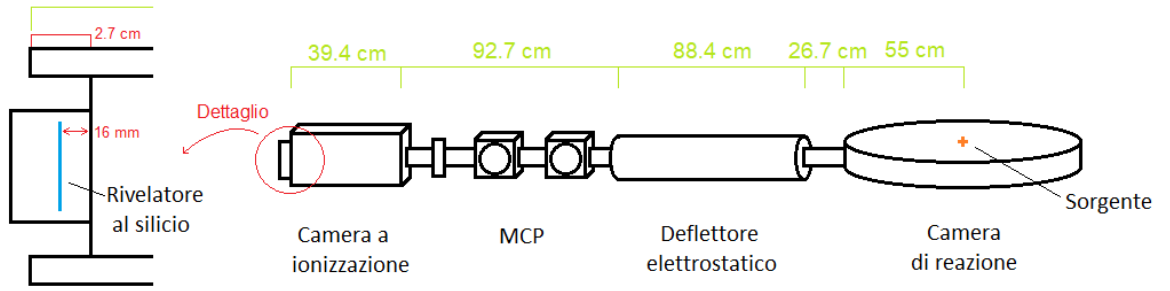


Figura 4.1: Misure della lunghezza dell'apparato sperimentale.

dove d è la distanza totale dalla sorgente (al centro della camera di reazione) al rivelatore, mentre A è la sua area attiva.

La distanza totale misurata è $d = (55 + 26.7 + 88.4 + 92.7 + 39.4 - 2.7 + 1.6) \text{ cm} = 301.1 \text{ cm}$, mentre l'area del rivelatore è $A = 600 \text{ mm}^2$; da questi si è calcolato $\Delta\Omega_{Si}^{geom} = 66.18 \text{ } \mu\text{sr}$.

Il confronto con la stima geometrica dell'angolo ci mostra che l'ordine di grandezza del valore ottenuto grazie alla misura dei conteggi è corretto. In ogni caso, non teniamo conto della stima geometrica in quanto essa è affetta da errori molto grandi, dati soprattutto dal fatto che l'allineamento delle varie parti dell'apparato non è perfetto, e almeno due collimatori interni possono influire sull'angolo solido geometrico effettivo.

Si è scelto dunque come valore per l'angolo solido quello ottenuto dalla media pesata delle due serie di dati derivanti dalla calibrazione con la sorgente α

$$\Delta\Omega_{Si}^{geom} = (49.9 \pm 0.3) \text{ } \mu\text{sr}$$

Con questo valore di $\Delta\Omega_{Si}^{geom}$ sono state ricavate le sezioni d'urto sperimentali tramite la *Formula 3.1*.

Capitolo 5

Sezione d'urto di fusione per il sistema $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$

Per studiare la reazione di fusione del sistema $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ si è utilizzato come bersaglio una targhetta di Carbonio e come proiettile un fascio di Magnesio. Si sono calcolate le sezioni d'urto di fusione tramite la *Formula 3.1*; i valori ottenuti sono riportati in *Tabella 5.1*.

| E_{lab} [MeV] | E_{CM} [MeV] | σ_{fus} [mb] | $errore_{\sigma_{fus}}$ [mb] |
|-----------------|----------------|---------------------|------------------------------|
| 25.27 | 8.543 | 0.011 | 0.008 |
| 26.63 | 8.877 | 0.03 | 0.01 |
| 27.13 | 9.044 | 0.09 | 0.02 |
| 27.63 | 9.211 | 0.19 | 0.03 |
| 28.14 | 9.379 | 0.26 | 0.04 |
| 28.64 | 9.546 | 0.47 | 0.05 |
| 29.14 | 9.713 | 0.74 | 0.06 |
| 29.64 | 9.880 | 1.4 | 0.1 |
| 30.64 | 10.21 | 3.7 | 0.4 |
| 31.65 | 10.55 | 8.7 | 0.6 |
| 32.65 | 10.88 | 17 | 1 |
| 33.65 | 11.22 | 30 | 2 |
| 34.66 | 11.55 | 52 | 4 |
| 35.66 | 11.89 | 71 | 6 |
| 36.66 | 12.22 | 105 | 7 |
| 37.66 | 12.55 | 109 | 6 |
| 38.67 | 12.89 | 107 | 6 |
| 39.67 | 13.22 | 129 | 7 |
| 40.67 | 13.56 | 176 | 10 |
| 41.67 | 13.89 | 204 | 11 |
| 51.69 | 17.23 | 478 | 53 |

