

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

---

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI  
Corso di Laurea Specialistica in Fisica

EMISSIONE  $\gamma$  DA NUCLEI CALDI  
PRODOTTI IN REAZIONI NUCLEARI SIMMETRICHE  
DI FUSIONE - EVAPORAZIONE

Relatore:  
Chiar.mo Prof.  
MAURO BRUNO

Presentata da:  
GIORGIO BAIOTTO

Correlatore:  
Dott.  
OLIVER WIELAND

Sessione II  
Anno Accademico 2007 - 2008



*«Physics is like sex.*

*Sure, it may give some practical results, but that's not why we do it.»*

Richard Feynman



---

# Indice

Introduzione	iii
<b>1 La problematica fisica</b>	<b>1</b>
1.1 La <i>Giant Dipole Resonance</i> (GDR)	1
1.1.1 La GDR a temperatura nulla	1
1.1.2 La GDR a temperatura finita	4
1.2 Il ruolo dell'isospin nel decadimento statistico della GDR	10
1.2.1 La probabilità di isospin <i>mixing</i> nel <i>ground state</i> e in stati eccitati di bassa energia	11
1.2.2 Il ripristino della simmetria di isospin ad alte energie di eccitazione	14
<b>2 L'apparato sperimentale</b>	<b>19</b>
2.1 GARFIELD	19
2.2 HECTOR	24
2.3 I rivelatori PHOSWICH	27
2.4 L'elettronica	29
2.4.1 L'elettronica analogica di GARFIELD	29
2.4.2 L'elettronica analogica di HECTOR	31
2.5 L'elettronica digitale	31
2.5.1 <i>Pulse shape analysis</i> per i rivelatori PHOSWICH	33
2.5.2 Il tempo di volo digitale	33
<b>3 L'esperimento</b>	<b>39</b>
3.1 Obiettivo della misura	39
3.2 L'acceleratore	41
3.3 Il sistema di <i>trigger</i>	43
3.4 La calibrazione	46
3.4.1 La calibrazione dei rivelatori $BaF_2$	46

---

3.4.2	La calibrazione dei rivelatori phoswich . . . . .	48
3.5	Procedure di regolazione e controllo . . . . .	48
3.6	Il sistema di acquisizione . . . . .	49
<b>4</b>	<b>Analisi dell'esperimento</b>	<b>57</b>
4.1	L'utilizzo di tagli grafici . . . . .	57
4.2	Analisi dei rivelatori $BaF_2$ . . . . .	58
4.3	Analisi dei rivelatori phoswich . . . . .	60
4.3.1	Simulazioni e confronti . . . . .	63
4.3.2	Le matrici Energia vs Tempo di Volo dei rivelatori phoswich . . . . .	64
4.3.3	Le matrici <i>fast</i> vs <i>slow</i> dei rivelatori phoswich . . . . .	66
4.3.4	La selezione del residuo di evaporazione . . . . .	68
4.4	Gli spettri gamma . . . . .	68
	<b>Conclusioni</b>	<b>93</b>

---

# Introduzione

Questo lavoro di tesi è stato svolto nell'ambito della collaborazione NUCL-EX/HECTOR tra i gruppi delle università e le sezioni dell'INFN di Bologna, Milano, Legnaro, Firenze e Napoli. La misura qui descritta si inserisce in una campagna sperimentale in cui competenze nel campo della spettroscopia gamma sono state fuse con competenze nel campo della dinamica delle reazioni nucleari, sia dal punto di vista degli assemblaggi degli apparati utilizzati che dal punto di vista dell'analisi dei dati raccolti.

In questo lavoro si confronta l'emissione  $\gamma$  dalle due reazioni  $^{37}\text{Cl}(@153.5\text{MeV}) + ^{44}\text{Ca}$  e  $^{40}\text{Ca}(@200\text{MeV}) + ^{40}\text{Ca}$  per giustificare se e in quale misura siano valide le previsioni teoriche a proposito del ripristino della simmetria di isospin dei livelli nucleari ad alta energia di eccitazione.

Nel capitolo I si descrive la Risonanza Gigante di Dipolo (*Giant Dipole Resonance* o GDR) come eccitazione collettiva costruita sul *ground-state* nucleare o su stati nucleari eccitati. Per la natura della transizione il decadimento di nuclei caldi tramite GDR è sottoposto a precise regole di selezione legate ai numeri quantici di isospin e questo lo rende un sensibile strumento per la valutazione della purezza di isospin degli stati nucleari e della conservazione dell'isospin nelle reazioni nucleari.

Nel capitolo II si descrive il complesso *set-up* sperimentale utilizzato per la misura, costituito dall'assemblaggio di apparati per la rivelazione dei differenti prodotti di reazione con misure esclusive in coincidenza. Si commenta inoltre in modo approfondito l'utilizzo di elettronica analogica e digitale per la lettura dei segnali provenienti dall'interazione dei prodotti di reazione con i rivelatori e il sistema di acquisizione dei dati.

Nel capitolo III si descrivono vari aspetti della misura sperimentale, dedicando particolare attenzione allo scopo della stessa, alla combinazione degli acceleratori utilizzati per ottenere i fasci e alle caratteristiche dei fasci stessi, al sistema di *trigger* scelto e alle procedure di calibrazione e controllo dei rivelatori di ogni apparato.

Infine, nel capitolo IV, si commenta la procedura di analisi messa a punto per ot-

tenere risultati di natura fisica dai dati raccolti, basandosi sulle caratteristiche fisiche degli eventi di interesse. In particolare si descrive il modo per ottenere la selezione di eventi che corrispondono alla formazione di un nucleo composto eccitato che emette  $\gamma$ . Infine vengono presentati i primi risultati qualitativi ottenuti con questa misura. Per ottenere risultati quantitativi è necessaria un'ulteriore analisi che richiede ancora tempi lunghi, al di là degli scopi che la tesi si propone.

---

# Capitolo 1

## La problematica fisica

### 1.1 La *Giant Dipole Resonance* (GDR)

La risonanza gigante di dipolo è una eccitazione collettiva del nucleo che può esser vista, da un punto di vista macroscopico, come l'oscillazione di protoni e neutroni in opposizione di fase tra loro. Le prime evidenze sperimentali di questo tipo di eccitazione nucleare risalgono agli anni '40 e furono ottenute nell'ambito di misure di radioattività indotta su bersagli di diverso tipo con bombardamento di raggi gamma di alta energia. Gli spettri di fotoassorbimento nucleare per energie comprese tra 10 e 30  $MeV$  mostrano infatti un comportamento risonante. A queste energie corrispondono per i fotoni incidenti lunghezze d'onda molto maggiori delle dimensioni tipiche del raggio nucleare (si ha  $\lambda \approx 100 fm$  per  $\hbar\omega_D \approx 15 MeV$ ). Si parla in questo senso di *long wavelength limit* e questo comporta che il nucleo sia esposto durante l'interazione ad un campo elettrico uniforme e variabile nel tempo, che esercita una forza sui protoni accelerandoli in una certa direzione. I neutroni saranno accelerati di conseguenza nella direzione opposta, in modo tale che il centro di massa del sistema nucleare si mantenga a riposo o in moto uniforme. È poi la forza forte che agisce tra i nucleoni a svolgere il ruolo di forza di richiamo di tale modo vibrazionale. Per il coinvolgimento di larga parte dei nucleoni e la grande larghezza caratteristica (dai 4 agli 8  $MeV$ ) ci si riferisce a tale stato risonante con il termine *giant*.

#### 1.1.1 La GDR a temperatura nulla

Secondo l'ipotesi di Brink e Axel uno stato risonante di tipo GDR può essere costruito sia sullo stato fondamentale che sugli stati eccitati del nucleo. Consideran-

do il primo caso ed una generica reazione di fotoassorbimento possiamo descrivere la sezione d'urto  $\sigma_{abs}$  con una curva lorentziana del tipo:

$$\sigma_{abs}(E_\gamma) = \sigma_0 \sum_{k=1}^3 \frac{E_\gamma^2 \Gamma_k^2}{\left(E_\gamma^2 - E_{GDR(k)}^2\right)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_k^2} \quad (1.1)$$

dove  $E_\gamma$  è l'energia del fotone incidente e i parametri della risonanza lungo ciascun asse  $k$  sono l'energia del centroide  $E_{GDR(k)}$  e la larghezza  $\Gamma_k$ . In un classico modello macroscopico di oscillazione armonica l'energia del centroide è legata alla frequenza di vibrazione dei nucleoni lungo l'asse, che per un nucleo sferico è la stessa sui tre assi principali. In questo caso si ha quindi un unico valore di  $E_{GDR}$  e la sezione d'urto  $\sigma_0$  è il valore di picco della lorentziana per  $E_{GDR} = E_\gamma$ . Il valore di  $E_{GDR}$  può variare da circa 13 MeV nel caso del piombo a 24 MeV nell'ossigeno. Da tali valori si ricava la frequenza dell'oscillazione e dunque il periodo  $t \approx 3 - 4 \cdot 10^{-23} s$ , che va confrontato con i  $10^{-22} s$  della vita media dello stato risonante ricavata dalla larghezza  $\Gamma_{GDR}$ . Dal confronto possiamo dedurre che i protoni e i neutroni coinvolti nella vibrazione possono effettuare al massimo 2 o 3 oscillazioni complete prima che la loro energia si distribuisca tra tutti gli altri possibili gradi di libertà nucleari e il moto cessi di essere collettivo.

Studi sistematici su una grande varietà di nuclei hanno permesso di dedurre una legge empirica per la dipendenza del centroide della risonanza dalla massa del nucleo considerato, secondo la forma:

$$E_{GDR} = 31.2A^{-1/3} + 20.6A^{-1/6} \text{ (MeV)} \quad (1.2)$$

dove le dipendenze dei due addendi dal numero di massa si riflettono rispettivamente in un termine di volume e in uno di superficie nell'espressione della forza di richiamo. Per  $A > 100$  la (1.2) si approssima in:

$$E_{GDR} = 79A^{-1/3} \text{ (MeV)} \quad (1.3)$$

Per nuclei deformati il moto di vibrazione può essere scomposto lungo le direzioni dei tre assi principali d'inerzia. Le componenti lungo tali assi non risulteranno equivalenti: data la dipendenza dell'energia del centroide dal raggio nucleare che può essere dedotta dalla (1.3), quello che ci si aspetta è che l'oscillazione lungo l'asse maggiore sia associata ad un'energia minore e viceversa. La sezione d'urto  $\sigma_{abs}$  sarà quindi data dalla somma di diverse componenti lorentziane, le cui energie possono essere parametrizzate tramite i coefficienti di deformazione nucleare di Hill - Wheeler  $\beta$  e  $\gamma$ :

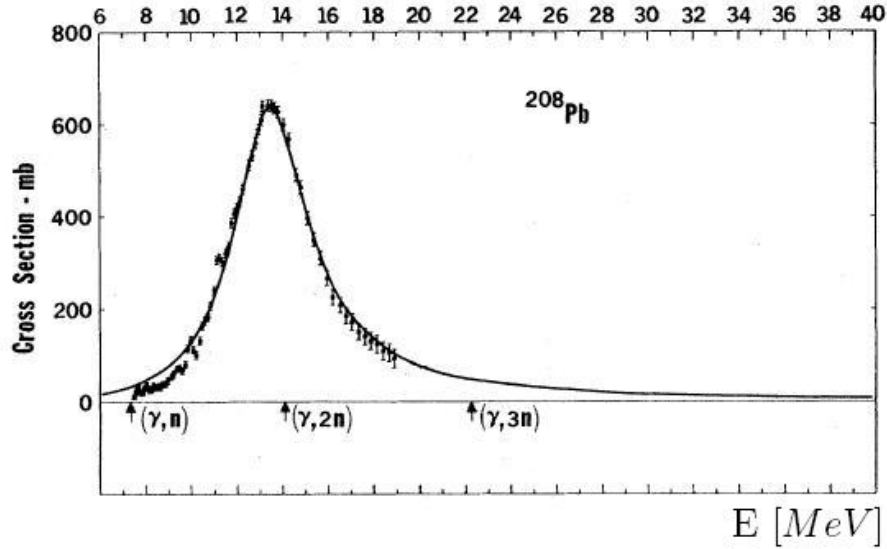


Figura 1.1: Sezione d'urto di fotoassorbimento per il nucleo sferico  $^{208}\text{Pb}$  in funzione dell'energia del  $\gamma$  incidente ( $\text{MeV}$ ). Il picco di risonanza è ad un'energia  $E_\gamma = 13.5 \text{ MeV}$ , la larghezza  $\Gamma_{\text{GDR}}$  è di  $3.9 \text{ MeV}$ . [1]

$$E_{\text{GDR}(k)} = E_0 \exp \left[ \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \cos \left( \gamma + \frac{2\pi k}{3} \right) \right] \quad (k = 1, 2, 3) \quad (1.4)$$

dove  $E_0$  viene calcolato con la relazione (1.2),  $\beta$  è una misura dell'entità della deformazione e  $\gamma$  dipende invece dal tipo di deformazione (triassale, prolata o oblatata). Risulta evidente alla luce di questa espressione che una misura della sezione d'urto di GDR in funzione dell'energia permette lo studio della forma nucleare.

La natura collettiva dell'eccitazione può essere confermata dalla valutazione della *strength* della risonanza, definita come la sezione d'urto sperimentale di assorbimento integrata sull'energia da 0 a  $30 \text{ MeV}$ :

$$S = \int_0^{30 \text{ MeV}} \sigma_{\text{abs}}^{\text{exp}}(E_\gamma) dE_\gamma \quad (1.5)$$

I valori ottenuti sperimentalmente per tale intensità concordano infatti con quelli previsti dalla regola classica di somma pesata (EWSR, *Energy Weighted Sum Rule*)

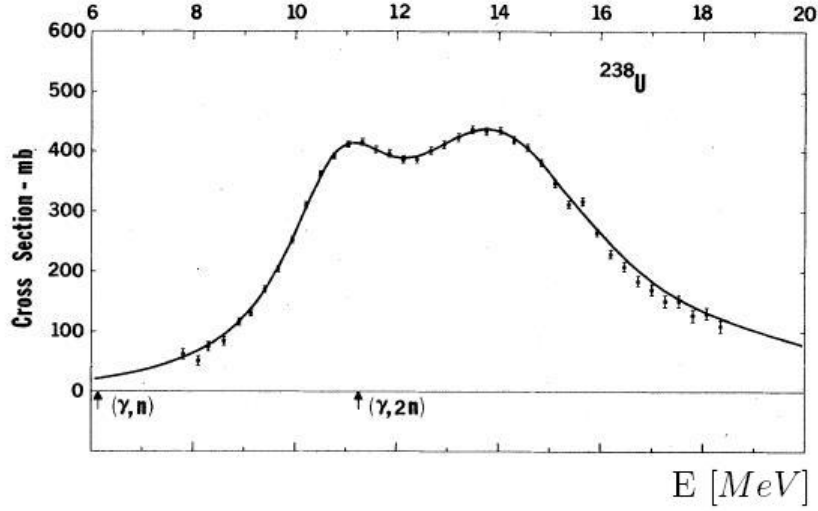


Figura 1.2: Sezione d'urto di fotoassorbimento per il nucleo deformato  $^{238}\text{U}$ , sempre in funzione di  $E_\gamma$  in  $\text{MeV}$ . [1]

per un operatore di dipolo. Nel caso di un generico operatore  $F$  di multipolarità  $\lambda$  si ha la seguente regola di somma:

$$S(F_\lambda) = \sum_e (E_e - E_0) |\langle e | F_\lambda | 0 \rangle|^2 \quad (1.6)$$

dove:

- $|0\rangle$  è l'autovettore dello stato fondamentale di energia  $E_0$ ;
- $|e\rangle$  è l'autovettore di uno stato eccitato di energia  $E_e$ .

Nel caso di dipolo ( $\lambda = 1$ ) si ottiene l'espressione:

$$S(E1) = \frac{9}{4\pi} \frac{\hbar^2 e^2}{2M} \frac{NZ}{A} \approx 14.8 \frac{NZ}{A} (e^2 \text{fm}^2 \text{MeV}) \quad (1.7)$$

che fornisce valori concordanti con i dati sperimentali entro il 90% [2, 3, 4].

### 1.1.2 La GDR a temperatura finita

Quanto detto finora riguarda la GDR costruita sullo stato fondamentale, ossia per nuclei freddi, per i quali può essere definita una temperatura nucleare

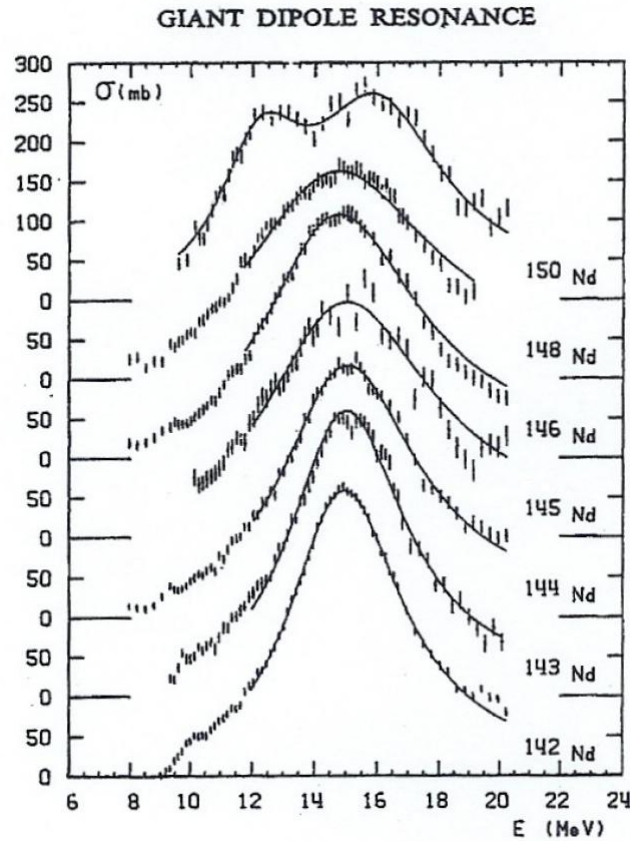


Figura 1.3: Spettri di risonanza per vari isotopi del Nd misurati in reazioni di fotoassorbimento: la forma del picco mostra chiaramente come all'aumento del numero di neutroni si passi da nuclei sferici a nuclei deformati. [2]

$T = 0 \text{ MeV}^1$ . L'esistenza di stati di risonanza gigante di dipolo costruiti su stati eccitati (in nuclei a temperatura diversa da zero) fu predetta da Brink nel 1955 e confermata sperimentalmente solo una trentina di anni dopo, grazie all'avvento degli acceleratori di ioni pesanti. Solo nel 1981 fu infatti possibile osservare per la prima volta la GDR nel decadimento di nuclei prodotti ad alta energia di eccitazione e alto

<sup>1</sup>Una definizione rigorosa del concetto di temperatura nucleare esula dallo scopo di questo elaborato. Facendo utilizzo del formalismo della meccanica statistica classica è possibile definire la temperatura per un sistema isolato, quale il nucleo, come variabile naturale per la caratterizzazione dell'equilibrio del sistema stesso. Tale definizione passa attraverso una corretta interpretazione della densità degli stati del sistema in energia ( $\rho(E)$ ) e si esplica nel caso nucleare nell'espressione  $T = (E^*/a)^{(1/2)}$  riproposta più avanti nel testo, con  $E^*$  energia di eccitazione del sistema e  $a(A)$  parametro di densità dei livelli dipendente dalla massa del nucleo.

momento angolare in reazioni tra ioni pesanti. La traccia caratteristica della GDR nel processo di decadimento di un nucleo caldo è una variazione della pendenza della curva che rappresenta la sezione d'urto di emissione gamma proprio nel *range* di energie caratteristiche della risonanza.

In questo caso l'emissione di gamma è solo uno dei possibili decadimenti che hanno come risultato finale il raffreddamento del nucleo composto (CN) formatosi nella reazione, prodotto della fusione di nucleo proiettile e bersaglio, con un'energia di eccitazione iniziale  $E^*$  determinata dal principio di conservazione e pari a:

$$E^* = E_{CM} + Q \quad (1.8)$$

dove  $E_{CM}$  è l'energia disponibile per la reazione nel sistema di riferimento del centro di massa e  $Q$  è il  $Q$ -valore della reazione di fusione. Nell'ambito di una trattazione statistica del decadimento del nucleo composto, si assume la validità del cosiddetto principio di indipendenza di Bohr, secondo il quale l'evoluzione del sistema risulta indipendente dal processo di formazione dello stesso (si dice in questo senso che non c'è memoria del canale di ingresso della reazione) e il decadimento è governato completamente dalla densità di stati nucleari dopo ogni stadio di diseccitazione. Secondo tale modello l'emissione di fotoni di GDR avviene nei primi stadi del decadimento del CN, in competizione con l'emissione di neutroni, fin tanto che l'energia di eccitazione del sistema si mantiene maggiore dell'energia di separazione dei singoli nucleoni. Quando il sistema non è più in grado di evaporare particelle diventa dominante l'emissione di gamma statistici di tipo E1 di bassa energia, che conducono il nucleo in prossimità della linea Yrast, lungo la quale si dispongono gli stati nucleari di minima energia per ogni dato momento angolare. È poi principalmente durante la diseccitazione lungo la Yrast che il sistema perde momento angolare tramite l'emissione di gamma di quadrupolo.

Nella formulazione originale di Brink e Axel si assume che le proprietà della GDR non varino significativamente per le risonanze costruite su stati eccitati: sebbene questo è confermato sperimentalmente per l'energia del centroide e la natura collettiva dell'eccitazione (dunque la validità della EWSR), che non sembrano dipendere dalla temperatura, sicuramente così non è per la larghezza della risonanza, che aumenta sensibilmente al crescere della  $T$ , passando da un valore medio di  $5 \text{ MeV}$  a temperatura nulla a un valore di circa  $10 \text{ MeV}$  in nuclei caldi e in rapida rotazione. Di questo si può render conto considerando il forte accoppiamento tra la GDR e la forma nucleare:

- un aumento della temperatura nucleare porta ad un maggior numero di collisioni tra nucleoni. Queste si riflettono in fluttuazioni quantistiche di superficie

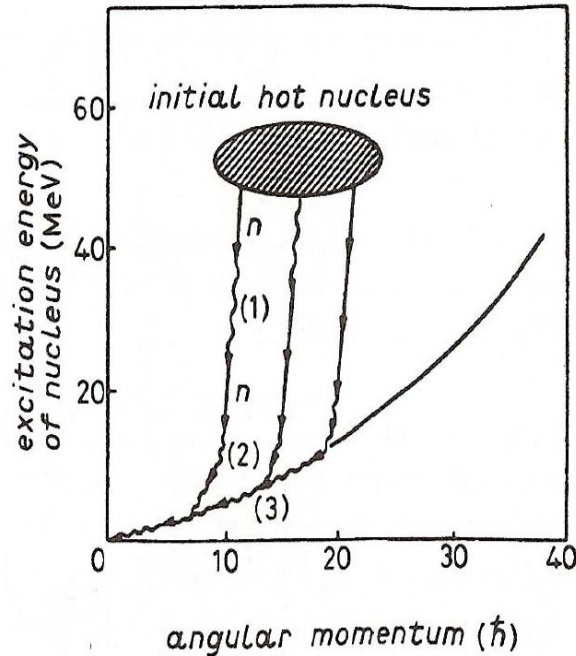


Figura 1.4: Schema di decadimento del CN nel piano energia di eccitazione - spin. (1):  $\gamma$  di GDR; (2):  $\gamma$  di bassa energia, diseccitazione statistica del CN; (3): radiazioni E2. Linea continua: linea Yrast.[5]

cui si accoppia lo stato di risonanza (*collisional damping*);

- l'incremento di energia del sistema provoca l'insorgere di grandi fluttuazioni termiche di forma (*thermal damping*). Il CN non ha dunque un orientamento e forma ben definiti, ma ne sperimenta un insieme ampio che aumenta al crescere della  $T$  (*Thermal Fluctuations Model*, TFM).