Tabella 5.1: Sezioni d'urto misurate per il sistema $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$. E_{lab} è l'energia nel sistema di riferimento del laboratorio, E_{CM} è l'energia nel sistema del centro di massa, σ_{fus} è la sezione d'urto.

Nella tabella si è riportata E_{lab} , che non è l'energia nominale del fascio incidente, ma un'energia "effettiva": l'energia del fascio prodotto dall'acceleratore Tandem è stata infatti diminuita dell'energia persa nella metà dello spessore del bersaglio di carbonio, calcolata con il programma SRIM.

I dati ottenuti sono stati confrontati sia con le sezioni d'urto previste dal modello a canali accoppiati tramite il programma CCFULL che con la stima di Wong. Si è inoltre verificato la presenza dell'hindrance tramite il calcolo della derivata logaritmica e del fattore astrofisico S.

5.1 Confronto con il modello a canali accoppiati tramite il programma CCFULL

Il CCFULL è un programma scritto in FORTRAN 77 che calcola le sezioni d'urto di fusione e il momento angolare medio del nucleo composto, considerando l'influenza degli accoppiamenti con i moti collettivi dei nuclei. Esso utilizza l'approssimazione isocentrifuga (no-Coriolis) per ridurre il numero di equazioni da risolvere; questa approssimazione consiste nel sostituire il momento angolare del moto relativo con il momento angolare totale. Inoltre il programma prende in considerazione gli effetti degli accoppiamenti non lineari ad ogni ordine [13].

Nel modello a canali accoppiati si è considerato il ^{12}C inerte e il ^{24}Mg con canali di eccitazione vibrazionali e rotazionali; infatti i primi stati eccitati del ^{12}C sono ad energie molto elevate (4.4 MeV) e non hanno natura collettiva. Non sono invece stati considerati canali di trasferimento di nucleoni. In *Tabella 5.2* e *5.3* sono riportati i parametri inseriti in input nel programma CCFULL che caratterizzano gli accoppiamenti con i possibili stati eccitati considerati. Per l'accoppiamento vibrazionale: λ^π è la multipolarità dell'eccitazione vibrazionale e π indica la parità dello stato, E è l'energia di eccitazione del singolo stato fononico, β_λ è il parametro di deformazione e N_{phon} è il numero di fononi considerato. Invece per l'accoppiamento rotazionale: E_2 è l'energia di eccitazione del primo stato 2^+ della banda rotazionale, β_2 e β_4 sono i parametri di deformazione di quadrupolo e esadecapolo, N_{rot} è il numero di livelli della banda rotazionale inclusi.

| λ^π | E [MeV] | β_λ | N_{phon} |
|---------------|---------|-----------------|------------|
| 2^+ | 1.369 | 0.605 | 1 e 2 |

Tabella 5.2: Parametri degli accoppiamenti vibrazionali considerati.

| E_2 [MeV] | β_2 | β_4 | N_{rot} |
|-------------|-----------|-----------|-----------|
| 1.369 | 0.605 | 0.0 | 2 |

Tabella 5.3: Parametri dell'accoppiamento rotazionale considerato.

I parametri del potenziale nucleare utilizzati sono quelli del potenziale di Akyuz-Winther [14], calcolati tramite le seguenti formule empiriche

$$R_p = (1.2A_p^{1/3} - 0.09)fm \quad R_t = (1.2A_t^{1/3} - 0.09)fm$$

$$R_0 = R_p + R_t = r_0(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$$

$$\gamma = 0.95 \left(1 - 1.8 \frac{A_p - 2Z_p}{A_t} \frac{A_t - 2Z_t}{A_p} \right)$$

$$a_0 = \frac{1}{1.17[1 + 0.53(A_p^{-1/3} + A_t^{-1/3})]} \quad V_0 = 16\pi\gamma a_0 \frac{R_p R_t}{R_p + R_t}.$$

I valori ottenuti sono riportati in *Tabella 5.4*.

Il range di energia inserito in input è 6 – 20 MeV con un passo di 0.2 MeV; si è utilizzato $R_{max} = 30$ fm come massima distanza tra i nuclei a cui vengono risolte le equazioni e $DR = 0.05$ fm come passo per l'integrazione.

| R_0 | r_0 | a_0 | V_0 |
|----------|----------|-----------|-----------|
| 6.028 fm | 1.165 fm | 0.6039 fm | 42.78 MeV |

Tabella 5.4: Parametri del potenziale nucleare utilizzati inizialmente

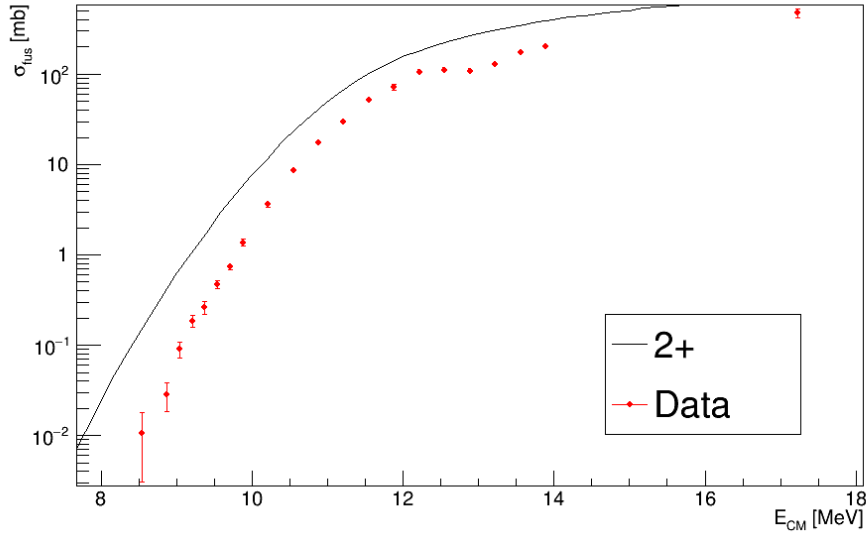


Figura 5.1: Confronto tra i dati sperimentali e il calcolo in CCFULL per il canale di eccitazione 2^+ , utilizzando come raggio $r_0 = 1.165$ fm.

Il calcolo eseguito con il CCFULL considerando l'accoppiamento vibrazionale 2^+ è mostrato insieme ai dati sperimentali in *Figura 5.1*. Come si vede dal grafico, il calcolo con il modello a canali accoppiati è sistematicamente traslato verso sezioni d'urto maggiori di quelle misurate, indicando quindi che i parametri utilizzati per il potenziale nucleare non erano corretti; per questo si è deciso di cambiare il valore del parametro r_0 , scegliendo empiricamente dopo alcuni tentativi $r_0 = 1.10$ fm.

Si è eseguito il calcolo con il CCFULL per l'accoppiamento vibrazionale 2^+ con 1 o 2 fononi e per l'accoppiamento rotazionale. Si è inoltre eseguito il calcolo senza accoppiamento. I risultati ottenuti sono stati posti in grafico e confrontati con i