Il fenomeno di smorzamento della GDR è stato osservato sperimentalmente in un'ampia gamma di misure ed è provato dal mancato ulteriore aumento del numero di  $\gamma$  di alta energia emessi nel decadimento del CN al crescere dell'energia di eccitazione. Si è a lungo dibattuto sulla dipendenza della larghezza della risonanza dalla temperatura: in particolare, misure in cui non si teneva adeguatamente conto dell'emissione di pre-equilibrio da parte del CN (con la conseguente sovrastima della  $T$  nucleare) avevano mostrato una saturazione di  $\Gamma_{GDR}$  per  $E^* > 150 \text{ MeV}$ . Tale risultato sperimentale poteva esser concorde con ipotesi come quella del gruppo di J.Kasagy, secondo il quale la dipendenza della larghezza  $\Gamma_{GDR}$  dall'energia di eccitazione doveva esser tale da far scomparire ogni possibile picco nello spettro gamma

ad alta temperatura ( $\Gamma_{GDR} \approx 50 MeV$  già ad energie inferiori ai  $200 MeV$  per gli isotopi dello  $Sn$ ), quando l'emissione è distribuita in un *range* di energie molto più esteso rispetto a quello cui normalmente si associa la GDR. Ne consegue che a determinare la forma dello spettro sperimentale complessivo concorrono solo le risonanze costruite su stati più freddi, in stadi successivi della cascata di decadimento del CN, il che spiega il risultato sperimentale della saturazione, rilevata tramite integrazione degli spettri gamma nel *range* energetico della GDR. Una così drastica dipendenza di  $\Gamma_{GDR}$  dalla  $T$  veniva poi inquadrata nell'ambito di un modello teorico per lo smorzamento basato sul meccanismo di *collisional damping*.

L'opportuna correzione delle energie del CN per la perdita di pre-equilibrio (e dunque una più rigorosa definizione della  $T$  nucleare) ha mostrato invece un continuo aumento della larghezza della GDR con l'energia di eccitazione fino a  $T \approx 3.2 MeV$  per nuclei nella regione di massa  $A \approx 110 - 120$ . [6]

Il gruppo di A.Bracco ha determinato infine che l'allargamento della risonanza più che a effetti di temperatura è da ricondurre all'instaurarsi di deformazioni sempre più marcate nel sistema nucleare in rotazione, dovute agli alti valori di momento angolare trasferito nella reazione al crescere dell'energia. Per temperature nucleari inferiori ai  $2 MeV$  il TFM è di per sè in grado di rendere bene conto dei dati sperimentali e l'aumento della larghezza misurata va di pari passo con l'aumento previsto dal modello per la deformazione media del nucleo. In un recente studio sul decadimento del sistema  $^{132}Ce$  (ottenuto da una reazione di fusione simmetrica in massa in cui il CN arriva alla termalizzazione senza emissione di pre-equilibrio) si arriva ad un ottimo accordo tra il TFM e i dati sperimentali anche a temperature maggiori di  $2.5 MeV$  se si considera la larghezza di decadimento del CN come contributo aggiuntivo allo smorzamento della GDR. In definitiva, effetti di deformazione e vita media del CN sono i due meccanismi che rendono conto dell'aumento della larghezza sperimentale della GDR con la temperatura, in maniera concorde però con l'assunzione di un valore costante intrinseco di tale grandezza, pari a quello di  $\Gamma_{GDR}$  per risonanze costruite sul *ground state* nucleare. [7]

Quanto detto finora suggerisce l'esistenza di una temperatura limite, oltre la quale si suppone che non si possa più avere uno stato collettivo di tipo gigante. Semplici considerazioni sulla scala temporale caratteristica dei differenti processi di decadimento possono essere la chiave per la comprensione dell'esistenza di tale temperatura limite nell'ambito di un approccio di tipo statistico.<sup>2</sup> Uno stato di GDR

---

<sup>2</sup>Ci si sofferma su considerazioni di questo tipo perché sono affini a quelle che faremo per giustificare in modo semplice il ripristino della simmetria di isospin ad alta energia di eccitazione, una volta introdotta la dipendenza dall'isospin del decadimento della GDR.

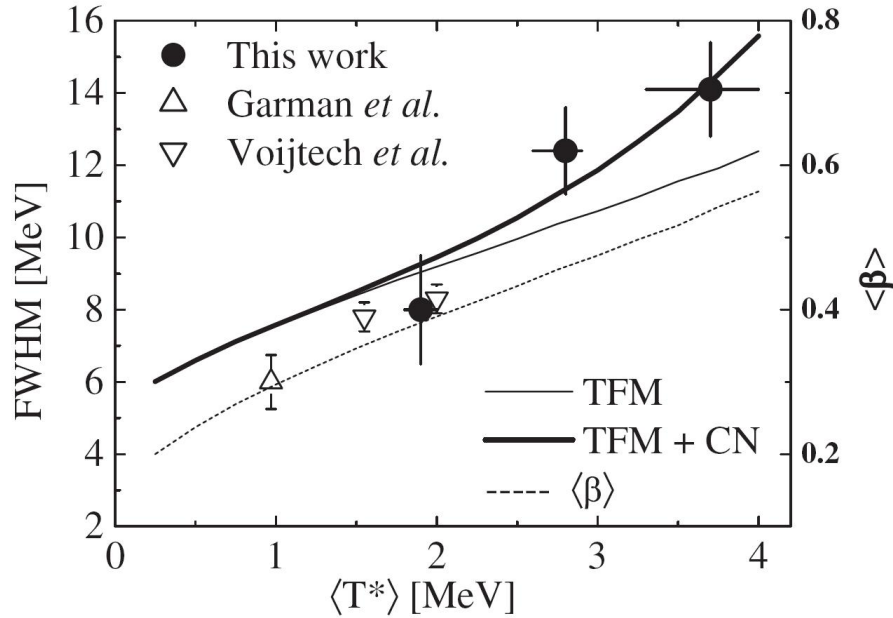


Figura 1.5: Confronto tra misure sperimentali e previsioni teoriche per la larghezza  $\Gamma_{GDR}$  in funzione della temperatura nucleare media (si rende necessaria la definizione di  $\langle T \rangle$  perché la GDR può essere costruita su diversi stadi del decadimento del CN, con temperature diverse tra loro). Linea continua sottile: previsioni del TFM; linea continua spessa: previsioni del TFM considerando la larghezza del CN. Linea punteggiata: previsioni del TFM per la deformazione media  $\langle \beta \rangle$  (scala sull'asse di sinistra).[7]

costruito su stato eccitato può infatti essere immaginato come uno stato energetico ottenuto dalla somma del quanto vibrazionale dell'energia di risonanza  $\hbar\omega_D$  all'energia dello stato eccitato stesso. La produzione di uno stato di questo tipo richiede un certo tempo di equilibratura, connesso alla larghezza della risonanza. La temperatura limite è allora la temperatura alla quale il tempo necessario per l'evaporazione di particelle dal CN diventa paragonabile al tempo necessario per la formazione dello stato di GDR: il decadimento è allora dominato dall'emissione di particelle e non si ha emissione di gamma dipolari di alta energia. La temperatura critica suggerita da P.F.Bortignon è  $T_C \approx 5\text{MeV}$  e corrisponde a energie di eccitazione  $E^* \approx 250\text{MeV}$  per nuclei di massa  $A = 110$ . [8, 9, 4]

## 1.2 Il ruolo dell'isospin nel decadimento statistico della GDR

Il numero quantico di isospin<sup>3</sup>  $I$  fu introdotto in fisica nucleare da Heisenberg nel 1932 e utilizzato da Wigner nel 1937 per descrivere la simmetria della funzione d'onda nucleare rispetto allo scambio di protoni e neutroni. A conferma del ruolo dell'isospin come buon numero quantico possiamo citare l'esistenza dei cosiddetti stati isobarici analoghi (*isobaric analog state* o IAS) degli stati nucleari, cui faremo riferimento esplicito anche in seguito. Lo stato IAS di uno stato nucleare detto *parent state* in un dato nucleo è uno stato caratterizzato da una struttura estremamente simile ma costruito su un nucleo isobaro vicino.

La simmetria di isospin è però necessariamente rotta dalla presenza dell'interazione coulombiana, che interessa solo i nucleoni carichi e va a costituire una componente dell'hamiltoniana nucleare non simmetrica rispetto a tale scambio. Tale interazione può essere rappresentata da termini isoscalari, isovettoriali e isotensoriali, responsabili rispettivamente di transizioni tra stati con stesso isospin, con variazione di isospin  $\Delta I = 1$  e  $\Delta I = 2$ . Tra questi il contributo di maggiore importanza è quello del termine isovettoriale, che causa quindi *mixing* tra stati con isospin  $I$  e  $I + 1$ , indicati anche con  $I_<$  e  $I_>$ . In realtà, anche correggendo per il termine coulombiano, il potenziale nucleone - nucleone si rivela non esattamente simmetrico e indipendente dalla natura dei nucleoni, il che determina la presenza nell'hamiltoniana di termini aggiuntivi che violano la simmetria di isospin. Tuttavia, ci si aspetta che la probabilità di *mixing* dovuta a termini diversi da quello coulombiano sia inferiore di almeno un'ordine di grandezza e in prima approssimazione possa essere trascurata. La GDR è una transizione gamma di natura isovettoriale, associata dunque ad una variazione unitaria di isospin. Il decadimento di nuclei caldi tramite GDR è quindi sottoposto a precise regole di selezione legate ai numeri quantici di isospin e questo lo rende un sensibile strumento per la valutazione della purezza di isospin degli stati nucleari e della conservazione dell'isospin nelle reazioni nucleari. Lo studio di tale decadimento ci permette quindi di ottenere importanti risultati in un *range* di temperature nucleari in cui informazioni a questo proposito sono difficilmente accessibili con altri metodi sperimentali.

---

<sup>3</sup>In letteratura ci si riferisce al numero quantico di isospin nucleare indifferentemente con le lettere  $I$  e  $T$ . Si sceglie in questo contesto la notazione  $I$ , dal momento che la lettera  $T$  viene utilizzata per indicare la temperatura nucleare.

### 1.2.1 La probabilità di isospin *mixing* nel *ground state* e in stati eccitati di bassa energia

L'espressione al prim'ordine perturbativo utilizzata per definire la probabilità di isospin *mixing* è la seguente:

$$\alpha^2 = \sum_{I' \neq I} \frac{|\langle I | V_C | I' \rangle|^2}{(E_I - E_{I'})^2} \quad (1.9)$$

dove  $V_C$  è il potenziale coulombiano,  $I$  e  $I'$  sono i numeri quantici di isospin degli stati nucleari ad energia  $E_I$  e  $E_{I'}$ . Il valore di  $\alpha^2$  secondo la (1.9) ci dà quindi la probabilità che lo stato con isospin nominale  $I$  abbia componenti con  $I' \neq I$ . Considerando il solo termine isovettoriale dell'interazione coulombiana abbiamo  $I' = I + 1$  e la differenza di energie che compare al denominatore della (1.9) è quella tra due stati con differenza unitaria di isospin. Valori significativi degli elementi di matrice per l'interazione coulombiana si hanno solo tra stati caratterizzati da funzioni d'onda spaziali simili tra loro e con stesso spin  $J^\pi$ . Per quel che riguarda il *ground state* lo stato a disposizione con tali caratteristiche è quello della *Isovector Giant Monopole Resonance* (IVGMR), la cui separazione in energia è però tale da rendere il *mixing* su stato fondamentale piccolo.

Nei nuclei autoconiugati ( $N = Z$ ), nel limite di grandi lunghezze d'onda, le transizioni di dipolo elettrico tra stati di stesso isospin ( $\Delta I = 0$ ) risultano proibite. È proprio in questo caso che possiamo ricavare quindi il *mixing* a partire da studi di decadimento GDR. Un decadimento  $E1$  da uno stato con  $I = 0$  non può che portare infatti ad uno stato con  $I = 1$  e viceversa. A moderate energie di eccitazione in tali nuclei la densità di stati finali  $I = 1$  è però molto minore della densità di stati  $I = 0$ <sup>4</sup>. Di conseguenza, se lo stato di isospin del nucleo composto è puro, la produzione di gamma di alta energia dovrebbe essere fortemente inibita per i canali d'ingresso a isospin nullo della reazione, rispetto ai canali d'ingresso con isospin  $I \neq 0$  e rispetto al decadimento di nuclei composti simili ma con  $N \neq Z$ , formati alla stessa energia di eccitazione. [11]

Il confronto tra spettri di decadimento di CN popolati con diversi valori di isospin nel canale di ingresso della reazione è una procedura consolidata per l'indagine sull'isospin *mixing*. Tale metodo fu utilizzato per la prima volta da Harakeh *et al.* nel 1986 su nuclei di massa  $A = 28$ . Nell'esperimento si confrontano gli spettri  $\gamma$

<sup>4</sup>In letteratura si trova per la parametrizzazione della densità dei livelli  $\rho$  in funzione dell'isospin  $I$  l'espressione  $\rho(I) \propto (2I + 1) \exp[-I(I + 1)/2\sigma_I^2]$ , con fattori formalmente analoghi a quelli che esprimono la dipendenza di  $\rho$  dal momento angolare, dove  $\sigma_I^2$  misura la distribuzione dei livelli per un dato valore di isospin  $I$ . [10]

ottenuti dalle reazioni  $^{16}\text{O}(@40.2\text{MeV})+^{12}\text{C}$  e  $^3\text{He}(@11.8\text{MeV})+^{25}\text{Mg}$ , che portano entrambe alla formazione del CN  $^{28}\text{Si}^*$  ad una energia di eccitazione rispettivamente pari a  $34.0\text{ MeV}$  e  $33.8\text{ MeV}$ . La prima delle due reazioni popola il CN nel solo stato  $I = 0$ , mentre la seconda popola ugualmente gli stati  $I = 0$  e  $I = 1$ . Come si può osservare dalla figura (1.6) nell'intervallo di energia  $12 - 26\text{ MeV}$  la sezione d'urto assoluta di emissione gamma nella reazione  $^3\text{He} + ^{25}\text{Mg}$  è di circa un'ordine di grandezza maggiore rispetto a quella della reazione  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ . Questo può essere giustificato da un effetto di soppressione delle transizioni  $E1$  di alta energia nel caso del canale  $I = 0$  per  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ , indice di buona purezza di isospin per gli stati eccitati del CN a energie di eccitazione  $\leq 34\text{ MeV}$ .

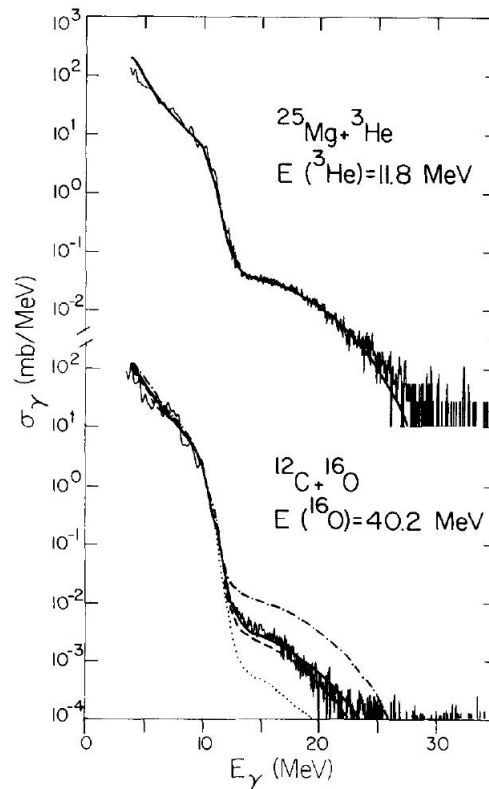


Figura 1.6: Sezione d'urto di emissione gamma in funzione dell'energia per le reazioni  $^3\text{He} + ^{25}\text{Mg}$  (in alto) e  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  (in basso). Le curve sono ricavate con calcoli di modello statistico. Linee continue: *fit* ai minimi quadrati con isospin *mixing*. Per  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ : linea tratteggiata: isospin puro; linea tratto - punto: *mixing* completo; linea punteggiata: contributo delle transizioni  $E2$ . [12]

Per ottenere una stima quantitativa della probabilità di *mixing* è necessario poter

includere la dipendenza dall'isospin in programmi basati su modelli di decadimento statistico, come ad esempio il codice CASCADE. Nelle versioni del codice che includono l'isospin sono definiti dei coefficienti di Clebsch-Gordan  $\langle I_f I_z f i i_z | I_{in} I_z in \rangle$  (con  $I_{in}$  e  $I_f$  valori di isospin associati agli stati nucleari iniziali e finali e  $i$  isospin del prodotto del decadimento), che vengono poi introdotti nel calcolo dei fattori di trasmissione sia per il decadimento  $\gamma$  che per l'evaporazione di particelle da parte del CN. Le densità degli stati  $I_>$  e  $I_<$ , la cui somma deve essere uguale alla densità dei livelli nucleari che si ottiene senza considerare l'isospin, figurano nella definizione delle densità di livelli in presenza di *mixing*  $\tilde{\rho}$  assieme al parametro di *mixing*  $\alpha^2$  secondo le espressioni:

$$\begin{aligned}\tilde{\rho}(I_<) &= (1 - \alpha^2) \rho(I_<) + \alpha^2 (I_>) \\ \tilde{\rho}(I_>) &= (1 - \alpha^2) \rho(I_>) + \alpha^2 (I_<)\end{aligned}\tag{1.10}$$

Un valore di  $\alpha^2$  pari a zero indica dunque l'assoluta purezza di isospin, mentre nel caso di *mixing* completo si ha  $\alpha^2 = 0.5$ .

Sempre in figura (1.6) possiamo quindi confrontare la sezione d'urto sperimentale di emissione  $\gamma$  per la reazione  $^{16}O + ^{12}C$  con le due curve teoriche ottenute con calcoli di modello statistico nel caso di isospin puro (curva tratteggiata) e nel caso di completo *mixing* (curva tratto - punto). La linea continua rappresenta invece lo spettro di emissione ottenuto in corrispondenza dei migliori valori dei parametri della GDR e dei coefficienti di *mixing*, che si ricavano a loro volta da una procedura auto - consistente che parte dal *best - fit* dei dati sperimentali per  $^3He + ^{25}Mg$ , caso in cui lo spettro non è fortemente dipendente dall'isospin, e assume una dipendenza lineare dei coefficienti di *mixing* dall'energia di eccitazione dei due CN. A conferma delle considerazioni del paragrafo (1.1.2), la sola caratteristica della GDR che si rivela essere significativamente diversa rispetto alla GDR su *ground state* per il *Si* è la larghezza della risonanza. In conclusione si può calcolare che nel *range* energetico di nostro interesse la sezione d'urto misurata è più piccola di circa un fattore 5 di quella calcolata per *mixing* completo, ma più grande di circa un fattore 1.3 rispetto al calcolo per isospin conservato. Il valore di  $\alpha^2$  che meglio riproduce lo spettro è:

	$\alpha^2$	$E^*(MeV)$
$^{28}Si$	0.032	34

Si tratta di un risultato che mostra che il *mixing* di isospin è piccolo a moderate energie di eccitazione, confermando il ruolo dell'isospin come buon numero quantico per il CN, almeno in questo *range* energetico. [12]

## 1.2.2 Il ripristino della simmetria di isospin ad alte energie di eccitazione

Come si è visto nel paragrafo precedente la probabilità che uno stato nucleare di isospin  $I$  abbia componenti spurie di stati con isospin  $I' \neq I$  si mantiene bassa per basse energie di eccitazione. Alle energie in gioco gli stati nucleari sono ben separati tra loro e la larghezza associata al decadimento del nucleo composto  $\Gamma_{CN}$  è molto minore della spaziatura energetica  $D$  tra i livelli nucleari. Ad energie di eccitazione maggiori però gli stati nucleari tendono ad avvicinarsi, la densità dei livelli cresce e la probabilità di *mixing* aumenta di conseguenza. Siamo in un *range* energetico per cui  $\Gamma_{CN} \approx D$ . La definizione (1.9) per  $\alpha^2$  perde validità e il calcolo degli elementi di matrice dell'interazione coulombiana non si rivela più utile per la caratterizzazione della probabilità di isospin *mixing*. Si ricorre dunque alla larghezza di *spreading*  $\Gamma^\downarrow$ , da intendere come la larghezza della regione energetica su cui si distribuisce un determinato stato nel *mixing* con gli stati vicini. La *Coulomb spreading width*  $\Gamma^\downarrow$ , con un valore tipico dell'ordine di 100 *keV*, è responsabile della violazione della simmetria di isospin e sembra non dipendere significativamente dal numero di massa e dall'energia di eccitazione. Nel limite di bassa probabilità di *mixing* l'entità dell'effetto sarà data dal rapporto tra  $\Gamma^\downarrow$  e la larghezza di decadimento totale del CN, secondo la seguente approssimazione:

$$\alpha^2 = \frac{\Gamma^\downarrow}{\Gamma_{CN}} \quad (1.11)$$

Sempre nell'ottica di ricavare il *mixing* nell'ambito di misure di GDR è utile distinguere tra le larghezze  $\Gamma_>$  e  $\Gamma_<$  associate ai due stati nucleari  $I_>$  e  $I_<$  con differenza unitaria di isospin. Coerentemente con la notazione introdotta si definisce  $\alpha_>^2$  come la percentuale di stati  $I_>$  che partecipa allo stato  $I_<$ . A questo punto per giustificare l'assunzione di indipendenza delle  $\Gamma_{>/<}^\downarrow$  dall'energia di eccitazione ne si valuta la definizione formale:

$$\Gamma_{>}^\downarrow = 2\pi |\langle I_> | V_C | I_< \rangle|^2 \rho(I_<) \quad (1.12)$$

Il fattore di densità dei livelli  $\rho(I_<)$  cresce esponenzialmente all'aumentare dell'energia, mentre gli elementi di matrice dell'interazione coulombiana decrescono esponenzialmente con la radice dell'energia: i due effetti si compensano tra loro nella (1.12), rendendo, come detto, la *Coulomb spreading width* circa costante. Ad aumentare fortemente con l'energia di eccitazione sono invece le larghezze  $\Gamma_{>/<}$  e corrispondentemente la larghezza di decadimento totale del nucleo composto: dall'espressione (1.11), quando è soddisfatta la condizione  $\Gamma^\downarrow \ll \Gamma_{CN}$ , ci si aspettano nuovamente

bassi valori per la probabilità di *mixing*. La breve vita media del CN limita di fatto la rottura della simmetria nel *range* energetico in cui  $\Gamma_{CN} \gg D$  [11, 13].