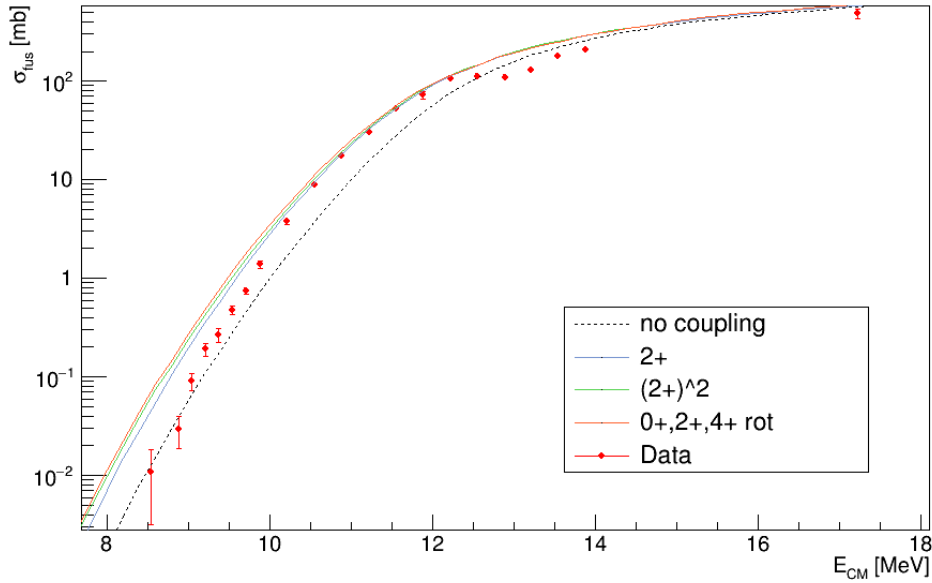


Figura 5.2: Confronto tra i dati sperimentali e il modello a canali accoppiati.

dati (Figura 5.2).

Ora i risultati ottenuti descrivono bene i dati ad energie vicine alla barriera coulombiana che secondo il CCFULL risulta essere 12.05 MeV. Analizzando quindi solo i dati vicini a queste energie (Figura 5.3), notiamo che il calcolo con l'accoppiamento vibrazionale 2^+ con un solo fonone interpola bene i dati, mentre gli altri sovrastimano di poco le sezioni d'urto; questo potrebbe essere dovuto ad una stima approssimativa, anche se relativamente buona, dei parametri del potenziale nucleare, dato che ci aspettiamo che l'accoppiamento rotazionale sia quello che descrive meglio i dati. In ogni caso tutti e tre gli accoppiamenti danno una buona descrizione dei risultati sperimentali ottenuti.

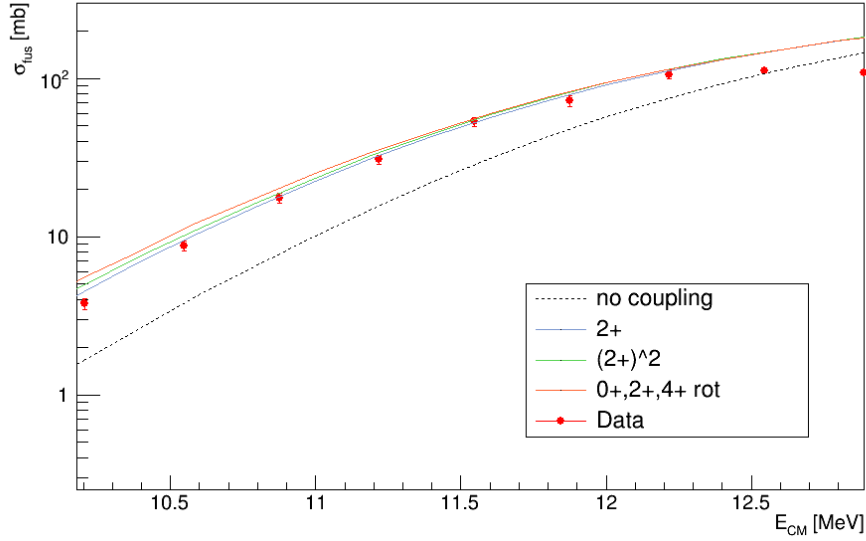


Figura 5.3: Confronto tra i dati sperimentali e il modello a canali accoppiati ad energie vicine alla barriera.