Nell'ambito del formalismo della matrice di *scattering* si ricava per i nuclei autoconiugati:

$$\alpha_{>}^2 = \frac{\Gamma_{>}^{\downarrow}/\Gamma_{>}}{1 + \Gamma_{<}^{\downarrow}/\Gamma_{<} + \Gamma_{>}^{\downarrow}/\Gamma_{>}} \quad (1.13)$$

Secondo tale prescrizione lo studio di J.A.Behr *et al.* del 1993 sul sistema  $^{28}\text{Si}$  ad energie di eccitazione comprese tra 33 e 65 *MeV* ha confermato che il *mixing* di isospin nel nucleo composto passa attraverso un massimo e poi decresce ad alte energie. La procedura sperimentale è del tutto analoga a quella descritta nel paragrafo (1.2.1). Si confrontano in questo caso gli spettri gamma del decadimento dei CN  $^{28}\text{Si}$  e  $^{30}\text{Si}$  (rispettivamente  $N = Z$  e  $N \neq Z$ ) a (45 - 47) e 63 *MeV* di energia di eccitazione. Gli spettri delle sezioni d'urto sperimentali vengono sempre confrontati con calcoli di modello statistico nei due casi limite di isospin puro e *mixing* completo. In questo caso piuttosto che in funzione del valore di  $\alpha^2$  il grado di *mixing* si parametrizza in termini delle larghezze di *spreading*  $\Gamma_{>,<}^{\downarrow}$ , legate tra loro dalla relazione:

$$\Gamma_{<}^{\downarrow} = \Gamma_{>}^{\downarrow} (\rho(I_{>})/\rho(I_{<})) \quad (1.14)$$

La (1.14) garantisce che il parametro rilevante sia comunque unico e riconduce il problema di individuare gli input del codice CASCADE alla determinazione delle densità dei livelli  $\rho(I_{>,<})$ , oltre che ovviamente ai parametri della GDR che vengono ricavati dalla reazione con  $N \neq Z$ , solo debolmente dipendente dall'isospin.

I risultati ottenuti, raccolti nella tabella seguente e confrontati con misure di isospin *mixing* a energie di eccitazione inferiori tendono a confermare l'ipotesi di una larghezza di *spreading* costante e il miglioramento della simmetria di isospin ad alte energie di eccitazione. [14, 15]

	$\alpha_{<}^2$	$E^*(\text{MeV})$	$\Gamma_{>}(\text{MeV})$	$\Gamma_{<}(\text{MeV})$	$\Gamma_{>}^{\downarrow}(\text{keV})$	$\Gamma_{<}^{\downarrow}(\text{keV})$
$^{28}\text{Si}$	$0.047 \pm 0.023$	47	0.9	0.5	$77 \pm 60$	$29 \pm 30$
$^{28}\text{Si}$	$0.032 \pm 0.029$	63	01.6	1.1	$89 \pm 64$	$39 \pm 46$

Le misure in questione confluiscono in una sistematica più ampia, una cui valutazione ci permette di avere una visione più globale della dipendenza del *mixing* dalla temperatura nucleare e dal numero di massa nella regione  $A = 26 - 60$ . La temperatura effettiva del CN all'equilibrio utilizzata per il confronto dei dati in figura (1.8) è definita come:

$$T_{eq} = \sqrt{(E^* - E_{pre-equilibrio} - E_{GDR} - E_{ROT})/a} \quad (1.15)$$

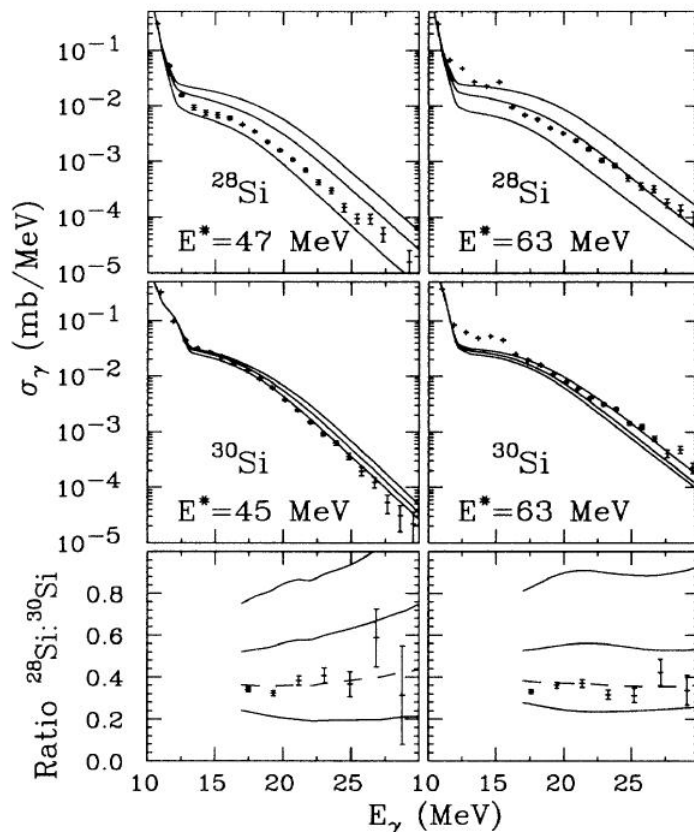


Figura 1.7: Spettri  $\gamma$  per i CN  $^{28}\text{Si}$  e  $^{30}\text{Si}$  a diverse energie di eccitazione. Le curve continue sono ottenute da calcoli con CASCADE: dal basso verso l'alto,  $\Gamma_{>}^{\downarrow} = 0$  (isospin puro),  $\Gamma_{>}^{\downarrow} = 300\text{KeV}$  e caso di *mixing* completo. Le curve tratteggiate nei grafici in basso in cui si riporta l'andamento del rapporto delle sezioni d'urto sono ottenute per i valori di *best-fit* di  $\Gamma_{>}^{\downarrow}$  (in tabella nel testo). [14]

con  $E_{pre-equilibrio}$  energia persa dal sistema nell'emissione di pre-equilibrio,  $E_{ROT}$  energia rotazionale stimata dallo spin medio del CN e  $a$  parametro di densità dei livelli. Il trend di  $\alpha_{>}^2$  è sostanzialmente decrescente per  $T > 1.5\text{ MeV}$ , mentre nuove misure per  $A > 40$  risultano fondamentali per la comprensione della dipendenza dal numero di massa.

Quanto affermato finora sulla dipendenza dell'isospin *mixing* dall'energia è confermato teoricamente anche da Sagawa, Bortignon e Colò, che utilizzando un modello microscopico hanno ottenuto una relazione esplicita tra la probabilità  $\alpha_{>}^2$  e le larghezze di decadimento del CN, della risonanza isovettoriale gigante di monopolo  $\Gamma_M$  e della larghezza di *spreading* dello stato isobarico analogo  $\Gamma_{IAS}^{\downarrow}$ :

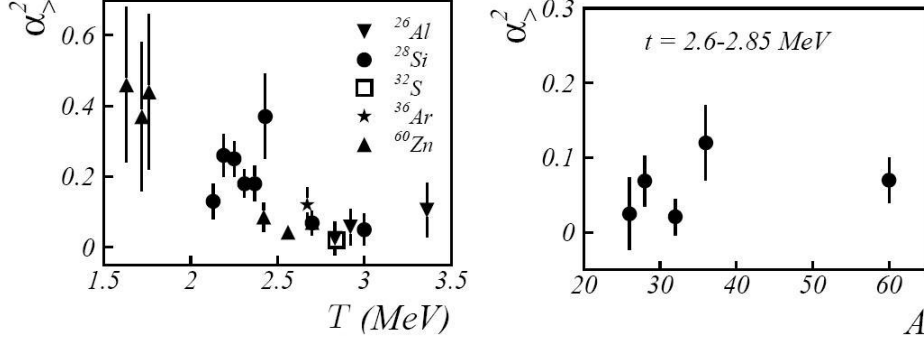


Figura 1.8: A sinistra: valori della probabilità di *mixing* in nuclei nella regione di massa  $A = 26 - 60$  in funzione della temperatura nucleare  $T$ . A destra:  $\alpha^2$  in funzione del numero di massa per nuclei a  $T$  simili. [11]

$$\alpha^2 = \frac{1}{I_{>}} \frac{\Gamma_{IAS}^{\downarrow}}{\Gamma_{CN} + \Gamma_M} \quad (1.16)$$

La (1.16) si applica a tutti i nuclei, anche con  $N \neq Z$  e con numeri di massa molto elevati. Si prevede che  $\Gamma_{CN}$  aumenti notevolmente al crescere dell'energia di eccitazione, mentre la dipendenza da  $E^*$  di  $\Gamma_{IAS}^{\downarrow}$  e  $\Gamma_M$  risulta essere debole. In figura (1.10) si riporta l'andamento calcolato per la probabilità di *mixing* per il  $^{208}\text{Pb}$  in funzione della temperatura nucleare  $T$  (definita in questo caso mediante la relazione  $E^* = aT^2$ , con  $a$  parametro di densità dei livelli posto pari a  $10 \text{ MeV}^{-1}$ ). Le due curve corrispondono a due diverse scelte per il coefficiente che dà la debole dipendenza lineare di  $\Gamma_{IAS}^{\downarrow}$  da  $T$ . Come è evidente tale scelta non influenza significativamente il risultato e il ripristino della simmetria di isospin sembra avere inizio a partire da una temperatura di circa  $1.5 \text{ MeV}$ . Ad una temperatura di  $3 \text{ MeV}$  il valore di  $\alpha^2$  si è ridotto di un fattore 4 rispetto al valore a  $T$  nulla. [16]

La misura della probabilità di *mixing* tra stati nucleari di diverso isospin mediante il decadimento statistico della GDR sembra quindi confermare il ripristino della simmetria di isospin ad alte energie di eccitazione, predetto sulla base di diversi approcci teorici. Ancora una volta semplici considerazioni sulle scale temporali in gioco possono permetterci di comprendere al meglio l'esistenza di tale fenomeno: se il nucleo composto formato nella reazione è ad energie tali per cui il decadimento avviene su una scala temporale più breve rispetto al tempo necessario per uno stato di definito isospin per miscelarsi con stati ad isospin differenti, allora la simmetria di isospin sarà parzialmente o totalmente ripristinata.

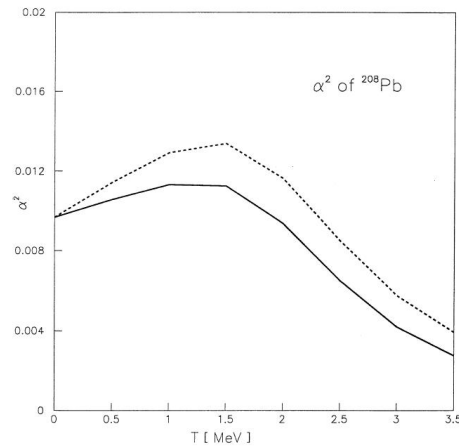


Figura 1.9: Calcolo teorico per l'andamento della probabilità di *mixing*  $\alpha^2_{>}$  in funzione della temperatura nucleare per  $^{208}\text{Pb}$ . Le due curve corrispondono a due diverse scelte per il coefficiente di dipendenza lineare di  $\Gamma_{IAS}^{\downarrow}$  da  $T$ . [16]

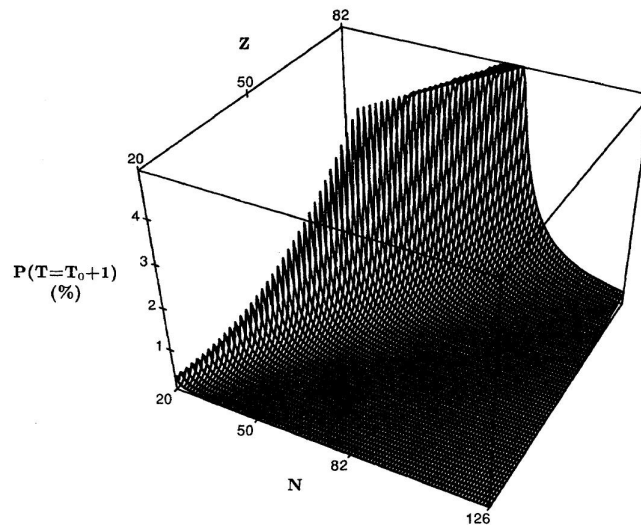


Figura 1.10: *Plot* dell'andamento teorico di  $\alpha^2_{>}$  in funzione di  $N$  e  $Z$ , anche in questo caso calcoli su modello microscopico.[17]

---

## Capitolo 2

# L'apparato sperimentale

Il *set-up* sperimentale previsto per la misura presentata in questo lavoro di tesi è un *set-up* complesso che include tre apparati differenti, in modo da consentire la raccolta di dati esclusivi con misure di coincidenza:

- le particelle leggere cariche (*Light Charged Particles* o LCP) e i frammenti nucleari sono rivelati dall'apparato GARFIELD;
- i raggi gamma di alta energia sono rivelati dagli 8  $BaF_2$  dell'apparato HECTOR;
- il residuo di evaporazione del nucleo composto che si forma nella reazione è rivelato dai 32 rivelatori phoswich già usati per l'esperimento FIASCO.

Tali apparati sono assemblati all'interno della camera di *scattering* di GARFIELD presso i Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL), secondo lo schema proposto in figura (2.1), commentato in questo capitolo. L'utilizzo combinato dei vari rivelatori e il vasto impiego dell'elaborazione digitale dei loro segnali permettono il raggiungimento di una sensibilità unica, mai ottenuta in esperimenti precedenti, necessaria per lo studio di effetti come quello dell'isospin *mixing*.

### 2.1 GARFIELD

L'apparato GARFIELD (*General ARray for Fragment Identification and for Emitted Light particles in Dissipative collisions*) è progettato per rivelare ed identificare le particelle cariche emesse in reazioni indotte tra ioni pesanti in un *range* energetico che va dai 5 ai 20  $MeV/u$ . L'apparato funziona in vuoto all'interno di una camera di *scattering* e utilizza per l'identificazione dei prodotti di reazione

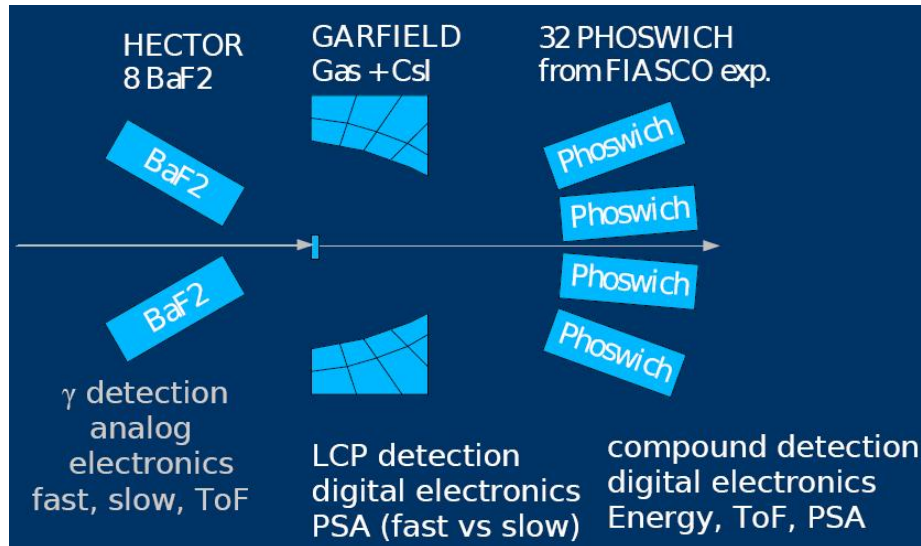


Figura 2.1: Rappresentazione schematica del *set-up* sperimentale descritto nel capitolo.

la tecnica del  $\Delta E - E$ . Il segnale dell'energia persa  $\Delta E$  viene dalla ionizzazione prodotta dalla particella carica nell'attraversamento della camera di deriva, che è amplificata e raccolta da elettrodi a microstrip, il cui principio di funzionamento è analogo a quello di una camera proporzionale a molti fili. L'energia residua  $E$  viene poi misurata tramite l'arresto della particella nei rivelatori  $CsI(Tl)$ . GARFIELD è costituito da due camere di deriva cilindriche indipendenti tra loro, ciascuna in grado di rivelare i prodotti di reazione in una regione angolare  $\Delta\theta = 55^\circ$ , con  $\theta$  angolo misurato rispetto alla direzione di incidenza del fascio. Per quanto riguarda la copertura in angolo azimutale  $\phi$ , una delle due camere è in grado di coprire la zona  $0^\circ < \phi < 360^\circ$ , mentre l'altra le zone  $0^\circ < \phi < 70^\circ$  e  $110^\circ < \phi < 360^\circ$ . Per la misura è stata utilizzata la sola camera con  $\Delta\phi = 360^\circ$ , ad angoli tra  $\theta = 30^\circ$  e  $\theta = 85^\circ$ , in modo da poter collocare nella regione con  $\theta > 90^\circ$  i rivelatori  $BaF_2$  dell'apparato HECTOR, ai quali è dedicato il prossimo paragrafo.

Nella progettazione di un apparato a  $4\pi$  si deve tener conto della probabilità che due particelle colpiscano lo stesso rivelatore e che non sia dunque possibile distinguere i loro segnali. Per evitare il problema del *double hit* si fissa generalmente la granularità dell'apparato in circa 10 volte la massima molteplicità di particelle prevista. In un *range* di energie moderatamente basse (le energie di interesse per la fisica che si può studiare con l'apparato GARFIELD) la molteplicità massima prevista è di circa 15 particelle leggere cariche, più 4 - 5 frammenti pesanti (con

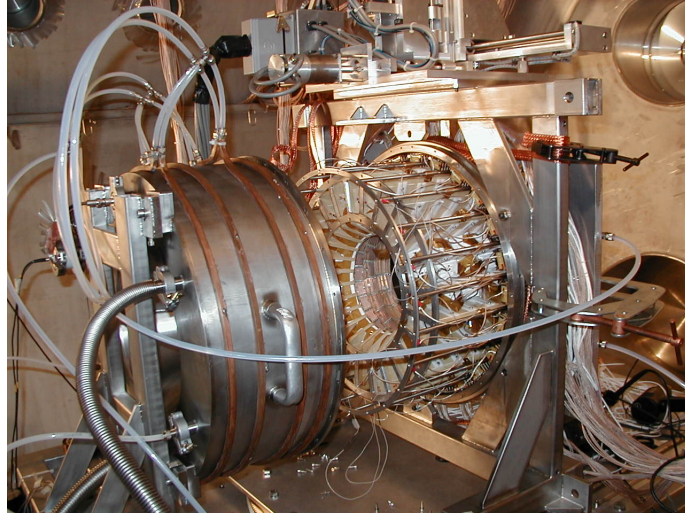


Figura 2.2: Il rivelatore GARFIELD.

$A > 4$ ). Sarebbero quindi circa 200 i telescopi indipendenti richiesti. La soluzione adottata in GARFIELD consiste nella divisione delle camere di deriva in settori di copertura angolare  $\Delta\phi = 15^\circ$ : la camera a copertura azimutale totale è quindi divisa in 24 settori, l'altra in 21. Ogni settore contiene 4 cristalli  $CsI$  posizionati a diversi angoli  $\theta$ , ciascuno con copertura angolare  $\Delta\theta = 15^\circ$ , e, perpendicolarmente all'asse del fascio, un rivelatore a microstrip suddiviso in quattro zone di raccolta *up-right*, *up-left*, *down-right*, *down-left*. Un telescopio  $\Delta E - E$  di GARFIELD è costituito quindi dalla combinazione di una microstrip *up-right* o *-left* (UR, UL), di una microstrip *down-right* o *-left* (DR o DL) e di un  $CsI$ , in numero pari a 8 per ciascun settore azimutale, per un totale di 192 telescopi per la camera utilizzata nel presente esperimento (e 168 per l'altra). La combinazione dei soli segnali provenienti dai settori *up* e *down* delle microstrip può poi fornire una misura di tipo  $\Delta E - E$  nel caso in cui la particella non sia sufficientemente energetica per raggiungere i  $CsI$ . Inoltre, poichè il campo elettrico è mantenuto uniforme all'interno della camera, la misura dei tempi di deriva della ionizzazione raccolta consente di ottenere informazioni sulla distanza della traccia rispetto all'elettrodo a microstrip, fornendo quindi una misura dell'angolo della direzione di volo della particella rispetto alla direzione del fascio incidente. Utilizzando questo tipo di informazione la risoluzione in  $\theta$  può essere ridotta dai  $\pm 7.5^\circ$  dovuti alla copertura angolare di ciascun  $CsI$  fino a circa  $1^\circ$ . La risoluzione in  $\phi$  è dettata invece dalla copertura azimutale di ciascuna microstrip ed è pari a  $\pm 7.5^\circ$  per la suddivisione longitudinale delle stesse in due parti.

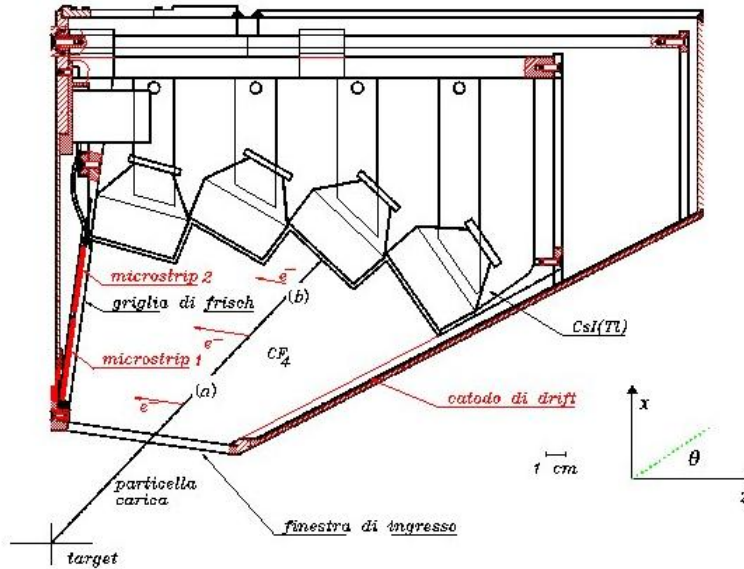


Figura 2.3: Schema di un settore di deriva dell'apparato GARFIELD.[3]

In GARFIELD sono proprio i rivelatori a microstrip, inizialmente ideati in seguito alle esigenze di risposta veloce, buona risoluzione spaziale e capacità di sopportare alti flussi di radiazione della fisica delle alte energie, a garantire una bassa soglia energetica per la rivelazione (circa  $10 - 20 \text{ keV}/u$ ) e l'identificazione (circa  $0.8 \text{ MeV}/u$ ) delle particelle prodotte in un *range* di numero atomico da 1 ad almeno 28. Nel dettaglio le microstrip sono di forma trapezoidale, con dimensioni di circa  $4 \text{ cm}$  per la base maggiore,  $1 \text{ cm}$  per la base minore e  $10 \text{ cm}$  di altezza. Si dispongono come detto a formare la base della camera cilindrica e sono suddivise in quattro parti. Sono composte da un'alternanza di strisce anodiche e catodiche depositate su uno stesso substrato isolante vetroso con tecniche fotolitografiche. Gli anodi sono larghi  $10 \mu\text{m}$  e polarizzati a  $400 \text{ V}$ , i catodi hanno una larghezza variabile da  $190$  a  $85 \mu\text{m}$  e sono messi a terra. La piccola distanza tra singoli anodo e catodo, drasticamente ridotta rispetto alle tipiche MWPC (circa  $50 \mu\text{m}$  in questo caso), permette una rapida raccolta degli elettroni e degli ioni positivi: il segnale dunque è più veloce e una maggiore affidabilità è garantita dal fatto che si riduce il rischio di accumulo degli ioni positivi con conseguenti distorsioni del campo elettrico. Ad una distanza di  $3.7 \text{ mm}$  dal piano della microstrip viene posizionata inoltre una griglia, detta griglia di Frisch, che va a delimitare la regione vicina alle microstrip in cui il campo elettrico è circa tre volte maggiore di quello presente nel resto della camera, impedendo che si sviluppino eventuali segnali indotti da ioni pesanti molto ionizzanti ancora prima

che inizi la moltiplicazione a valanga della ionizzazione primaria.