5.2 Confronto con la stima di Wong

I dati sperimentali sono stati confrontati anche con la stima di Wong, per cui si sono utilizzati i parametri della barriera Coulombiana restituiti dal programma CCFULL, riportati in *Tabella 5.5*.

| V_b | R_b | $\hbar\omega_0$ |
|-----------|---------|-----------------|
| 12.05 MeV | 7.93 fm | 3.37 MeV |

Tabella 5.5

La forma analitica della curva di Wong risulta dunque:

$$\sigma_{fus} = \frac{1059.61}{E} \ln[1 + e^{1.864 \cdot (E - 12.05)}] \text{ mb}$$

Come si vede in *Figura 5.4* il modello unidimensionale sottostima le sezioni d'urto ad energie di poco inferiori alla barriera, dove avviene il fenomeno dell'enhancement.

Nella figura si vede anche il calcolo eseguito con il CCFULL senza nessun accoppiamento. I due calcoli differiscono di molto perché nella stima di Wong viene utilizzata l'approssimazione parabolica per la forma della barriera, che non viene usata invece da CCFULL; l'approssimazione parabolica considera infatti una barriera più stretta di quella reale, in particolare ad energie molto basse, e per questo la probabilità di fusione risulta maggiore; come si può osservare quindi le sezioni d'urto previste da Wong sono molto maggiori di quelle calcolate con il CCFULL.

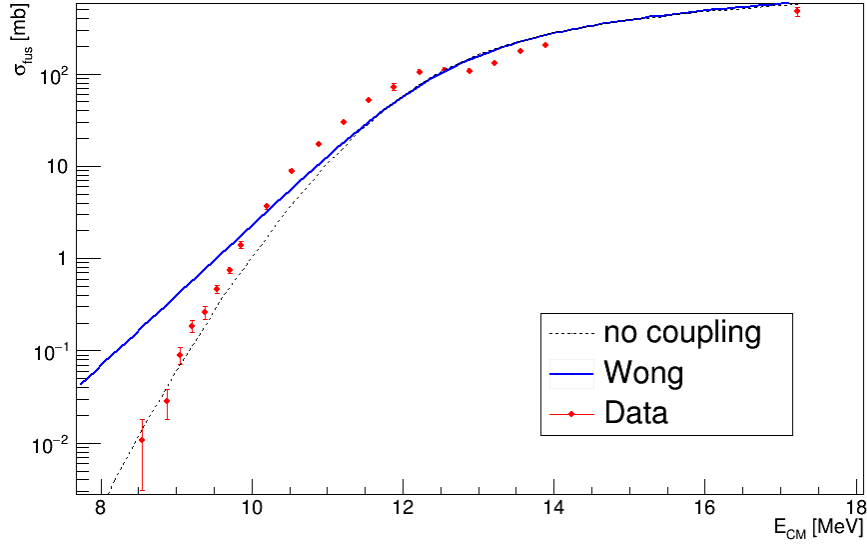


Figura 5.4: Confronto tra i dati sperimentali, la stima di Wong e le previsioni del CCFULL senza accoppiamento.

5.3 Hindrance

Dal confronto tra i dati e il modello a canali accoppiati si osserva già che nel sistema $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$ avviene il fenomeno dell'hindrance, infatti le sezioni d'urto ad energie molto basse sono inferiori a quanto atteso.

Per trovare qual è l'energia di soglia dell'hindrance si sono calcolati la derivata logaritmica e il fattore S astrofisico della funzione di eccitazione del sistema.

La derivata logaritmica a partire dai dati è stata calcolata come il rapporto incrementale di $\ln(E_i\sigma_i)$ rispetto ad E , ovvero:

$$L(E_i) = \frac{\ln(E_{i+1}\sigma_{i+1}) - \ln(E_i\sigma_i)}{E_{i+1} - E_i};$$

i risultati ottenuti sono riportati in *Figura 5.5*, dove è mostrato anche $L_{CS} = \frac{\pi\eta}{E}$. Gli errori sono stati calcolati per propagazione, considerando trascurabili gli errori delle energie. Il primo valore di $L(E)$ maggiore di L_{CS} è quello per $E = 9.71$ MeV, ma anche il punto precedente, ovvero $E = 9.88$ MeV, supera L_{CS} con la sua barra d'errore; consideriamo dunque anche il fattore astrofisico per determinare quale sia la soglia dell'hindrance.