Il gas utilizzato all'interno della camera deve essere tale da consentire un buon funzionamento anche a basse pressioni, per far sì che le particelle più pesanti e meno energetiche riescano comunque a raggiungere i  $CsI$ : per GARFIELD si è scelto di utilizzare il  $CF_4$ , caratterizzato da un alto potere frenante, il che consente di mantenere la pressione tra i 50 e i 200  $mbar$ , garantendo inoltre che non venga compromessa la tenuta delle finestre d'ingresso dei settori di deriva. Il campo elettrico ha un valore di circa  $1V/cm \cdot Torr$ , in modo da evitare il rischio di scariche all'interno della camera. È previsto inoltre che il gas venga fatto fluire continuamente per evitare il peggioramento delle sue prestazioni.

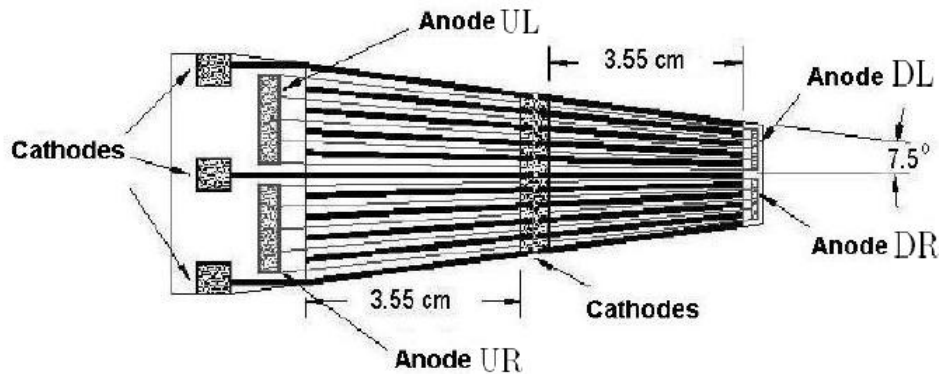


Figura 2.4: Schema di una microstrip di GARFIELD.[3]

I  $CsI(Tl)$  di GARFIELD sono cristalli inorganici di ioduro di cesio attivati al tallio, utilizzati in qualità di rivelatori a scintillazione. Nel dettaglio ciascuno dei 4  $CsI$  di ogni settore è tagliato con una forma diversa a seconda del posizionamento in  $\theta$ , in maniera tale che le traiettorie radiali delle particelle prodotte, che hanno centro nel bersaglio, si mantengano sempre perpendicolari alla faccia frontale del rivelatore. Le facce posteriori sono accoppiate (in forma e mediante opportuno trattamento della superficie) con i fotodiodi utilizzati per la raccolta della luce e la conversione di quest'ultima in un segnale elettrico. La risoluzione energetica di uno scintillatore allo ioduro di cesio si attesta sul 3-4% per le particelle  $\alpha$  provenienti da una sorgente di  $^{241}Am$ . La presenza di due componenti con costanti di decadimento diverse della luce di scintillazione (componente *fast*,  $\tau_f \approx 700ns$  e *slow*,  $\tau_s \approx 2\mu s$ )

e la loro intensità relativa, diversa a seconda del tipo di particella che ha interagito con il rivelatore, permettono l'identificazione di tale particella mediante la tecnica della *pulse shape analysis*, su cui torneremo anche in seguito per i rivelatori  $BaF_2$  e phoswich.[3, 18]

## 2.2 HECTOR

Nel *set-up* sperimentale previsto per la misura in oggetto di studio in questa tesi gli 8 grandi scintillatori inorganici  $BaF_2$  dell'apparato sperimentale HECTOR (*High Energy  $\gamma$  deteCTOR*) sono montati nella regione *backward* ( $\theta > 90^\circ$ ) rispetto alla direzione di incidenza del fascio, al posto di una delle due camere dell'apparato GARFIELD. Essi provvedono alla rivelazione della radiazione gamma di alta energia ( $5 < E_\gamma < 30 MeV$ ), sono posizionati ad una distanza di 30 cm dal bersaglio e nello specifico ad angoli  $\theta$ :

$BaF_2\#$	1	2	3	4	5	6	7	8
$\theta$	160.6°	137.3°	124.6°	150.2°	150.2°	124.6°	137.3°	160.6°

I rivelatori  $BaF_2$  sono cristalli inorganici tagliati in forma di cilindri di diametro 14.6 cm e altezza 17.5 cm, per un volume risultante di circa 3 dm<sup>3</sup> per ciascun cristallo. La parte terminale di spessore 5 cm di ogni rivelatore è a sezione esagonale per permettere un migliore accoppiamento con il fotomoltiplicatore, responsabile della conversione della luce di scintillazione in un segnale elettrico misurabile. La superficie dei cristalli è adeguatamente trattata e ricoperta con teflon e alluminio per garantire la riflessione interna e la conseguente raccolta della luce prodotta e inoltre, per diminuire il *counting rate* totale e il rumore, ciascun rivelatore è schermato da uno spessore di 3 mm di *Pb*, in grado di assorbire la radiazione gamma di energia inferiore ai 500 keV.

Il fluoruro di bario, grazie alla elevata densità (4.88 g/cm<sup>3</sup>) e numero atomico, è particolarmente adatto per l'arresto di particelle molto penetranti e caratterizzato dunque da un'ottima efficienza di rivelazione di radiazione gamma, che però diminuisce lentamente all'aumentare dell'energia della radiazione incidente. La funzione risposta del rivelatore può essere ottenuta mediante una simulazione GEANT dell'interazione del  $\gamma$  con il cristallo, i cui parametri fondamentali sono le proprietà fisiche del materiale scintillante, le caratteristiche geometriche dei rivelatori e il loro posizionamento rispetto alla sorgente (in questo caso il nucleo composto). La stessa funzione risposta sarà diversa per intervalli energetici: a basse energie dominerà il

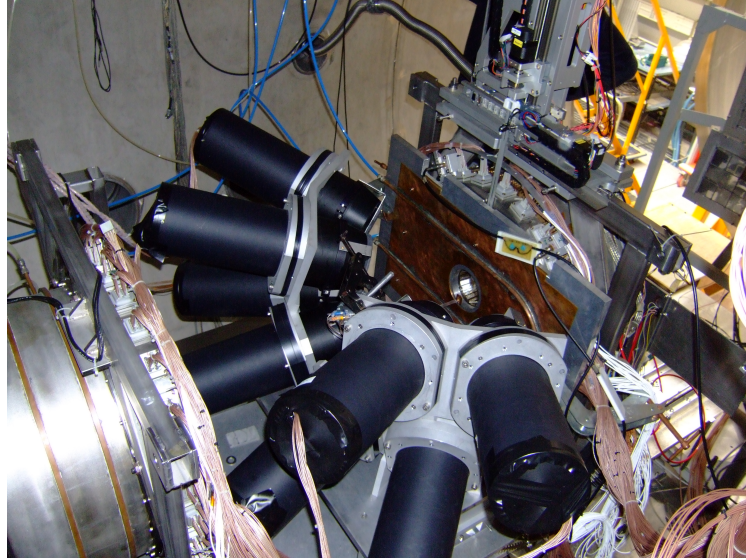


Figura 2.5: Gli 8  $BaF_2$  dell'apparato HECTOR montati dietro alla posizione del bersaglio (rispetto alla direzione del fascio incidente.)

fotopico (*full-energy peak*), cioè il picco dovuto alla perdita di tutta l'energia del  $\gamma$  nel rivelatore; a energie maggiori il picco dello spettro in energia comprenderà tanto il fotopico quanto i picchi di *escape*, dovuti alla perdita di parte dell'energia della radiazione incidente sottratta da fotoni che non vengono arrestati nel rivelatore. In particolare si può avere, a seconda delle dimensioni del rivelatore rispetto al libero cammino medio del fotone incidente di energia  $h\nu$  il contributo del picco dovuto alla perdita di due  $\gamma$  provenienti dall'annichilazione di un positrone prodotto a sua volta dal  $\gamma$  incidente (*double-escape peak*), che si colloca idealmente ad un valore di energia pari a  $h\nu - 2m_e c^2$ , oppure il contributo del picco dovuto alla perdita di uno soltanto dei due gamma di annichilazione (*single-escape peak*) che si colloca ad un'energia pari a  $h\nu - m_e c^2$ .

La luce di scintillazione del  $BaF_2$  è per l'80% nella regione del visibile ed è data da due componenti: una componente *fast*, con una costante di decadimento  $\tau_f$  inferiore al  $ns$  e lunghezza d'onda caratteristica di  $220\text{ nm}$ , e una componente *slow*, con  $\tau_s$  dell'ordine di  $700\text{ ns}$  e lunghezza d'onda di  $310\text{ nm}$ . Il segnale prodotto dalla componente *fast* viene utilizzato per la misura del tempo di volo delle particelle e il basso valore della costante tempo  $\tau_f$  fa sì che il  $BaF_2$  abbia delle eccellenti capacità di *timing*, con una risoluzione temporale che può raggiungere i  $400\text{ ps}$ . Inoltre il fluoruro di bario risulta scarsamente sensibile ai neutroni di basse energie (la sezione d'urto di cattura neutronica per energie comprese tra i 2 e i 5  $MeV$  è inferiore di

circa un fattore 10 rispetto a quella dello  $NaI$ ). Tutto ciò si traduce in una eccellente capacità di discriminazione  $n - \gamma$ , in particolare mediante la misura del tempo di volo (utilizzando quindi il solo segnale *fast*). Ciò che si sfrutta è il fatto che i neutroni, essendo più lenti dei raggi gamma, impiegano più tempo per arrivare al rivelatore (sempre nello stesso *range* energetico 2 - 5  $MeV$  il ritardo può arrivare fino a 10  $ns$ ). Un tipico spettro dei tempi di volo di un  $BaF_2$  come quello mostrato in figura (2.6) mostra quindi un primo picco, corrispondente all'interazione dei  $\gamma$ , seguito da un picco più largo corrispondente all'interazione dei neutroni. Un'alternativa per l'identificazione delle particelle rivelate è l'utilizzo della *pulse shape analysis*, in cui si fa uso in modo combinato di entrambe le componenti fast-slow. In questo caso ciò che si sfrutta invece è il fatto che neutroni e gamma, per la loro diversa natura, interagiscono diversamente con il cristallo. Sono proprio i diversi meccanismi di eccitazione possibili a dar luogo alle due componenti distinte della luce di scintillazione: il confronto tra l'integrale di tali componenti permette quindi di riconoscere la natura della particella che ha interagito con il rivelatore. In figura (2.7) è riportato un tipico spettro bidimensionale che mostra le intensità relative della componente *fast* (asse verticale) e *slow* (asse orizzontale). Neutroni e particelle cariche più pesanti (ad esempio le particelle  $\alpha$ ) causano una scintillazione con componente lenta di maggiore intensità rispetto alla veloce.

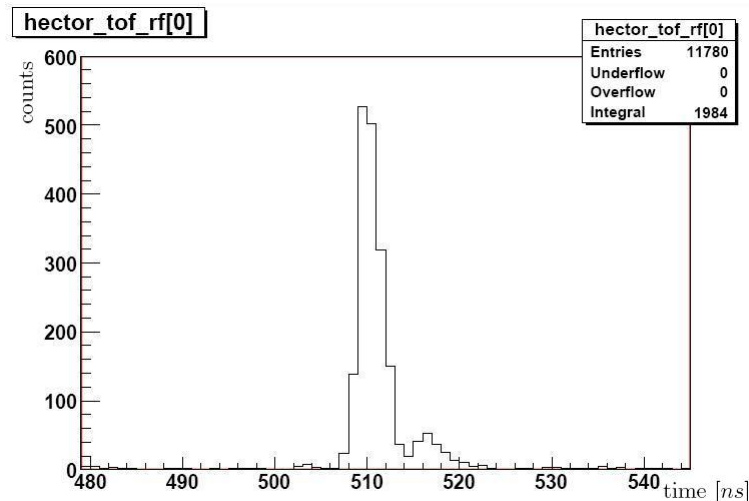


Figura 2.6: Spettro dei tempi di volo per un rivelatore  $BaF_2$ , asse dei tempi in  $ns$ . Come descritto nel testo, è possibile distinguere il picco pronto (interazione dei  $\gamma$  con il rivelatore) dal picco largo dei neutroni a  $t$  maggiori.

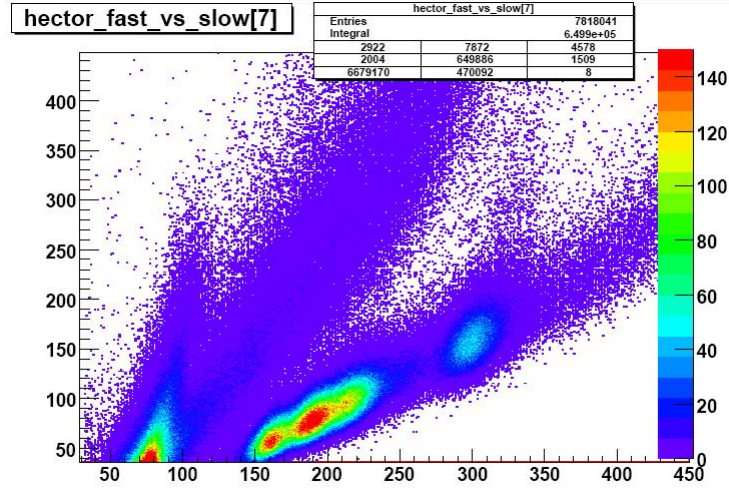


Figura 2.7: Matrice *fast vs slow* di un rivelatore  $BaF_2$ , *a.u.*.

La risoluzione energetica del fluoruro di bario si attesta sul 10% per energie di 1  $MeV$  (contro il 5% dello  $NaI$  alla stessa energia) e migliora all'aumentare dell'energia della particella incidente proporzionalmente all'inverso della radice quadrata della stessa. Il cristallo presenta inoltre una scintillazione di fondo causata dalla presenza di una piccola percentuale di radio. Come vedremo in seguito lo spettro energetico associato a tale radioattività viene comunemente utilizzato per la calibrazione dei rivelatori.[19]

## 2.3 I rivelatori PHOSWICH

I rivelatori phoswich sono degli scintillatori a tre strati sviluppati nell'ambito dell'esperimento FIASCO (*Florentine Initiative After Superconducting Cyclotron Opening*) ai Laboratori Nazionali del Sud (LNS) di Catania. Nella misura in oggetto di studio essi sono utilizzati per la rivelazione e identificazione dei residui di evaporazione del CN formatosi nella reazione di fusione tra ioni pesanti e di particelle leggere cariche. Nello specifico si è fatto utilizzo di 32 di tali rivelatori, montati in 4 matrici ( $3 \times 3$ ) con simmetria cilindrica attorno alla direzione del fascio ad una distanza di circa 163  $cm$  dal portatarget e ad angoli  $\theta$  compresi tra  $3.5^\circ$  e  $13^\circ$ . I rivelatori sono identificati in base alla loro posizione all'interno delle 4 matrici di sostegno (dette anche *box*), con una numerazione crescente con la lontananza dal fascio, secondo lo schema di figura (2.8).

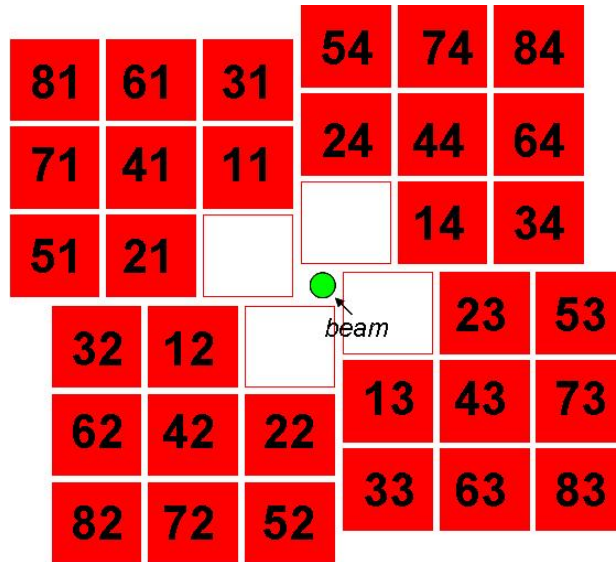


Figura 2.8: Schema di posizionamento geometrico e numeri di identificazione dei 32 rivelatori phoswich, vista dal retro rispetto alla direzione di incidenza del fascio.

Ciascun rivelatore phoswich, con superficie sensibile di  $(6.5 \times 6.5) \text{ cm}^2$  è costituito da: uno strato di scintillatore BICRON BC404 di spessore  $200 \mu\text{m}$ ; uno strato di scintillatore BC444 di  $5 \text{ mm}$ ; un cristallo  $CsI(Tl)$  di spessore variabile dai 30 ai 50  $\text{mm}$ . La luce di scintillazione dei 3 strati è raccolta da una guida di luce e convertita in segnale misurabile da un unico fotomoltiplicatore. Uno schema del rivelatore è mostrato in figura (2.10).

Il segnale elettrico in uscita dall'anodo di un phoswich è la somma di tre impulsi, la cui ampiezza relativa è determinata dalla quantità di energia persa dalla particella in ciascuno dei tre strati del rivelatore e il cui andamento temporale è stabilito dalle diverse costanti di decadimento dei materiali scintillanti:  $1.8 \text{ ns}$  per il BC404,  $180 \text{ ns}$  per il BC444 e circa  $1 \mu\text{s}$  per il  $CsI$ . Ancora una volta la forma del segnale sarà diversa a seconda del tipo di particella interagente, dando la possibilità di una identificazione mediante *pulse shape analysis*.

Nell'ambito del presente esperimento, come vedremo con maggiore dettaglio in seguito, l'analisi delle correlazioni tra il segnale proporzionale all'energia depositata dai prodotti di reazione nel primo strato del rivelatore e il tempo di volo degli stessi consente in particolare la discriminazione del residuo di evaporazione del nucleo composto (più lento e meno energetico, arrestato nel primo strato di materiale scintillante) dagli ioni del fascio che hanno subito *scattering* elastico o inelastico sui nuclei del bersaglio (più veloci e con energie più vicine a quella del fascio stesso,

dunque più penetranti). Le correlazioni tra i segnali in energia associati ai tre strati permettono poi l'identificazione dei vari prodotti di reazione. La soglia per l'identificazione è determinata quindi dallo spessore del primo strato del rivelatore: in questo caso i  $200 \mu m$  dello scintillatore plastico veloce corrispondono ad una soglia di  $3.5 MeV/u$  per particelle cariche e frammenti. Simulazioni della risposta dei rivelatori hanno dimostrato inoltre che, per ottenere una risoluzione sufficiente per l'identificazione in carica dei frammenti di massa intermedia, le inhomogeneità nello spessore del primo strato non possono essere superiori al 5%: data la non disponibilità in commercio di scintillatori così sottili con un tale grado di omogeneità, l'officina meccanica del Dipartimento di Fisica di Firenze si è fatta carico dello sviluppo di tali rivelatori con tecniche sviluppate ad hoc. Per limitare inoltre la possibile perdita di efficienza dovuta a discontinuità nell'indice di rifrazione a causa dell'accoppiamento con colla ottica dei primi due strati sottili si è scelto di utilizzare una tecnica di unione mediante pressa a calore, il cui risultato è la produzione di quello che sembra un unico strato sottile di scintillatore plastico trasparente.[20, 21]



Figura 2.9: Vista frontale (dalla direzione di incidenza del fascio) dei 32 rivelatori PHOSWICH posizionati nelle 4 matrici di sostegno.

## 2.4 L'elettronica

### 2.4.1 L'elettronica analogica di GARFIELD

L'elettronica analogica di GARFIELD, grazie alla modularità dell'apparato, può essere illustrata brevemente facendo riferimento ad un singolo settore della camera

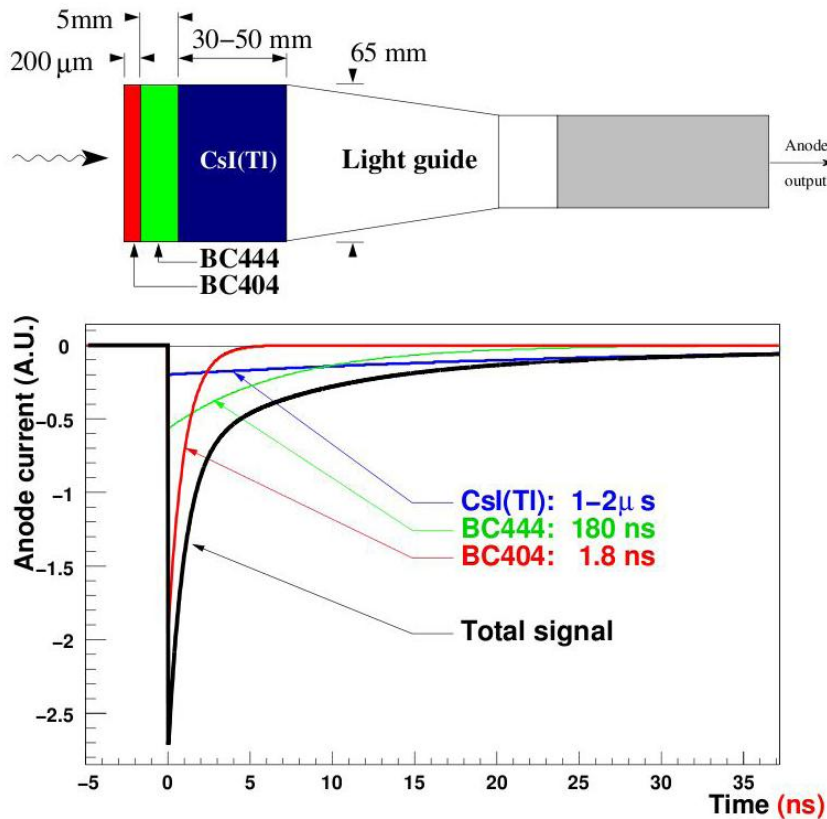


Figura 2.10: In alto: schema di un rivelatore phoswich. In basso: andamento temporale tipico dell'impulso di corrente prodotto all'anodo, con in evidenza i contributi dei tre strati di materiale scintillante.[22]

di deriva. Gli 8 segnali (4 dei *CsI* e 4 delle microstrip) sono processati dagli 8 pre-amplificatori posti all'interno del volume di gas di ciascun settore, in prossimità dei rivelatori. Tali pre-amplificatori, dovendo lavorare all'interno della camera, sono progettati in modo da minimizzare la potenza dissipata ed è inoltre previsto un sistema di raffreddamento ad acqua di tutto il contenitore della camera di GARFIELD per mantenere il controllo della temperatura. I segnali raccolti sono portati alle flange tra GARFIELD e la camera a vuoto e tra la camera e l'esterno e successivamente ai moduli di amplificazione. Ciascuno di questi ultimi, appositamente disegnati per l'apparato, ha 16 ingressi così da consentire la raccolta dei segnali di quattro settori indipendenti di *CsI* o microstrip. All'ingresso dell'amplificatore il segnale proveniente dai *CsI* viene diviso per essere inviato anche ai moduli di elettronica digitale, sul funzionamento dei quali torneremo in seguito. Per ogni segnale in *input* si ottengono dall'amplificatore 3 segnali di *output*: uno veloce e negativo, gli altri due

lenti e positivi, differenti tra loro per un fattore di guadagno. I due segnali positivi, lineari in energia, sono inviati a moduli *Analog to Digital Converter* (ADC) per la memorizzazione dei dati. La scelta della doppia amplificazione è dovuta al vasto *range* energetico dei prodotti di reazione che si vogliono rivelare con GARFIELD: il segnale *high gain* potrà essere utilizzato tanto per il  $\Delta E$  delle particelle leggere che perdono poca energia nel gas che per la bassa energia residua  $E$  dei frammenti pesanti che arrivano ai *CsI*. Il segnale veloce viene invece inviato ad un modulo *Constant Fraction Discriminator* (CFD) a 16 canali che dà in uscita un segnale logico che funge da STOP per i moduli *Time to Digital Converter*, nel caso in cui l'*input* sia stato il segnale di una microstrip, e che viene utilizzato in un *trigger* di OR di tutti i *CsI*, nel caso in cui l'*input* sia stato il segnale di uno di questi. Lo START dei TDC per il calcolo del tempo di deriva è dato da un apposito segnale di *trigger*, che può essere ad esempio l'OR dei vari *trigger* di misura. Nel capitolo dedicato alla misura in oggetto di studio verrà descritto con maggiore dettaglio il sistema di *trigger* utilizzato, aspetto di cruciale importanza di ogni esperimento di fisica.[3]

### 2.4.2 L'elettronica analogica di HECTOR

Ogni  $BaF_2$  produce in *output* due segnali, uno veloce negativo e l'altro lento e positivo. Il segnale lento (*slow*) viene amplificato e immesso nella catena elettronica di GARFIELD. Il segnale veloce (*fast*) viene inviato a un modulo *Linear FAN in FAN out*: una copia del segnale entra nella catena elettronica di GARFIELD e viene utilizzata, assieme al segnale lento, per la produzione di matrici *fast - slow*, l'altra viene inviata ad un modulo CFD con soglia superiore ai 3 *MeV* che dà in uscita due segnali logici. Il primo viene utilizzato per la creazione del *trigger*, il secondo viene utilizzato come STOP da un modulo TDC per il calcolo del tempo di volo.[3]

## 2.5 L'elettronica digitale

All'interno del gruppo NUCL-EX, presso la sezione di Firenze dell'INFN, è stato sviluppato un sistema di elettronica digitale basato sull'uso di campionatori ADC veloci e ad alta risoluzione e processori DSP (*Digital Signal Processor*) che consentono di elaborare il segnale ottenendo informazioni dettagliate sulla natura dello stesso. Oltre a mantenere gli alti standard di precisione dell'elettronica analogica, questi moduli forniscono informazioni aggiuntive che possono essere utilizzate in applicazioni di *pulse shape analysis*. Il loro utilizzo riduce notevolmente la complessità

elettronica di un apparato a  $4\pi$  ed alta granularità come GARFIELD.

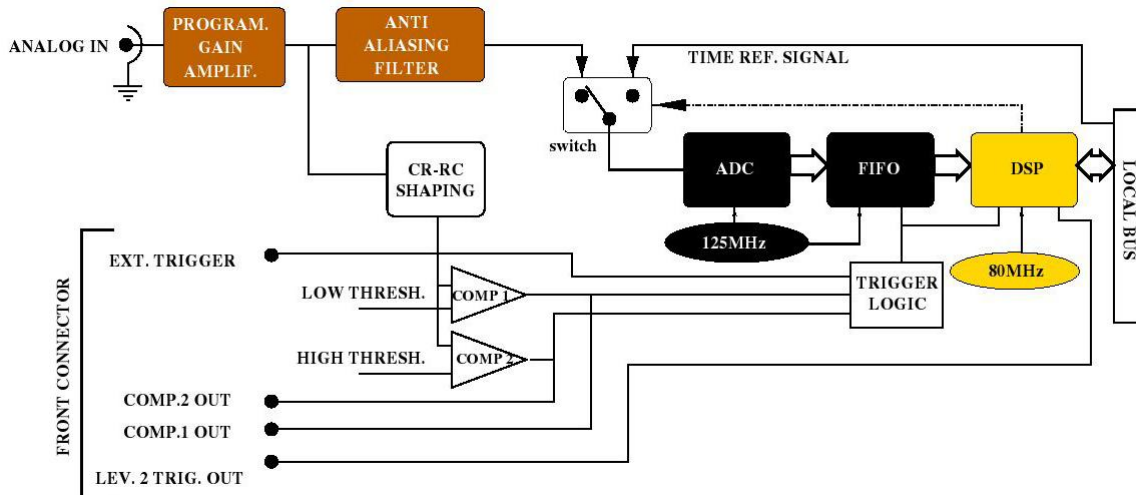


Figura 2.11: Diagramma a blocchi del processo di digitalizzazione[22]

Il diagramma a blocchi del processo di digitalizzazione può essere scomposto in cinque sezioni:

- ingresso dei dati analogici;
- digitalizzazione mediante un modulo ADC a 12 *bit* che opera a  $125\text{Mcampionamenti/s}$ ;
- sezione di immagazzinamento temporaneo dei dati in memoria FIFO (*First-In-First-Out*);
- sezione di processamento dei dati (DSP);
- sezione del *trigger*.

In un sistema di tipo *event - based* il DSP permane in uno stato inattivo in attesa dell'arrivo di un segnale di *trigger*. Durante la permanenza in tale stato il flusso di dati digitali in arrivo dal convertitore viene ignorato. È il segnale di *trigger* a far sì che i dati digitalizzati vengano immagazzinati nel FIFO e di qui trasferiti nella memoria interna del DSP, che inizia a processarli in attesa di un segnale di validazione dell'evento dal sistema di acquisizione. Nel caso in cui non si abbia la validazione il DSP si riporta nello stato inattivo, in attesa di un nuovo segnale di *trigger*, altrimenti continua a trasferire informazioni dal FIFO e a processare i dati immagazzinati durante la finestra temporale dell'evento.[22]

### 2.5.1 *Pulse shape analysis* per i rivelatori PHOSWICH

Come risulta chiaro dai numerosi accenni nel testo, per l'analisi dei dati ottenuti con gli apparati del *set-up* sperimentale che stiamo descrivendo si fa largo uso della tecnica di identificazione dei prodotti di reazione mediante *pulse shape analysis*. Il processamento digitale dei segnali è in grado in questo senso di semplificare le catene elettroniche necessarie per ottenere dei risultati con questa tecnica, tanto per i *CsI* di GARFIELD che per i rivelatori phoswich. In particolare è su questi ultimi che ci soffermiamo, dal momento che un'analisi dei dati da essi forniti sarà presentata in dettaglio nel IV capitolo.

L'approccio analogico standard per l'identificazione mediante analisi della forma del segnale prodotto in *output* dal rivelatore phoswich consiste nell'integrazione in diversi intervalli temporali del segnale anodico, tramite l'utilizzo di moduli di integrazione di carica e conversione digitale QDC: una scelta appropriata delle larghezze di integrazione e dei ritardi rispetto allo START temporale dell'impulso di corrente (dato ad esempio da un CFD) permette di ottenere tre quantità indicate come *gate* A (gA), *gate* B (gB) e *gate* C (gC), che sono legate alla perdita di energia delle particelle nei tre strati successivi di scintillatore. Valori tipici per la scelta delle larghezze  $W$  e dei *delay*  $D$  sono:  $W_A = 50ns$ ,  $D_A = 0ns$ ,  $W_B = 250ns$ ,  $D_B = 250ns$ ,  $W_C = 1000ns$ ,  $D_C = 1000ns$ . Come vedremo con maggiore dettaglio nella sezione dedicata all'analisi dei dati sono le correlazioni gA in funzione di gB e gB in funzione di gC a fornirci la possibilità di effettuare una *particle identification*. La controparte digitale di questa procedura analogica risulta più semplice e fa utilizzo di un solo convertitore AD (anziché 3 QDC, 3 generatori di *gate* e tre generatori di *delay*). Accurati confronti tra le due procedure hanno dimostrato che le *performance* di identificazione raggiunte sono pari a quelle della procedura analogica nel caso delle correlazioni gA in funzione di gB e significativamente migliori per le correlazioni gB in funzione di gC. Questo risultato, unito alla già citata maggiore semplicità della catena elettronica digitale rispetto alla analogica, ha spinto alla scelta dell'approccio digitale nel *set-up* sperimentale in oggetto di studio.[21, 22]

### 2.5.2 Il tempo di volo digitale

Le informazioni sul segnale che possono essere ottenute dalla trattazione della sua digitalizzazione sono molteplici: in particolare in molti esperimenti di fisica nucleare si ha bisogno di una misura dell'intervallo temporale che intercorre tra l'arrivo delle particelle in due o più rivelatori. Il metodo standard utilizzato in un sistema analogico per il calcolo di questo tempo di volo è basato sull'utilizzo di

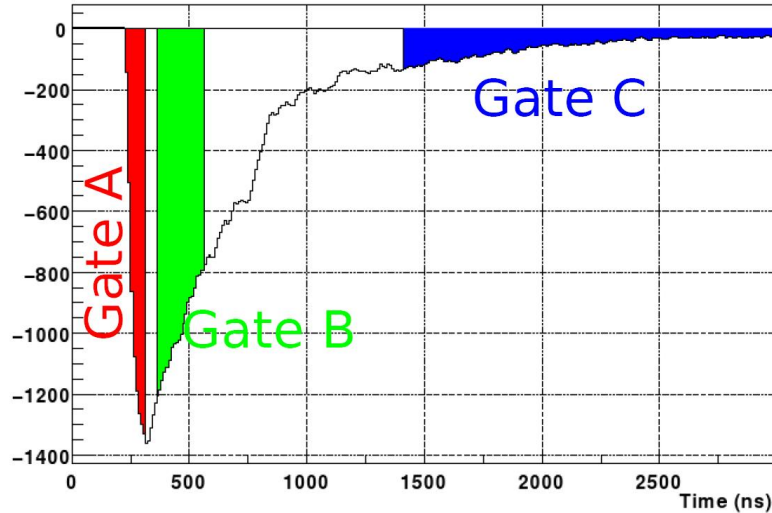


Figura 2.12: Segnale digitalizzato di una particella  $Z = 1$  in un rivelatore phoswich. Sono mostrati i tre *gate* di integrazione del segnale cui si fa riferimento nel testo.[22]

moduli *Time to Analog Converter* (TAC) che misurano l'intervallo temporale tra un segnale di START (ad esempio quello proveniente da un modulo TDC) e un segnale di STOP comune a tutti i moduli. Sempre nell'ambito della collaborazione NUCL-EX - FAZIA (*Four $\pi$  A and Z Identification Array*) è stata proposta la sostituzione della procedura analogica con una procedura digitale, che fa utilizzo di un nuovo meccanismo di sincronizzazione tra canali di campionamento digitali. L'idea di base di tale meccanismo è la sincronizzazione di tutti i canali di acquisizione digitale mediante un unico segnale analogico di riferimento. Come si può vedere nella rappresentazione schematica di figura (2.14) (cfr. anche figura (2.11)) tale segnale di riferimento (in questo caso un segnale sinusoidale) viene campionato quando lo *switch* analogico cambia posizione rispetto alle condizioni normali di acquisizione. Questo accade solo se l'evento viene validato e dopo la decorrenza dell'intervallo di tempo  $T_{detect}$  necessario per l'elaborazione del segnale e l'ottenimento di tutte le informazioni desiderate sullo stesso. Con lo *switch* nella nuova posizione il segnale di riferimento viene campionato per un intervallo di tempo  $T_{sync}$ , al termine del quale lo *switch* torna in posizione standard. Un esempio del segnale campionato così ottenuto è mostrato in figura (2.15). Con una soluzione di questo tipo si è certi che il segnale di riferimento non sia in alcun modo compromesso dal rumore del rivelatore (e viceversa, dal momento che il segnale di riferimento viene distribuito esclusivamente durante  $T_{sync}$ , grazie alla presenza di un *general gate* guidato dal sistema di *trigger*) e entrambi i campionamenti sono effettuati con il massimo rapporto segnale - rumore.

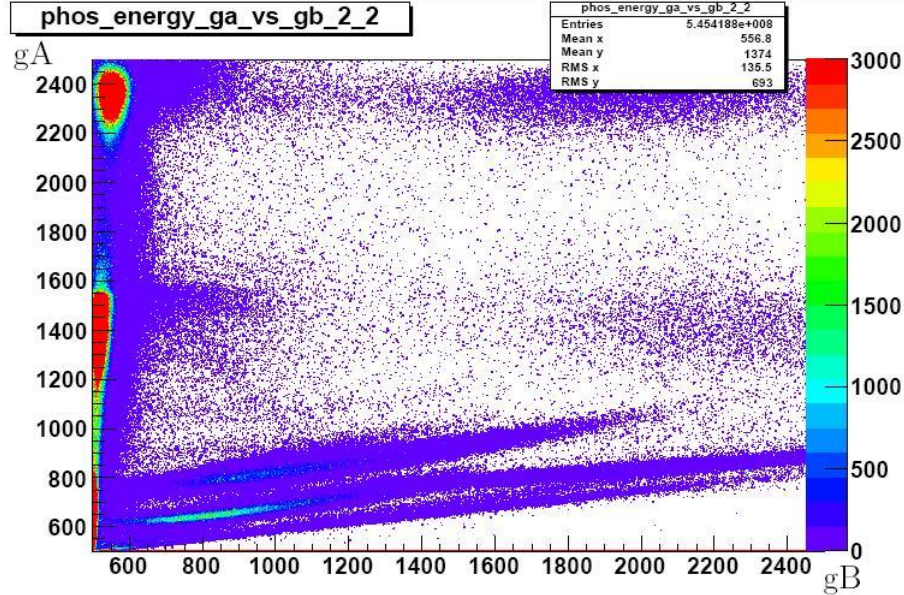


Figura 2.13: Correlazioni gA (asse verticale) vs gB (asse orizzontale) per un rivelatore phoswich (rivelatore 2 della *box* 3) (*a.u.*). Le strisce quasi orizzontali corrispondono a  $\gamma$ ,  $p$  e  $\alpha$ , i *bump* verticali dall'alto verso il basso a reazioni proiettile-bersaglio di tipo elastico, inelastico o elastico di proiettili degradati in energia, residuo di evaporazione. L'interpretazione di questi segnali sarà discussa in dettaglio nel IV capitolo.

Il canale di acquisizione digitale del rivelatore 1 è caratterizzato inoltre da una propria scala temporale interna, il cui zero  $k_1 = 0$  viene riportato all'istante  $t_0^1$  della scala temporale del segnale di *reference*. Rispetto alla scala temporale interna di 1 viene anche stabilito un marchio temporale digitale  $t_{DCFD}^1$  per il segnale del rivelatore campionato durante  $T_{detect}$ . La sincronizzazione  $\Delta t_{1-2}$  tra i due canali 1 e 2 sarà data da:

$$\Delta t_{1-2} = [t_{DCFD}^1 + t_0^1] - [t_{DCFD}^2 + t_0^2] \quad (2.1)$$

Nel caso di misure in cui si necessita di sincronizzazione con l'acceleratore (come la misura oggetto di questa tesi, che fa utilizzo di fasci pulsati), il metodo descritto viene applicato senza apportare modifiche, campionando in un canale dedicato il segnale di radiofrequenza (RF) dell'acceleratore e ricavandone l'*offset* temporale rispetto al segnale di riferimento. È con questa procedura che si calcola la variabile tempo di volo associata alle particelle rivelate dai phoswich, sulla cui calibrazione torneremo nel prossimo capitolo.

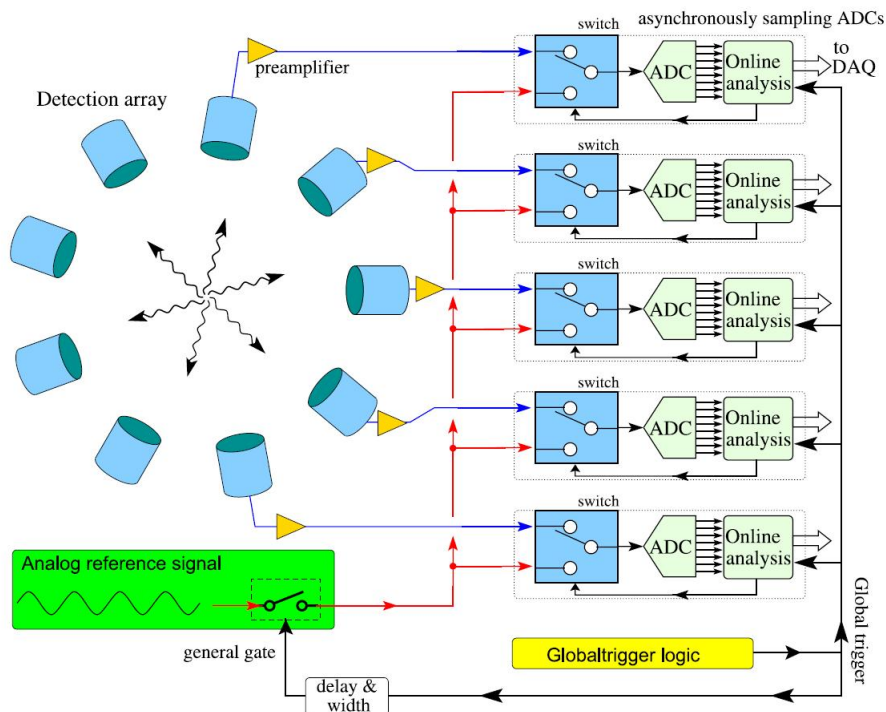


Figura 2.14: Catena elettronica per misure di tempo di volo o coincidenza tra segnali, mediante l'utilizzo di un segnale analogico comune di riferimento.[23]

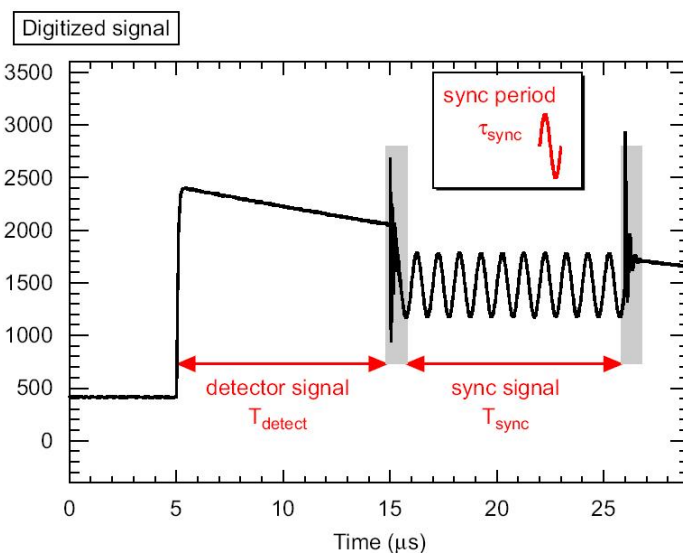


Figura 2.15: Esempio di segnale campionato con la catena elettronica di figura (2.14).[23]

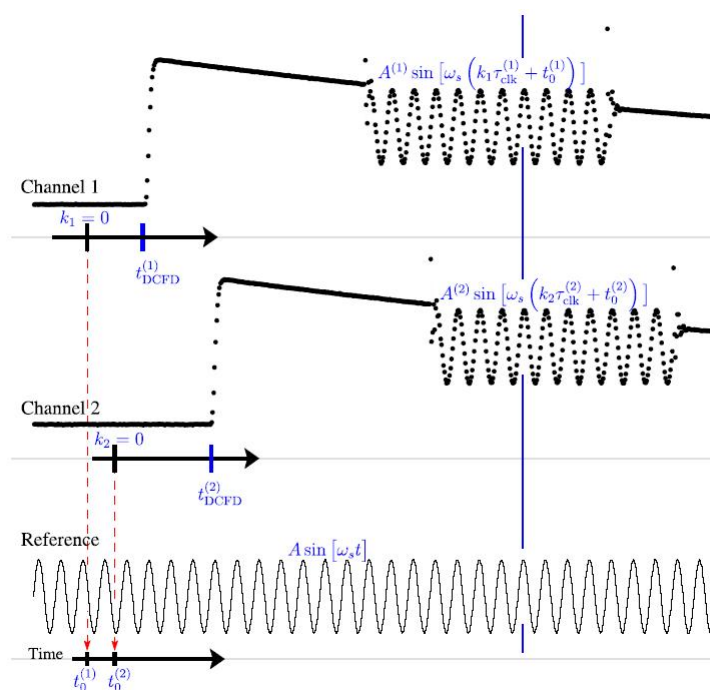


Figura 2.16: Esempio di sincronizzazione di due canali di campionamento con il metodo descritto nel testo.[23]



---

# Capitolo 3

## L'esperimento

L'esperimento è stato realizzato presso i Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL) nel mese di febbraio 2008. In questo capitolo vengono approfonditi alcuni aspetti della misura, dedicando particolare attenzione allo scopo della stessa, alla combinazione degli acceleratori utilizzati per ottenere i fasci, al sistema di *trigger* scelto e alle procedure di calibrazione e controllo dei rivelatori di ogni apparato. Come meglio specificato in seguito (vedi paragrafo 3.2), per la misura si è fatto utilizzo di fasci pulsati di  $^{40}\text{Ca}$  e  $^{37}\text{Cl}$ , di intensità pari a  $1\text{pnA}$  e risoluzione temporale  $\Delta t$  di circa  $1\text{ns}$ . I fasci sono stati generati dalla combinazione degli acceleratori TANDEM XTU e ALPI (Acceleratore Lineare Per Ioni) con periodo di ripetizione pari a  $200\text{ns}$  e indirizzati rispettivamente su bersagli di  $^{40}\text{Ca}$  e  $^{44}\text{Ca}$  con energie di 200 e 153.5  $\text{MeV}$ .