Il fattore S astrofisico è stato calcolato come

$$S(E) = E\sigma(E)e^{2\pi(\eta-\eta_0)}$$

dove $\eta_0 = 9.7$ è il valore scelto per scalare il fattore S a causa dei grandi valori che assume. In *Figura 5.6* è presentato il fattore S calcolato insieme con i dati sperimentali della sezione d'urto. Anche per il fattore astrofisico gli errori sono stati calcolati per propagazione e si sono considerati trascurabili gli errori delle energie. Osserviamo che il massimo del fattore S si trova ad un'energia di circa

9.9 MeV, energia che corrisponde anche al punto in cui le sezioni d'urto sperimentali iniziano a essere inferiori a quelle previste dal modello a canali accoppiati. Possiamo quindi confermare come soglia dell'hindrance l'energia $E_s = 9.9$ MeV, a cui corrisponde una sezione d'urto di fusione $\sigma_{fus} = 1.4$ mb, una delle più alte mai trovate [11]. Una sezione d'urto di soglia così alta è una situazione favorevole, perché permette di eseguire misure anche ad energie molto basse, molto al di sotto della soglia dell'hindrance.

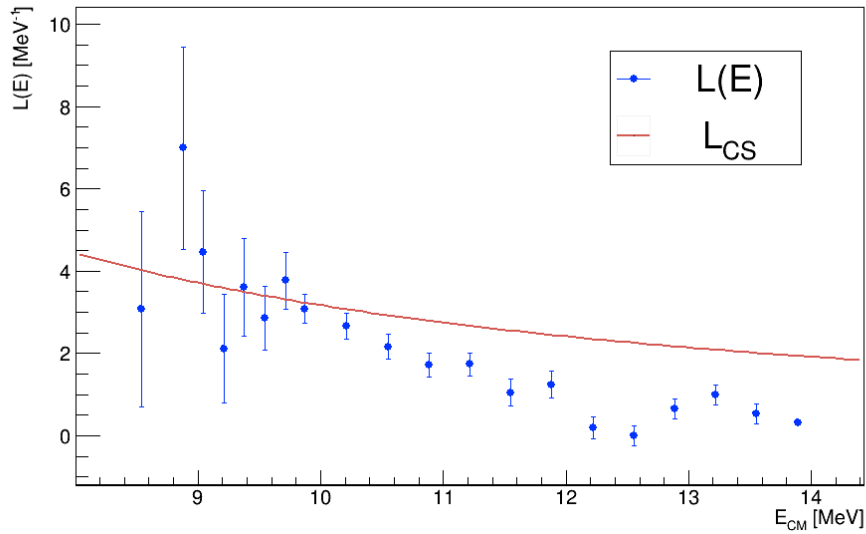


Figura 5.5: Derivata logaritmica in funzione dell'energia e L_{CS} .