Nella seguente tabella sono schematicamente raccolte tutte le informazioni sulle reazioni e sui nuclei composti studiati, ottenute mediante il programma PACE4.[24]

REAZIONE	$E_{beam}$	$v_{beam}$	CN	$E_{CN}^*$	$v_{CN}^{recoil}$
$^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$	200 $\text{MeV}$	3.1 $\text{cm/ns}$	$^{80}\text{Zr}$	85.8 $\text{MeV}$	1.6 $\text{cm/ns}$
$^{37}\text{Cl} + ^{44}\text{Ca}$	153.5 $\text{MeV}$	2.8 $\text{cm/ns}$	$^{81}\text{Rb}$	85.6 $\text{MeV}$	1.3 $\text{cm/ns}$

### 3.1 Obiettivo della misura

L'esperimento descritto si propone come obiettivo la misura dell'isospin *mixing* in nuclei pesanti (nella regione di massa  $Z \approx 40$ ) a temperature dell'ordine di  $T \approx 2\text{MeV}$ . Tale studio è inteso a fornire un'ulteriore conferma sperimentale del ripristino della simmetria di isospin ad alte energie di eccitazione, fornendo inoltre una possibilità per chiarire quale sia la dipendenza del coefficiente di *mixing*  $\alpha_{>}^2$  dal numero di massa  $A$  con la sua misura nella regione  $A \approx 80$ . Studi di questo

genere sono già stati portati a termine su nuclei leggeri, nella regione di massa  $A = 30 - 60$ , attraverso l'analisi del decadimento statistico della GDR. Questi studi hanno dimostrato che è possibile estrapolare dalla misura del coefficiente di *mixing* a temperatura finita il valore dello stesso a  $T$  nulla, cioè nel *ground state* nucleare. Questa possibilità si rivela di grande importanza, dal momento che ci permette di avere indicazioni sul valore di  $\alpha_{>}^2$  per nuclei instabili con  $N = Z$  nella regione di massa intermedia e a  $T$  nulla, che difficilmente possono essere popolati con fasci stabili.

Il CN in oggetto di studio è lo  $^{80}\text{Zr}$ , con  $N = Z = 40$  e isospin nullo, e il decadimento del sistema termalizzato è confrontato, secondo una metodologia sperimentale ben consolidata, con quello del nucleo a  $I \neq 0$   $^{81}\text{Rb}$ , formato a circa la stessa energia di eccitazione di  $85 \text{ MeV}$ . Come si può dedurre dalla figura (3.1), modelli teorici diversi tra loro prevedono per il coefficiente di *mixing* nello  $^{80}\text{Zr}$  a  $T$  nulla un valore pari a circa il 3%. Per le giustificazioni teoriche addotte nel capitolo I ci si aspetta che ad una temperatura di  $T \approx 2 \text{ MeV}$  il valore misurato sia inferiore del 10-25% rispetto a quello del *ground state*.

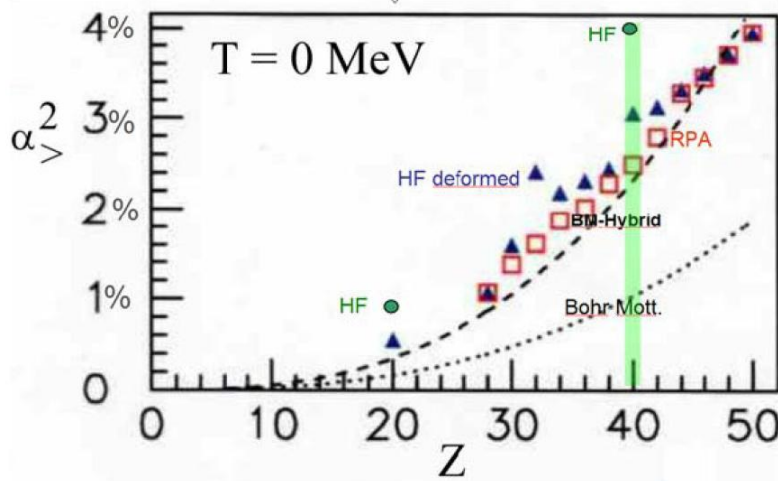


Figura 3.1: Previsioni di diversi modelli teorici per il coefficiente di isospin *mixing*  $\alpha_{>}^2$  in funzione del numero atomico nel *ground-state* di nuclei con  $N = Z$ . La previsione per lo  $^{80}\text{Zr}$  è di  $\alpha_{>}^2 \approx 3\%$ . [25]

Il complesso *set-up* sperimentale descritto nel II capitolo garantisce la possibilità di misure esclusive, caratterizzate da una sensibilità unica, in particolare per quel che riguarda la possibilità di verificare la termalizzazione dei CN nelle due reazioni

tramite gli spettri di emissione di particelle  $\alpha$ , pre-requisito essenziale per il confronto degli spettri gamma misurati con i calcoli di modello statistico. L'emissione di raggi  $\gamma$  prevista dal modello statistico nei due casi opposti di *mixing* completo e assenza di isospin *mixing* è riportata in figura (3.2); nell'inserto della figura è riportato il rapporto tra lo *yield* previsto nel caso di *mixing* completo e i due casi di assenza di *mixing* e *mixing* del 4%. [25]

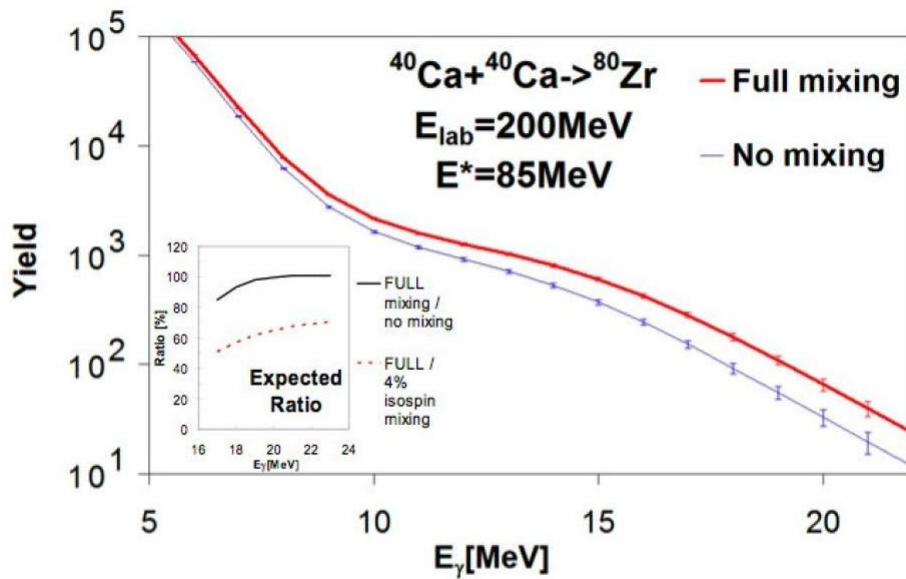


Figura 3.2: Calcoli di modello statistico per lo *yield* di raggi  $\gamma$  dalla reazione  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ . In rosso: caso di *mixing* completo ( $\Gamma_{>}^{\downarrow} = 100\text{MeV}$ ); in blu: assenza di *mixing* ( $\Gamma_{>}^{\downarrow} = 0$ ). Nell'inserto: rapporto tra lo *yield* previsto nel caso di *mixing* completo e i due casi di assenza di *mixing* e *mixing* atteso pari al 4%. [25]

## 3.2 L'acceleratore

I fasci utilizzati nell'esperimento sono stati generati dalla combinazione di due acceleratori: un acceleratore elettrostatico TANDEM XTU, usato come iniettore, ed un Linac, ALPI, usato come post-acceleratore. L'acceleratore TANDEM ha due stadi di accelerazione, con un terminale ad alta tensione. Tra queste due fasi di accelerazione lo stato di carica degli ioni viene modificato: gli ioni negativi (stato di carica -1) prodotti dalla sorgente vengono prima accelerati da un'alta tensione positiva, poi fatti passare attraverso uno o più strati di *stripper* (generalmente fogli di  $C$ ) dove perdono alcuni elettroni. Gli ioni positivi così ottenuti vengono infine

accelerati da un campo di polarità inversa rispetto al precedente, fino all'uscita. Il TANDEM XTU è caratterizzato da una tensione massima di  $14.5 \text{ MV}$ , può dunque accelerare gli ioni positivi fino ad un'energia di  $14.5 \cdot (n + 1) \text{ MeV}$ , dove  $n$  è lo stato di carica dello ione dopo il passaggio attraverso i fogli di *stripper*. Il fascio di ioni positivi viene poi iniettato nella serie di cavità risonanti superconduttrici di ALPI: l'energia del fascio aumenta ulteriormente ad ogni passaggio in una delle cavità, fino ad un valore in uscita che può arrivare a  $E = (35 \cdot n) \text{ MeV}$  per ioni con  $A < 130$ . Come anticipato nell'introduzione di questo capitolo si è fatto utilizzo di fasci di  $^{40}\text{Ca}$  e  $^{37}\text{Cl}$  pulsati, costituiti cioè da pacchetti di ioni raggruppati distanti tra loro un intervallo fisso di tempo. Il fascio pulsato si ottiene a partire dal fascio continuo mediante:

- il *Buncher*, che crea due fronti d'onda ad una distanza temporale fissa, addensando il fascio in corrispondenza della parte lineare di un'onda sinusoidale a  $5 \text{ MHz}$ . Di qui la possibilità di disporre, presso i LNL, di fasci pulsati con una temporizzazione a multipli di  $200 \text{ ns}$ ;
- il *Chopper*, che elimina con un deflettore elettrostatico il fascio residuo tra un fronte d'onda e il seguente, che andrebbe a costituire un fondo per la misura.

Il *Chopper* lascia passare il fascio all'interno di una finestra temporale in cui entra in azione il *Buncher* e la loro azione combinata dà il fascio pulsato, costituito da fronti d'onda compatti e equispaziati.

Il fascio così ottenuto viene trasportato mediante un apposito sistema di dipoli e quadrupoli elettromagnetici fino alla sala dei LNL dove è ubicata la camera di *scattering* di GARFIELD e indirizzato infine sui bersagli sostenuti dal sistema portatarget all'interno della camera stessa. Oltre ai due bersagli di  $^{40}\text{Ca}$  e  $^{44}\text{Ca}$  è disponibile anche un bersaglio di allumina ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) con un foro di diametro pari a  $3 \text{ mm}$ : se colpito dal fascio tale materiale si rivela luminescente, il che permette quindi, agli operatori che monitorano la situazione grazie alle riprese di una telecamera, di focalizzare accuratamente il fascio prima della sostituzione dell'allumina con il bersaglio su cui si vuole andare a studiare la reazione. I due bersagli di  $^{40}\text{Ca}$  e  $^{44}\text{Ca}$  utilizzati per la misura hanno spessore pari a  $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ , con rivestimento di  $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  di  $\text{C}$  su entrambi i lati che li protegge dall'ossidazione.

Di grande importanza in un esperimento in cui la discriminazione dei prodotti di reazione avviene anche in base alla misura del tempo di volo degli stessi (come nel caso della discriminazione tra  $\gamma$  e neutroni nei rivelatori  $\text{BaF}_2$ ) è la risoluzione temporale  $\Delta t$  del fascio pulsato, vale a dire cioè, l'allargamento in tempo dei pacchetti di ioni di cui esso si costituisce. La temporizzazione del fascio è tenuta sotto

controllo nell'esperimento mediante un rivelatore plastico veloce posto in avanti ad un angolo di circa  $2^\circ$  sulla direzione di incidenza, in modo da rivelare lo *scattering* elastico dei nuclei proiettili sui nuclei del bersaglio. Sottraendo evento per evento dal tempo misurato dal TDC di tale rivelatore plastico quello misurato dal TDC della RF si ottiene, a meno di una costante, lo spettro del tempo di volo dei nuclei diffusi elasticamente. Data la ridotta copertura in angolo solido del plastico ( $d\Omega \approx 0.018 \text{msr}$ ), il tempo di volo degli ioni diffusi è praticamente costante e, visto che la risoluzione temporale intrinseca di tale rivelatore è piccola ( $\approx 100 - 200 \text{ps}$ ), la larghezza dello spettro così ottenuto è data esclusivamente dalla risoluzione del fascio. Tale risoluzione, data dalla FWHM del singolo picco presente nello spettro del tempo di volo, è risultata durante la misura stabile e circa pari a  $1 \text{ns}$ .

Dopo aver attraversato il bersaglio il fascio viene raccolto in un pozzo di spegnimento che permette di misurarne l'intensità durante la misura. L'intensità richiesta per i fasci utilizzati è di circa  $1 \text{pnA}$ , dove l'unità di misura dell'intensità di fascio *particle-nA* è definita come il rapporto tra l'intensità di corrente in *nA* generata dal fascio di ioni carichi e lo stato di carica degli ioni stessi.[26]

### 3.3 Il sistema di *trigger*

Uno degli aspetti fondamentali di ogni esperimento è la selezione degli eventi fisici di interesse, dallo studio dei quali è possibile ricavare le informazioni che costituiscono l'obiettivo stesso della misura. Tale selezione viene effettuata attraverso l'imposizione di condizioni logiche sui segnali provenienti dai diversi apparati che costituiscono nel loro insieme il *set-up* sperimentale. Tutto ciò si esplica nella scelta di un accurato sistema di *trigger*.

Negli esperimenti di GDR il processo fisico da selezionare è la formazione del nucleo composto, dato dalla fusione di nucleo proiettile e bersaglio in un sistema all'equilibrio termico. Nel successivo processo di decadimento del CN si vuole poi studiare l'emissione di LCP e raggi  $\gamma$ . Di fondamentale importanza per la misura qui descritta è dunque la presenza di un residuo di evaporazione (*Evaporation Residue* o ER) del CN, rivelata dagli scintillatori phoswich, che testimonia appunto l'avvenuta formazione e decadimento del nucleo composto. Ciò che si cerca è quindi la coincidenza di tale segnale con i segnali delle LCP (OR dei rivelatori *CsI*) di GARFIELD o dei gamma (OR degli scintillatori *BaF<sub>2</sub>*) di HECTOR. È inoltre possibile la scelta dei soli OR GARFIELD e OR HECTOR in qualità di *trigger* inclusivi, rispettivamente per le particelle cariche leggere e per i raggi  $\gamma$  e con un'opportuno fattore di riduzione per limitarne il *counting-rate*.

Un passaggio necessario per la creazione di *trigger* di coincidenza efficaci è l'applicazione di una *acceptance window* a livello *hardware* per i rivelatori phoswich. Tali rivelatori infatti, per il posizionamento a piccoli angoli in avanti, sono colpiti da un elevatissimo numero di nuclei proiettili diffusi elasticamente, con *counting rate* dell'ordine del  $kHz$ . La richiesta di coincidenza tra i segnali acquisiti dai phoswich e i segnali di  $\gamma$  di alta energia o LCP elimina di per sè gran parte degli eventi di *scattering* elastico, ma non risulta sufficiente per l'eliminazione di eventi spuri, in cui ad esempio si sia acquisito il segnale di un nucleo diffuso elasticamente in un'interazione in coincidenza con le LCP prodotte in un'interazione diversa. Se inoltre il *trigger* di coincidenza fosse generato a partire da un segnale di qualunque ampiezza nei phoswich, l'acquisizione partirebbe anche per eventi con LCP nei phoswich e LCP o  $\gamma$  negli altri rivelatori, senza cioè alcun ER. Per una migliore selezione degli eventi di fusione, sfruttando il trattamento specifico (ossia la sola acquisizione del segnale mediante elettronica digitale) dei 32 canali provenienti dai rivelatori phoswich, si è allora fatto ricorso ad una selezione a *single-channel* basata su una scheda FPGA (*Field Programmable Gate Array*). Il segnale dei phoswich utile per il *trigger* viene quindi accettato solo all'interno di una finestra di ampiezza regolata dalle soglie energetiche *low* e *high*, in modo da escludere i segnali di nuclei diffusi elasticamente (molto grandi) e quelli corrispondenti alle particelle leggere (più piccoli), cosicchè tale finestra risulti centrata sui segnali degli ER. Vale a dire, per i diversi tipi di segnali in questione:

$$\begin{aligned} elastic &> high\ threshold \\ low\ threshold &< fused < high\ threshold \\ LCP &< low\ threshold \end{aligned}$$

È questo che si intende con l'utilizzo della denominazione OR PHOS FUSED per il segnale di OR dei rivelatori phoswich che viene utilizzato per generare i *trigger* di coincidenza tra il residuo di evaporazione e i gamma o tra il residuo e le LCP, permettendo, a livello di acquisizione, una prima selezione degli eventi di interesse<sup>1</sup>. In sintesi, ecco l'elenco finale dei *trigger* di misura disponibili:

- (OR HECTOR) AND (OR PHOS FUSED)
- (OR GARFIELD) AND (OR PHOS FUSED)

---

<sup>1</sup>A livello dell'analisi successiva dei segnali dei rivelatori phoswich gli eventi vengono ulteriormente selezionati in base alle correlazioni tra l'energia e i tempi di volo dei prodotti di reazione nei rivelatori, che, come vedremo in dettaglio in seguito, permettono di identificare i segnali dei residui.

- OR HECTOR
- OR GARFIELD
- OR PHOS FUSED
- (TIME CALIBRATOR, PULSER) OR PLASTICO

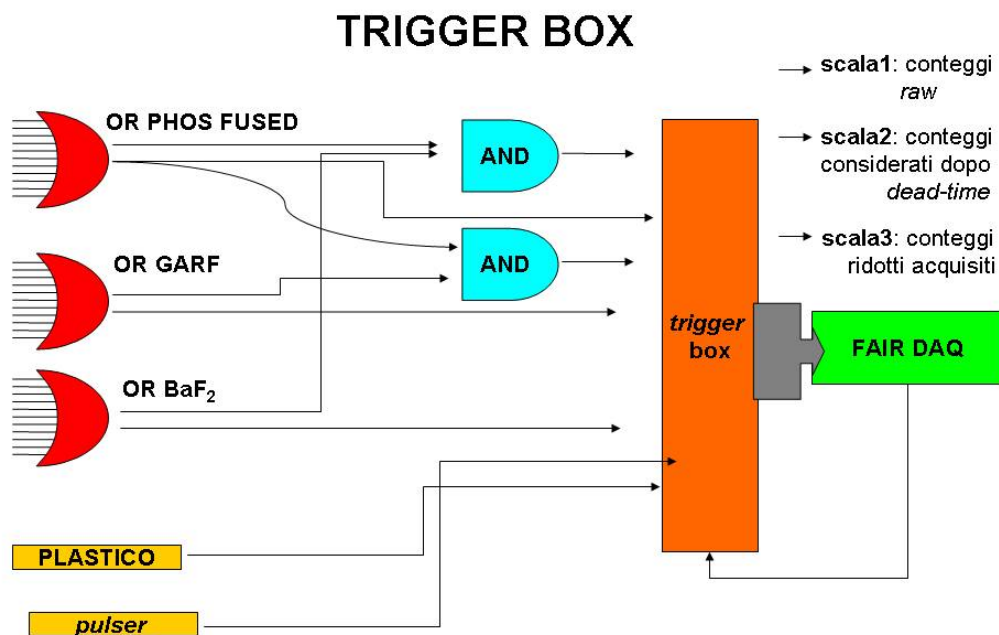


Figura 3.3: Schema del sistema di *trigger* utilizzato per la misura e descritto nel testo. In figura sono anche elencati i parametri in *output* relativi ai conteggi: conteggi *raw*; conteggi considerati dopo il *dead-time* dei rivelatori; conteggi ridotti acquisiti.

In condizioni *standard* di misura il *main trigger* è dato dall'OR dei *trigger* elencati, ad esclusione dell'ultimo. Tale OR dà il COMMON START al sistema di acquisizione. Lo STOP, per ciascun canale di TDC, è dato dal segnale (con formazione veloce) proveniente dal corrispondente rivelatore oppure, nel caso della RF, dal segnale a onda quadra a 5 MHz preso all'uscita di un discriminatore. Via controllo *software* è possibile abilitare o disabilitare ciascuno dei *trigger* elencati e stabilire

gli eventuali fattori di riduzione ad essi associati.

Il *trigger* denominato TIME CALIBRATOR, PULSER è quello in corrispondenza del quale si acquisisce utilizzando come sorgente un generatore di impulsi a distanza temporale fissa di 200 *ns*, in maniera tale da controllare la stabilità della risposta dell'elettronica nel corso della misura e da poter calibrare temporalmente gli spettri di TDC, ricavando la legge di conversione canali - *ns* per le variabili temporali di interesse. La variabile tempo di volo associata ai rivelatori phoswich viene invece calcolata secondo la procedura descritta nel paragrafo (2.5.2) e calibrata di conseguenza, come vedremo con maggiore dettaglio in seguito.

Il *trigger* denominato PLASTICO è invece il *trigger* prodotto dallo scintillatore plastico veloce descritto precedentemente. Tale *trigger* si apre essenzialmente per ioni diffusi elasticamente sul plastico e consente la misura della dispersione temporale del fascio. Esso può inoltre essere utilizzato come *monitor* per consentire una determinazione assoluta della sezione d'urto del processo di interesse, previa normalizzazione alla sezione d'urto Rutherford misurata dal plastico.[27]

### 3.4 La calibrazione

Per ottenere tutte le possibili informazioni da un apparato di misura complesso come quello utilizzato nell'esperimento in oggetto di studio è necessaria un'accurata e attenta calibrazione di ogni rivelatore. Descriviamo brevemente in seguito la procedura di calibrazione dei rivelatori  $BaF_2$  e dei phoswich. È infatti sui dati da essi forniti che si basa il lavoro di analisi descritto nel prossimo capitolo. La calibrazione dell'apparato GARFIELD e la successiva analisi dei segnali delle LCP saranno effettuate in un secondo tempo.

#### 3.4.1 La calibrazione dei rivelatori $BaF_2$

Dai rivelatori  $BaF_2$  si ottengono tre segnali, uno di tempo e due di energia associati all'integrazione delle due componenti *fast* e *slow* del segnale prodotto in *output* da ciascuno scintillatore.

Per quel che riguarda la calibrazione della variabile tempo di volo si ha bisogno della conversione in *ns* dei canali degli spettri di TDC, ottenuta dall'analisi dei *run* di *pulser*, più l'opportuna sottrazione della RF, il cui contrassegno temporale deve essere anch'esso convertito in *ns*.