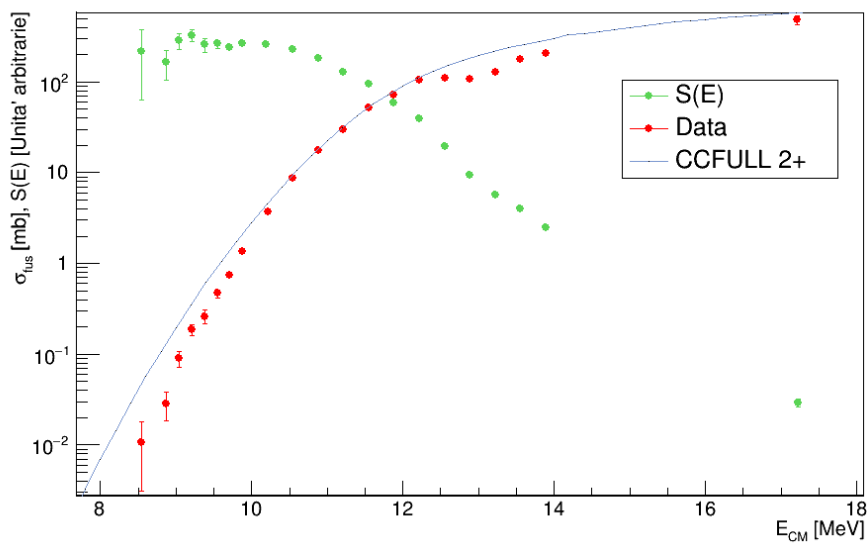


Figura 5.6: Fattore S astrofisico e sezioni d'urto sperimentali.

Applicando la sistematica di Jiang [12] al sistema in esame, si trova che l'energia di soglia dell'hindrance è prevista a $E_s = 7.24$ MeV. Questo valore è significativamente più basso di quello trovato sperimentalmente; la stessa incongruenza era stata riscontrata anche per il sistema $^{12}\text{C}+^{30}\text{Si}$, come mostrato in *Figura 5.7*; alla luce di questi risultati si ritiene che la sistematica di Jiang debba essere rivista, per descrivere meglio i risultati finora ottenuti e quindi dare previsioni più precise sui sistemi leggeri di interesse astrofisico.

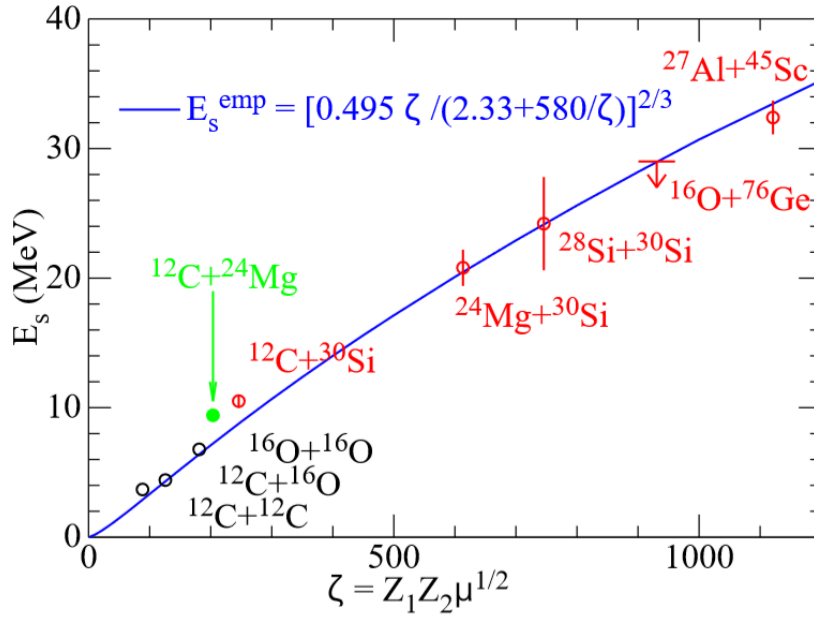


Figura 5.7: Sistematica di Jiang con il sistema studiato in questa tesi, $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$.

Capitolo 6

Conclusioni

In questa tesi si è studiata la reazione di fusione nucleare $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$, utilizzando il fascio di ^{24}Mg fornito dall'acceleratore Tandem XTU dei Laboratori Nazionali di Legnaro dell'INFN; si sono misurate le sezioni d'urto su un range di energia da 8 MeV a 18 MeV, rivelando i residui di evaporazione con l'apparato PISOLO basato su un deflettore elettrostatico di fascio.

In particolare il mio lavoro si è concentrato sulla calibrazione dell'apparato tramite la misura dell'angolo solido sotteso dal rivelatore al Silicio; questa misura è stata effettuata posizionando una sorgente di particelle α all'interno della camera di reazione e contando il numero di eventi rivelati dai monitor e dal rivelatore al Silicio. L'angolo solido trovato è servito per ottenere le sezioni d'urto di fusione del sistema considerato.

Si è verificato che la stima di Wong derivante dal modello unidimensionale non riproduce i dati sperimentali ottenuti ad energie inferiori alla barriera.

I dati sono stati confrontati con il modello a canali accoppiati tramite il programma CCFULL, confermando così il fenomeno dell'enhancement dovuto all'influenza della struttura nucleare sulla dinamica della reazione.

Si è osservato inoltre il fenomeno dell'hindrance ad energie molto inferiori alla barriera, trovando empiricamente l'energia di soglia $E_s = 9.9$ MeV con il calcolo della derivata logaritmica $L(E)$ e del fattore astrofisico $S(E)$; la sezione d'urto corrispondente è $\sigma_{fus} = 1.4$ mb, molto alta rispetto a quelle degli altri sistemi finora misurati.

Il sistema in esame è di grande interesse per l'astrofisica, in quanto molto vicino ai sistemi leggeri coinvolti nella nucleosintesi stellare; la soglia dell'hindrance trovata mette in evidenza il bisogno di una modifica della sistematica di Jiang, per una migliore estrapolazione verso i sistemi di interesse astrofisico.

Possibili sviluppi futuri sono la misura della sezione d'urto ad energie ancora inferiori, infatti la sezione d'urto di soglia molto alta permette di eseguire misure attendibili anche ad energie molto basse, per meglio definire l'andamento del fattore S al di sotto del massimo già osservato; inoltre sarebbe opportuno ripetere le misure sopra barriera, in modo da verificare l'andamento della funzione di eccitazione in quel range di energie, dove sono state osservate delle irregolarità delle quali non è chiara la natura.

Bibliografia

- [1] G. Montagnoli, A.M. Stefanini, *Recent experimental results in sub- and near-barrier heavy-ion fusion reactions*, The European Physical Journal A 53 (2017), no.8, 169.
- [2] G. Montagnoli, *Slide delle lezioni del Corso Nuclear Physics*, (2017-2018).
- [3] C. Y. Wong, *Interaction barrier in charged-particle nuclear reactions*, Physical Review Letters 31 (1973), no. 12, 766.
- [4] C.L. Jiang, H. Esbensen et al., *Unexpected behavior of heavy-ion fusion cross sections at extreme sub-barrier energies*, Phys. Rev. Lett. 89, 052701 (2002).
- [5] D.L. Hill, J.A. Wheeler, *Nuclear Constitution and the Interpretation of Fission Phenomena*, Physical Review Letters 89 (1953), 1102.
- [6] H.Esbensen *Coupled-channel calculation of $^{16}O+^{16}O$ fusion*, PRC 77, 054608 (2008).
- [7] M. Beckerman, M. Salomaa et al., *Dynamic influence of valence neutrons upon the complete fusion of massive nuclei*, Physical Review Letters 45 (1980), 1472.
- [8] C.H. Dasso, *Effects of reaction channels in subbarrier fusion reactions*, Bormio Conference (1984).
- [9] A. M. Stefanini, G. Montagnoli et al., *Fusion Hindrance and Pauli Blocking in $^{58}Ni + ^{64}Ni$* .
- [10] E. Margaret Burbidge, G.R. Burbidge, William A. Fowler, F. Hoyle, *Synthesis of the elements in stars*, Rev. Mod. Phys. 29 (1957), 547.
- [11] G. Montagnoli, *Fusion hindrance in light and heavy systems*, NSD, Venezia, Maggio 2019, proceeding.
- [12] C. L. Jiang, K. E. Rehm, B. B. Back and R. V. F. Janssens, *Survey of heavy-ion fusion hindrance for lighter systems*, Physical Review Letters C79 (2009), 044601.
- [13] K. Hagino, N. Rowley, A.T. Kruppa, *A program for coupled-channel calculations with all order couplings for heavy-ion fusion reactions*, Computer Physics Communications 123 (1999), no. 1-3, 143–152.

- [14] G. O. Akyuz and A. Winther, *Nuclear structure and heavy-ion reactions*, Proceedings of Enrico Fermi Summer School of Physics. North Holland (1981).