Per la calibrazione della variabile energetica è richiesta invece la produzione di un segnale da  $\gamma$  di energia nota e ben definita. A questo scopo si utilizza la reazione

${}^2D({}^{11}B; n \gamma){}^{12}C$ , in cui la diseccitazione del  ${}^{12}C$  avviene nel 90% dei casi attraverso l'emissione di un  $\gamma$  di energia pari a  $15.1 \text{ MeV}$ . Si tratta di un'energia nel *range* caratteristico della GDR, che fornisce quindi un punto di calibrazione utilizzato comunemente in misure di questo tipo. In figura (3.4) è mostrato lo spettro caratteristico della reazione con il  ${}^{11}B$ . È possibile osservare come il picco presente nello spettro non si posizioni esattamente a  $15.1 \text{ MeV}$  ma ad un'energia inferiore (circa  $15.1 - 0.5 \text{ MeV}$ ), a causa della predominanza del picco di *escape* sul fotopicco di reazione (vedi paragrafo 2.2). Sempre in figura (3.4), la simulazione GEANT della risposta di uno scintillatore  $BaF_2$  di stesse caratteristiche all'interazione di  $\gamma$  monocromatici di energia pari a  $15.1 \text{ MeV}$  giustifica lo spettro sperimentale ottenuto.

Un ulteriore punto di calibrazione a energie inferiori viene dallo spettro della radioattività interna dei rivelatori, alla quale abbiamo fatto accenno nel paragrafo (2.2). La scintillazione di fondo, dovuta alla presenza di una piccola percentuale di radio, fa sì che lo spettro energetico del rivelatore in assenza di sorgenti sia caratterizzato da 4 picchi di diseccitazione  $\alpha$  del  $Ra$  a energie definite. In figura (3.6), ad energie ancora inferiori, va a sovrapporsi allo spettro della radioattività naturale il picco dovuto alla diseccitazione di una sorgente di  $Cs$  posta nella camera in prossimità dei  $BaF_2$ . Il quarto picco della radioattività naturale è stato utilizzato come secondo punto di calibrazione per i dati della misura in oggetto di studio.

Un ulteriore effetto di cui si deve tener conto quando si considerano le variabili energetiche è la necessità di una correzione Doppler per le energie dei  $\gamma$  emessi da sorgenti in movimento. Tale correzione si calcola secondo la:

$$E_{dc} = E \cdot \frac{1 - \beta \cos \theta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.1)$$

dove  $E_{dc}$  è l'energia *doppler corrected*,  $E$  è il valore in energia misurato e  $\theta$  è l'angolo di posizionamento del rivelatore misurato rispetto alla direzione di incidenza del fascio (che coincide con la direzione di volo del CN sorgente). Come risulta dalla tabella presentata nell'introduzione di questo capitolo i CN delle reazioni  ${}^{40}Ca + {}^{40}Ca$  e  ${}^{37}Cl + {}^{44}Ca$  sono prodotti con velocità elevate, cui corrispondono rispettivamente fattori  $\beta_{Zr} = 0.052$  e  $\beta_{Rb} = 0.043$ . Allo stesso modo il  ${}^{12}C$  della reazione con il  ${}^{11}B$  viene prodotto con un'energia tale per cui lo spostamento Doppler può ammontare fino a più del 5%, in corrispondenza di un  $\beta_C = 0.061$ . Di questo effetto è importante quindi tener conto anche in fase di calibrazione.

La risposta lineare dei  $BaF_2$  permette dunque di ottenere, dati i due punti di calibrazione, i due coefficienti della retta di calibrazione di ciascun rivelatore. Come *check* di qualità della calibrazione ottenuta si valuta infine la sovrapposizione degli spettri

calibrati e *doppler corrected* degli 8 rivelatori per la reazione col  $^{11}\text{B}$ , riportata in figura (3.5).[3]

### 3.4.2 La calibrazione dei rivelatori phoswich

Nel paragrafo (2.5.2) è stata descritta in dettaglio la procedura di sincronizzazione tra canali di campionamento digitale cui si è fatto ricorso nella misura in oggetto di analisi. Secondo tale procedura la variabile tempo di volo associata ai rivelatori phoswich viene dedotta dalla sincronizzazione con l'acceleratore, mediante il calcolo dell'*offset* temporale del segnale della RF (il cui contrassegno temporale  $t_{RF}$  viene campionato in un canale dedicato) rispetto ad un segnale di riferimento sinusoidale utilizzato come *reference* assoluta (variabile temporale denominata  $t_{sync}$ ). Valutando inoltre nella scala temporale di riferimento del singolo canale di acquisizione del rivelatore l'istante  $t_{ref}$  del campionamento dello stesso segnale di *reference* e il marchio temporale  $t_{CFD}$  del superamento della soglia di conversione digitale del vero e proprio segnale dell'interazione nel *detector*, si ha infine:

$$tof_{PHOS} = (t_{CFD} - t_{ref}) - (t_{RF} - t_{sync}) \quad (3.2)$$

dove le variabili  $t_{RF}$  e  $t_{sync}$  devono essere opportunamente convertite in *ns*, con legge di conversione ricavata ancora una volta dall'analisi dei *run* di *pulser* sui canali dei TDC loro dedicati.

Non si è invece provveduto alla calibrazione delle variabili energetiche gA, gB e gC, dal momento che, come già spiegato, lo scopo primario dell'analisi degli spettri dei rivelatori phoswich è l'identificazione del segnale dell'ER, senza particolari necessità per il momento di informazioni energetiche a riguardo. Per giustificare la loro rappresentazione negli spettri presentati nel prossimo capitolo si sottolinea soltanto che tali variabili sono caratterizzate a livello *hardware* da un *offset* fisso di 500 canali.[28]

## 3.5 Procedure di regolazione e controllo

Operazioni preliminari di regolazione dell'elettronica tradizionale quali la messa a punto delle soglie dei CFD e la determinazione dei piedistalli per i canali di ADC sono di grande importanza per la riuscita della misura. L'opportuna regolazione delle soglie dei CFD permette di evitare che il *trigger* parta su rumore anziché sui segnali prodotti da eventi fisici. La determinazione del segnale di piedistallo per gli ADC serve a fare in modo che non si acquisisca del rumore, evitando così di rallentare l'acquisizione e di aumentare il tempo morto del rivelatore. Nel valore di piedistallo

da determinare sperimentalmente per ciascun canale confluiscono l'*offset* intrinseco del singolo modulo di elettronica e l'*offset* introdotto dagli amplificatori, che ad esempio nel caso di GARFIELD è diverso per i segnali a basso e alto guadagno. Un'accurata regolazione di queste amplificazioni è inoltre necessaria per garantire che non vadano persi nè i segnali di minore nè quelli di maggiore ampiezza. Una volta eseguita una misura dei piedistalli con tutta l'elettronica accesa (dunque in condizioni *standard* di misura), le soglie su ciascun canale di ADC sono state regolate ad un valore il più possibile vicino al canale corrispondente alla fine del picco del piedistallo. Oltre a ciò è necessaria un'accurata regolazione delle tensioni di tutti i rivelatori, così da garantire la stabilità della risposta dell'elettronica durante la misura.

Tale stabilità può essere controllata anche grazie alla possibilità di visualizzare *on line* i dati raccolti. A questo scopo si è fatto utilizzo di un *software* sviluppato ad hoc nell'ambito della collaborazione NUCL-EX. Il programma, denominato GARFIELD Monitor, fa utilizzo delle librerie del programma di analisi dati ROOT, sia per la *Graphical User Interface* (GUI) che per la definizione delle classi di istogrammi 1D e 2D. Il programma rende quindi possibile la visualizzazione di un numero arbitrario di matrici mono- o bidimensionali, con dati sperimentali *raw* o variabili pre-processate (ad esempio combinazioni di parametri sperimentali o variabili calibrate linearmente *on the fly*, in modo cioè non definitivo). Tutto ciò fa in modo che siano messi più rapidamente in evidenza e di conseguenza risolti eventuali problemi che possono insorgere durante la misura.[29]

## 3.6 Il sistema di acquisizione

Il sistema di acquisizione dati utilizzato in un esperimento di questo tipo deve essere un sistema potente e flessibile, in grado di gestire un elevato numero di parametri. In questo caso si tratta di un sistema appositamente sviluppato per l'apparato GARFIELD nell'ambito del gruppo NUCL-EX dalla sezione di Napoli dell'INFN e recentemente integrato dalla sezione di Firenze per consentire l'inserimento dei moduli di elettronica digitale. Tale sistema è basato su *front-end* di tipo FAIR (*Fast Interface Read-out*) e consiste in un BUS di tipo ECL (*Emitter-Coupled Logic*, standard di logica veloce) dedicato al *read-out* di apparecchiature modulari. La velocità di trasmissione dei dati sul BUS è di 1.25 Gbit/s e l'architettura di questo sistema è a due livelli:

- a livello inferiore i singoli moduli *front-end* (ADC, TDC) di uno stesso segmento (appartenenti ad uno stesso *crate* di alimentazione) comunicano con lo

stesso *segment controller* (SEGC);

- a livello superiore i singoli SEGC comunicano con il *system controller* (SYSC).

I *segment controller* permettono in sede di analisi di avere un' identificazione evento per evento del *trigger* che ha fatto scattare l'acquisizione dello stesso. Ciò è reso possibile dalla definizione e successiva memorizzazione per ciascun evento di una variabile logica di *trigger*: tali variabili hanno valore pari ad 1 nel caso in cui l'evento corrispondente sia stato acquisito con il *trigger* di misura che esse rappresentano, pari a 0 altrimenti. Ricordiamo che in condizioni *standard* di misura il *main trigger* dell'esperimento è dato dall'OR dei *trigger* elencati nel paragrafo (3.3).

Tutte le operazioni del sistema di acquisizione sono gestite a basso livello senza la necessità di protocolli *software*, utilizzando una procedura di autoconfigurazione che è in grado di riconoscere automaticamente il modulo interrogato e la sua posizione nel sistema tramite l'assegnazione di un *virtual station number* (VSN).[3]

La scrittura dei dati è stata effettuata direttamente su disco rigido. Per ogni evento sono quindi registrati tutti i segnali acquisiti dagli apparati dell'intero *set-up* sperimentale più altri parametri utili alla calibrazione o all'analisi *off-line*, nella fattispecie:

- segnali dai rivelatori dell'apparato GARFIELD: segnali ad alto e basso guadagno per ciascuno dei 192 rivelatori *CsI* e ciascuna delle 96 microstrip, più un segnale di tempo per ciascuna microstrip. A questi vanno ad aggiungersi per ogni *CsI* le due integrazioni della componente lenta e veloce del segnale e altri 3 parametri digitali (*baseline*, *rawmax*, *slow-psa*) per un totale di  $(7 \times 192) + (3 \times 96) = 1667$  parametri;
- segnali dagli 8 *BaF<sub>2</sub>* di HECTOR: 3 segnali per ciascuno scintillatore, due corrispondenti all'integrazione della componente rapida e lenta del segnale di ciascuno più un segnale di tempo per ogni rivelatore, per un totale di  $3 \times 8 = 24$  parametri;
- segnali dai rivelatori phoswich: per ciascuno dei 32 rivelatori si registrano le tre variabili energetiche gA, gB e gC, le variabili temporali  $t_{ref}$  e  $t_{CFD}$  utilizzate per il calcolo del tempo di volo secondo la procedura descritta precedentemente, due parametri digitali (*baseline* e *rawmax*) più una variabile tempo di volo che si ottiene da una calibrazione *on the fly* ed è utilizzata solo a fini di controllo durante la misura, ma non per l'analisi successiva. Il totale dei parametri ammonta dunque a  $8 \times 32 = 256$ ;

- 2 segnali di tempo della RF dell'acceleratore (tra i quali il segnale precedentemente indicato come  $t_{RF}$ ), un segnale di tempo dallo scintillatore plastico veloce per il controllo della risoluzione temporale del fascio e il segnale di tempo  $t_{sync}$  dedicato alla sincronizzazione dei canali di campionamento digitali, per un totale di altri 4 segnali;
- 6 variabili logiche di *trigger*.

Il totale complessivo dei parametri gestiti dal sistema di acquisizione che possono essere registrati al massimo per ogni evento è quindi circa 2000. È evidente che la numerosità di tali parametri deriva sia dalla scelta di una rivelazione a  $4\pi$  dei prodotti di reazione che dall'utilizzo combinato di elettronica analogica e digitale. Gli sforzi computazionali necessari a sostenere tali scelte sono pienamente ripagati dalle potenzialità dell'analisi dei dati così raccolti: avendo a disposizione l'intero *set* di variabili per ogni evento è infatti possibile ottenere una completa ricostruzione fisica dello stesso.

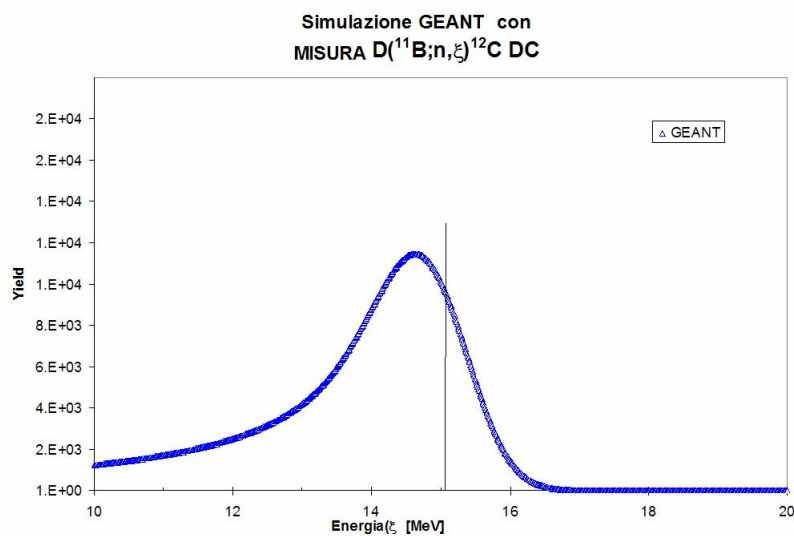
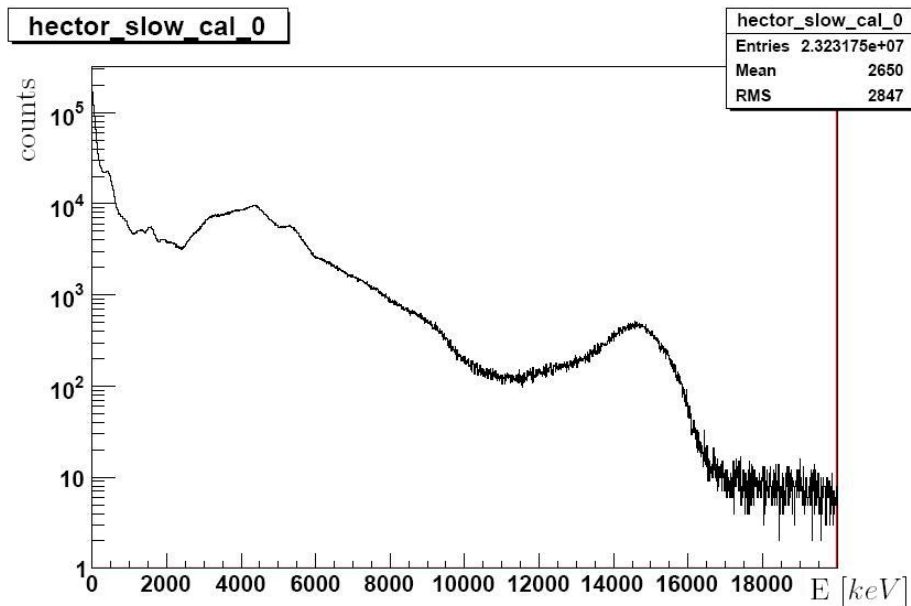


Figura 3.4: In alto: spettro in energia caratteristico di un rivelatore  $BaF_2$  per la reazione  $^2D(^{11}\text{B}; n, \gamma)^{12}\text{C}$ . In basso: simulazione GEANT dell'interazione di  $\gamma$  monocromatici di energia  $15.1 \text{ MeV}$  con un rivelatore  $BaF_2$ . In entrambi i casi è evidente il picco della diseccitazione del CN  $^{12}\text{C}$  tramite emissione gamma, a energia inferiore rispetto ai  $15.1 \text{ MeV}$  dei  $\gamma$  emessi per la predominanza del picco di *escape* sul fotopicco di reazione.

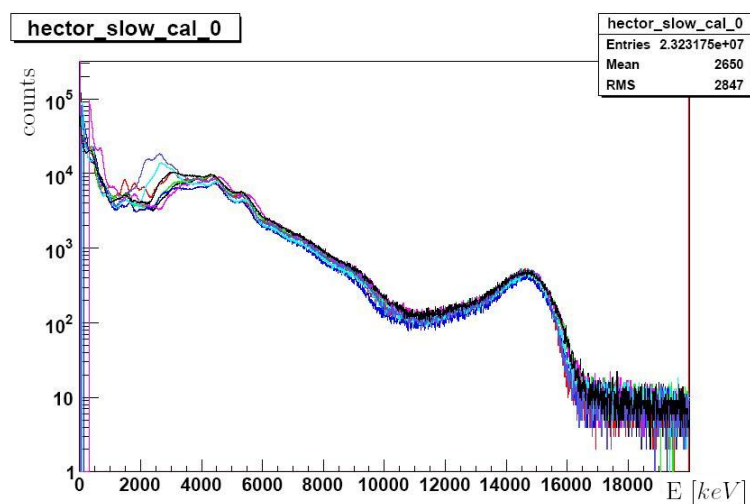


Figura 3.5: Sovrapposizione degli spettri calibrati e *doppler corrected* degli 8 rivelatori per la reazione col  $^{11}B$ .

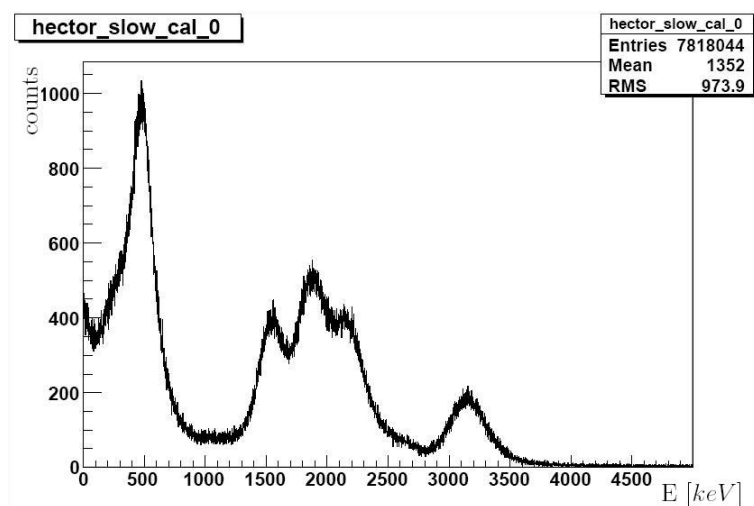


Figura 3.6: Spettro della radioattività naturale interna caratteristica di un rivelatore  $BaF_2$ , con in evidenza i 4 picchi della diseccitazione del  $Ra$  oltre i 1300  $KeV$ . Ad essi si va ad aggiungere un picco ad energia inferiore, dovuto alla presenza di una sorgente di  $Cs$  in prossimità del rivelatore.

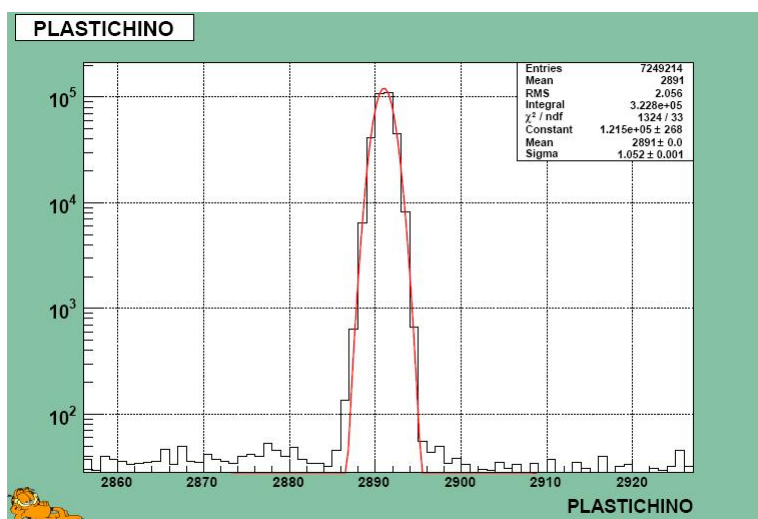


Figura 3.7: *Screenshot* della GUI del programma GARFIELD Monitor: spettro dei tempi di volo del rivelatore plastico veloce utilizzato per tenere sotto controllo la risoluzione temporale del fascio. Dai parametri del *fit* gaussiano del picco e dalla conversione del tempo di volo in *ns* (previa sottrazione della RF) si ottiene una risoluzione variabile tra gli 1 e i 2 *ns* nel corso della misura.

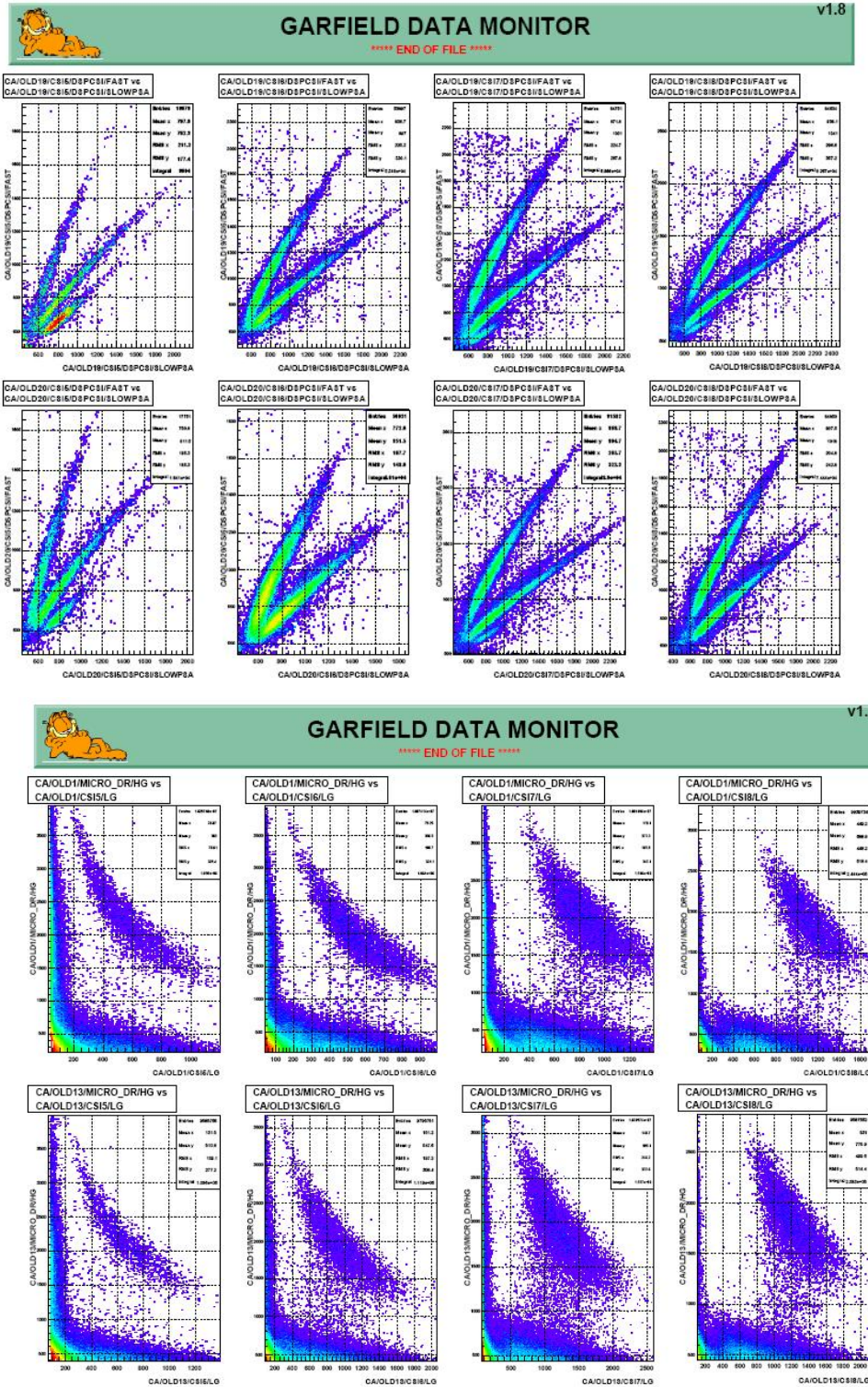


Figura 3.8: Screenshot della GUI del programma GARFIELD Monitor, in cui sono visualizzati: in alto, spettri *fast* vs *slow* dei rivelatori *CsI* di due settori di GARFIELD; in basso, matrici  $\Delta E - E$  ottenute con i segnali di una microstrip e dei 4 *CsI* per due settori di GARFIELD.



---

# Capitolo 4

## Analisi dell'esperimento

L'obiettivo dell'analisi dei dati raccolti per entrambe le reazioni  $^{37}\text{Cl} + ^{44}\text{Ca}$  e  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  è duplice: da un lato bisogna ovviamente individuare gli eventi di decadimento della GDR tramite la rivelazione in coincidenza dei gamma di alta energia e dei residui di evaporazione dei nuclei composti; dall'altro bisogna preoccuparsi di ottenere spettri in energia dei rivelatori  $\text{BaF}_2$  in cui siano i soli gamma a contribuire, eliminando quindi i segnali di altri prodotti del decadimento (soprattutto  $n$ , ma anche  $p$  o  $\alpha$ ) la cui emissione è favorita rispetto a quella dei gamma di GDR e che possono essere emessi prima, dopo o in alternativa a questi ultimi, fintanto che l'energia del CN si mantiene superiore all'energia di legame.

### 4.1 L'utilizzo di tagli grafici

Per l'analisi dei dati dell'esperimento si fa utilizzo del pacchetto *software object-oriented* ROOT, sviluppato al CERN per la fisica delle alte energie.[30]

Una tecnica particolarmente usata è la selezione di eventi mediante tagli grafici su spettri bidimensionali. A questo proposito si utilizzano gli oggetti della classe TCutG di ROOT: si tratta di poligoni chiusi (il primo e l'ultimo punto del *cut* grafico coincidono tra loro) che vanno a individuare la zona ad essi interna in un generico *plot* bidimensionale  $(x,y)$ . Il metodo IsInside della classe TCutG fornisce quindi la possibilità di definire nei codici di lettura dei dati una condizione logica che sia soddisfatta (valore restituito pari ad 1) quando un punto del *plot* è interno alla zona definita dal poligono, non soddisfatta (valore restituito pari a 0) altrimenti. Dire che un punto appartiene all'area selezionata significa ovviamente dire che l'evento che esso rappresenta è caratterizzato da valori delle grandezze fisiche  $x$  e  $y$  appartenenti

a un determinato *range*, il che può renderlo identificabile come un evento di un certo tipo. In altre parole, includere un punto all'interno di tale area equivale a porre determinate condizioni sui parametri misurati dai rivelatori.

Ciò che si sfrutta è il fatto che un evento viene registrato su disco rigido nella sua interezza, vale a dire, l'identità dello stesso è stabilita dai valori dell'intera serie di variabili acquisite da tutti i rivelatori del *set-up* sperimentale che in corrispondenza di esso hanno dato un segnale (si veda a questo proposito il paragrafo 3.6). Questo garantisce la possibilità di controlli incrociati: se un *plot* bidimensionale  $(x,y)$  è tale per cui in esso si identificano chiaramente i segnali provenienti dagli eventi di classe A, una volta selezionati questi segnali con un *cut* grafico si può andare a vedere in quale zona del *plot*  $(z,w)$  si posizionano i segnali dovuti alla stessa classe di eventi. Ad esempio, nelle matrici di tipo *fast vs slow* ottenute dalle correlazioni tra i vari segnali energetici dei rivelatori phoswich è possibile identificare visivamente le LCP. Con un *cut* grafico si può quindi procedere alla selezione dei loro segnali. Si può poi richiedere che in uno spettro bidimensionale dell'energia in funzione del tempo di volo dei prodotti di reazione per gli stessi rivelatori vengano rappresentati soltanto quei segnali corrispondenti agli eventi che hanno dato un segnale interno alla zona dello spettro *fast vs slow* individuata col taglio grafico: nel nostro esempio, si evidenzieranno nella matrice energia in funzione del tempo di volo proprio i segnali delle LCP. Ovviamente questa possibilità di controlli incrociati si estende ai dati acquisiti da rivelatori diversi ma sempre relativi allo stesso evento: una volta identificati i segnali dei residui di evaporazione dei nuclei composti nei rivelatori phoswich si andrà ad esempio a individuare con un taglio grafico la loro zona di appartenenza nello spettro energia in funzione del tempo di volo. Sarà poi possibile, mediante la condizione di appartenenza a questa zona dei segnali associati all'evento registrati dai phoswich, valutare lo spettro energetico dei rivelatori  $BaF_2$ , in cui ci si aspetta di vedere (oltre al contributo degli altri prodotti di decadimento del CN, che dovrà esser poi eliminato in modo opportuno) i segnali dei gamma di alta energia del decadimento della GDR.

## 4.2 Analisi dei rivelatori $BaF_2$

Dai dati acquisiti mediante i rivelatori  $BaF_2$  è possibile ottenere le due variabili energetiche corrispondenti all'integrazione della componente lenta e veloce del segnale elettrico in *output* dai rivelatori e la variabile temporale corrispondente al tempo di volo dei prodotti di reazione rivelati.

È l'analisi congiunta delle possibili correlazioni tra queste variabili a garantire la

possibilità di selezionare gli eventi con emissione di raggi gamma di alta energia (decadimento statistico della GDR) e di discriminare i segnali indotti dai gamma da quelli di altre particelle prodotte nel decadimento del CN.

Come primo passo, dopo la calibrazione della variabile temporale e l'opportuna sottrazione della RF, si procede innanzitutto all'individuazione del valore di picco negli spettri dei tempi di volo di ciascuno degli 8  $BaF_2$  per ciascun *run* di misura. Abbiamo già osservato che tale picco, detto anche picco pronto, deriva dall'interazione dei gamma nel rivelatore ed è seguito da un picco più largo a tempi maggiori corrispondente all'interazione dei neutroni. Per eliminare il contributo di questi ultimi negli spettri in energia finali si andranno a considerare solo quegli eventi a cui è associato un tempo di volo compreso in una finestra temporale di  $\pm 3ns$  dai valori di picco trovati (figura (4.1)).

Per la ridotta copertura angolare dei rivelatori  $BaF_2$  e per i valori della sezione d'urto caratteristici del decadimento tramite GDR bisogna inoltre considerare che è altamente improbabile che si possano rivelare, in corrispondenza di un singolo evento di fusione, due gamma di alta energia provenienti dal decadimento del CN. Una buona condizione di controllo per la selezione degli eventi interessanti è quindi la richiesta di molteplicità pari a 1 per i segnali di alta energia nei rivelatori  $BaF_2$ : vale a dire cioè che, oltre una determinata soglia energetica, solo uno degli 8 rivelatori abbia dato un segnale in corrispondenza di un evento. Per valutare questa molteplicità si incrementa nella lettura dei dati una variabile contatore ogniqualevolta si abbia un valore di tempo di volo associato all'evento che rientra nel *gate* temporale di cui sopra e il valore in energia della componente *slow* (valore calibrato) sia maggiore di 4 *MeV*. Gli eventi da selezionare sono quelli in cui il valore finale di tale variabile (cioè il valore che essa assume al termine del processamento dell'intero evento nella lettura dei dati) è pari ad 1. In figura (4.2) è mostrata la molteplicità dei rivelatori  $BaF_2$  per il totale degli eventi di possibile interesse (definiti dalle condizioni su tempo e energia di cui sopra) per la reazione  $^{37}Cl + ^{44}Ca$ .

Si passa poi ad analizzare gli spettri *fast vs slow* degli 8 rivelatori  $BaF_2$ , sommati su tutta la durata dell'acquisizione (previo controllo della stabilità della risposta degli stessi). Come si può vedere in figura (4.3) in questi spettri è possibile distinguere e andare a selezionare con un *cut* grafico i segnali dovuti alla rivelazione di particelle  $\alpha$ . Le  $\alpha$  di bassa energia possono essere attribuite alla radioattività interna del rivelatore (dovuta, come abbiamo osservato, al decadimento del *Ra*), quelle di energia maggiore provengono invece dal decadimento del CN. Per avere per i rivelatori  $BaF_2$  spettri in energia finali con il solo contributo dei gamma si richiederà allora che non ci siano segnali all'interno della regione del *plot* individuata dal *cut*

grafico sui segnali delle  $\alpha$ . È necessario dunque disegnare 8 tagli differenti, analoghi a quello rappresentato in figura, uno per ciascun rivelatore, sullo spettro *fast vs slow* sommato su tutti i *run* di misura. Nel codice di lettura dei dati con cui si otterranno gli spettri in energia finali si utilizzerà la negazione della condizione logica di appartenenza di un punto alla zona del *plot* selezionata fornita dal metodo *IsInside* della classe *TCutG* di *ROOT*.

### 4.3 Analisi dei rivelatori phoswich

Le variabili che si possono ottenere dai dati *raw* acquisiti mediante i rivelatori phoswich sono le tre variabili energetiche *gA*, *gB* e *gC* (si veda il paragrafo 2.5.1) e, tramite la procedura di calcolo e calibrazione descritta in (3.4.2), la variabile temporale *tof* (da *time of flight*) dei prodotti di reazione.

I diversi tipi di prodotti di reazione in corrispondenza dei quali si ha un segnale nei phoswich sono legati ai diversi possibili meccanismi di reazione all'incidenza del fascio sul bersaglio. Questi possono essere:

- *scattering* elastico del nucleo proiettile che viene deflesso subendo una piccola perdita di energia e rivelato dai phoswich. In corrispondenza di questo tipo di eventi la variabile *gA* ha valore massimo e la variabile *tof* coincide con l'intervallo di tempo necessario a percorrere la distanza di separazione tra il bersaglio e la parete dei phoswich ad una velocità pari a quella del fascio. Il nucleo diffuso, dopo aver perso gran parte della propria energia nel primo strato del rivelatore phoswich, è in grado di penetrare fino al secondo, dove viene generalmente arrestato. Si ha dunque un basso valore per la variabile energetica *gB* e un valore praticamente nullo (nel nostro caso vicino all'*off-set*, cioè 500) per *gC*;
- *scattering* inelastico del nucleo proiettile, con perdita di energia e possibile trasferimento di nucleoni al nucleo bersaglio. Il nucleo deflesso viene rivelato in un *range* di energie inferiori all'energia del fascio e, a causa dell'energia persa, è più lento e raggiunge i rivelatori dopo intervalli di tempo maggiori del *tof* degli eventi di *scattering* elastico. In questo caso però, tenuto conto delle energie moderatamente basse dei nuclei proiettili in entrambe le reazioni studiate ( $E/A(^{40}\text{Ca}) = 5\text{MeV}$  e  $E/A(^{37}\text{Cl}) \approx 4.2\text{MeV}$ ), non ci si aspetta un contributo significativo di processi di diffusione inelastica. Una prova a sostegno di tale affermazione viene dalla definizione dell'angolo di diffusione

di *grazing*  $\theta_{gr}$ : in una interazione di tipo proiettile - bersaglio tale angolo è definito come l'angolo al di sotto del quale la sezione d'urto dei processi nucleari diventa competitiva con quella di *scattering* elastico del proiettile. È dunque con una distribuzione angolare centrata sul valore di  $\theta_{gr}$  che dovrebbero essere principalmente rivelati i nuclei diffusi inelasticamente. Alle energie delle due reazioni in questione il programma di simulazione LISE++ [31] fornisce valori dell'angolo di *grazing* pari a  $\theta_{gr}(^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}) \approx 25^\circ$  e  $\theta_{gr}(^{37}\text{Cl} + ^{44}\text{Ca}) \approx 23^\circ$ . La probabilità di rivelare nuclei diffusi inelasticamente nella regione di copertura angolare dei rivelatori phoswich ( $\theta = 3.5^\circ - 13^\circ$ ) è dunque molto bassa;

- reazioni di fusione, che portano alla formazione del nucleo composto con velocità elencate nella tabella introduttiva del capitolo III. Il CN all'equilibrio termico decade statisticamente nell'intervallo temporale che va dalla sua formazione al suo arresto nel primo strato di un rivelatore phoswich. Si parla in questo senso di canale di fusione - evaporazione della reazione. Le sezioni d'urto totali di fusione calcolate con il programma PACE4 [24] sono:  $\sigma_{fusion} = 1902mb$  per  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  e  $\sigma_{fusion} = 1218mb$  per  $^{37}\text{Cl} + ^{44}\text{Ca}$ . Il decadimento statistico del nucleo composto che si forma nella reazione può avvenire in una fase iniziale tramite emissione di gamma di GDR e di neutroni, per poi proseguire prevalentemente tramite emissione di gamma di energia inferiore. Nella cascata di decadimento del nucleo composto è inoltre possibile l'emissione di protoni e particelle alfa, anche se con probabilità inferiore rispetto all'emissione di neutroni per la necessità di superare la barriera coulombiana. Infine i phoswich sono raggiunti dal residuo di tale evaporazione, che è comunque un nucleo pesante e lento, il cui segnale sarà caratterizzato da bassi valori per  $gA$  e un  $tof$  ancora maggiore. I raggi gamma di bassa energia (e i neutroni) che raggiungono i rivelatori phoswich sono caratterizzati in quanto neutri da un'alta capacità di penetrazione che li porta a perdere energia fin nell'ultimo strato dei rivelatori, il che implica valori non nulli per le due variabili  $gB$  e  $gC$ . Le LCP sono anch'esse caratterizzate da una maggiore capacità di penetrazione rispetto al residuo e possono, a seconda dell'energia con cui vengono emesse, essere arrestate nel secondo strato del rivelatore o penetrare fin nell'ultimo. Dal momento della loro emissione i prodotti di reazione leggeri (e soprattutto i gamma) viaggiano inoltre con velocità maggiori del CN stesso, così da essere rivelati a  $tof$  minori del tempo di volo caratteristico del residuo;
- reazioni di fusione con successiva fissione del CN (si parla in questo senso di

canale di fusione - fissione della reazione). Anche in questo caso si tratta di un processo il cui contributo diventa significativo solo ad energie maggiori di quelle in gioco nelle reazioni qui studiate e per alti valori del momento angolare nel canale d'ingresso della reazione nucleare. Le probabilità di decadimento dei CN tramite fissione calcolate con PACE4 si mantengono su valori molto bassi (dell'ordine di  $10^{-10}$  o ancora minori) per entrambe le reazioni  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  e  $^{37}\text{Cl} + ^{44}\text{Ca}$  e possibili segnali di frammenti di fissione nei rivelatori phoswich sembrano essere effettivamente assenti, come vedremo meglio in seguito.

Anche in questo caso l'analisi delle correlazioni tra le diverse variabili ( $gA$  vs  $tof$ ,  $gA$  vs  $gB$ ,  $gB$  vs  $gC$ ) permette di selezionare i possibili eventi in cui ci sia stata emissione di gamma di GDR e di associare i segnali registrati dai phoswich ai prodotti di reazione che sono stati rivelati, fornendo in questo modo una possibilità per identificare il tipo di evento.

Evento per evento inoltre, si va ad incrementare nei codici di lettura dei dati una variabile contatore ogniqualvolta siano state registrate le due variabili  $gA$  e  $tof$ : così facendo il valore di tale variabile al termine del processamento di tutto l'evento rappresenta la molteplicità dei rivelatori phoswich che hanno dato un segnale relativo a quello stesso singolo evento, cioè il numero di phoswich che hanno rivelato un prodotto di reazione. In particolare, in condizioni ottimali di funzionamento dei rivelatori e dell'acquisizione, ci si aspetterebbe che gli eventi di fusione da selezionare per lo studio della GDR fossero caratterizzati al massimo da una molteplicità di rivelatori che hanno dato segnale pari a 2: per la ridotta copertura angolare dei phoswich possiamo avere infatti eventi in cui il solo segnale è quello dell'ER e eventi in cui oltre a questo, si ha al massimo un altro segnale aggiuntivo di un gamma o di una particella leggera proveniente dal decadimento del CN.

Per ogni *run* di misura sono 32 i possibili spettri, uno per ogni singolo rivelatore phoswich, identificati mediante la numerazione descritta nel paragrafo 2.3. Dal momento che le soglie programmabili e le amplificazioni dei rivelatori non sono uguali tra loro non è possibile sommare banalmente le matrici dei segnali di rivelatori diversi, neanche laddove sarebbe stato lecito per l'invarianza dei meccanismi di reazione in funzione ad esempio della coordinata angolare  $\phi$  di posizionamento del rivelatore. La diversità dei parametri di funzionamento stabiliti per ciascun phoswich implica la necessità di una particolare attenzione nell'analisi: i vari tagli grafici necessari devono essere disegnati per ogni matrice e per ogni singolo rivelatore. In condizioni di stabilità dei parametri dei phoswich nell'arco dell'intero esperimento è invece possibile sommare gli spettri su tutta la durata dell'acquisizione, così da avere la maggiore statistica possibile. Nel caso dei rivelatori che mostrano una variazione

della propria risposta nell'arco della misura sono necessari particolari accorgimenti: in un primo momento si può scegliere di procedere all'esclusione dall'analisi dei segnali da essi acquisiti, per poi recuperare la statistica così persa con un'analisi sui soli *run* di acquisizione in cui essi hanno mostrato una risposta stabile.

### 4.3.1 Simulazioni e confronti

Come già accennato per l'identificazione del segnale del residuo di evaporazione del nucleo composto è necessaria un'attenta analisi delle correlazioni tra la variabile energetica ottenuta dai rivelatori phoswich (gA) e il tempo di volo.

Con misure singole di energia o tempo di volo la discriminazione dei prodotti di reazione sarebbe infatti limitata e più complessa. Ciò è confermato dai risultati di simulazioni con il programma PACE4, grazie al quale è possibile ottenere le molteplicità dei vari prodotti di decadimento del nucleo composto per intervalli di energia e l'abbondanza relativa e l'energia dei possibili residui di evaporazione dello stesso. Nelle figure (4.4) e (4.5) è riportata parte delle schermate di *output* del programma relative rispettivamente alle due reazioni  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  e  $^{37}\text{Cl} + ^{44}\text{Ca}$ . La distribuzione in energia dei vari prodotti di reazione può dunque essere convertita in una distribuzione in tempo di volo, valutando la distanza che essi devono percorrere per raggiungere i rivelatori phoswich. Così facendo si ottengono per i prodotti della reazione  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  le distribuzioni in tempo di volo riportate in figura (4.6): nello specifico sono mostrate le distribuzioni in *tof* degli ioni del fascio diffusi elasticamente dal bersaglio, delle particelle  $\alpha$  del decadimento del CN, dei nuclei composti formati dai nuclei proiettili con i nuclei del rivestimento di  $^{12}\text{C}$  del *target* (il numero di massa medio per i residui di evaporazione di tali CN è  $A \approx 47$ ) e di alcuni dei possibili residui di evaporazione del CN (numero di massa medio per il residuo di  $^{80}\text{Zr}$  a  $E^* \approx 85\text{MeV}$  è  $A \approx 71$ ).

Alle valutazioni sui tempi di volo che risultano dalle simulazioni si aggiungono come riferimento per l'analisi successiva i risultati di misure precedenti come quella descritta in [32]. In figura (4.7) riportiamo uno spettro utile all'identificazione dei prodotti della reazione  $^{20}\text{Ne} (@E/A = 16\text{MeV}) + ^{169}\text{Tm}$  a  $\theta = 8^\circ$  mediante lo studio delle correlazioni tra segnali in energia e tempo di volo. Per quanto diversi il sistema proiettile - bersaglio e il *range* di energie in gioco (si noti a questo proposito il contributo significativo del canale di fusione - fissione, praticamente assente nel nostro caso, e l'identificazione certa dei segnali nel *range* di energie intermedie tra i nuclei diffusi elasticamente e i residui di evaporazione in qualità di diffusioni *deep-inelastic*), sono evidenti le analogie con le matrici energia in funzione del tempo di

volo per le reazioni da noi studiate, presentate qui di seguito.

### 4.3.2 Le matrici Energia vs Tempo di Volo dei rivelatori phoswich

In una matrice bidimensionale caratteristica  $gA$  vs  $tof$ , come quella di figura (4.8), è possibile innanzitutto osservare una struttura ripetuta nei raggruppamenti dei segnali: questo è chiaramente dovuto alla risposta caratteristica dell'acquisizione a causa dell'utilizzo di un fascio pulsato, in questo caso con periodo di ripetizione di 200 ns. Dalla precedente descrizione dei meccanismi di reazione e di ciò che viene conseguentemente rivelato dai phoswich e in base alle informazioni riportate nel precedente paragrafo si intuisce quale possa essere l'interpretazione di due dei principali raggruppamenti di eventi che si evidenziano nella singola struttura nello spettro di figura (4.9):

- il *bump* in corrispondenza del massimo valore di  $gA$  è l'insieme dei segnali dovuti alla rivelazione dei nuclei proiettile che hanno subito *scattering* elastico sui nuclei del bersaglio;
- il *bump* a valori di  $gA$  vicini all'*offset* e a  $tof$  maggiori rispetto a quello associato ai segnali dei nuclei diffusi elasticamente corrisponde alla rivelazione dei residui di evaporazione.

Meno immediata è invece l'interpretazione dei segnali raccolti nella strisciata a energie e tempi di volo intermedi che collega questi due *bump*: questa zona dello spettro  $gA$  vs  $tof$  sarebbe quella in cui si andrebbero a collocare i segnali di nuclei diffusi inelasticamente, il cui contributo dovrebbe essere però minoritario per le motivazioni esposte in precedenza. L'elevata statistica raccolta in tale zona suggerisce il concorrere di fenomeni di altro tipo, come ad esempio il possibile *scattering* elastico di nuclei proiettili degradati in energia a causa di interazioni non col bersaglio ma con materiale di vario tipo all'interno della camera (strutture di sostegno dei rivelatori, etc.). Per ottenere un'identificazione dei segnali negli altri raggruppamenti presenti nello spettro sarà necessaria invece un'analisi delle correlazioni tra le variabili energetiche fornite dai rivelatori, come vedremo in dettaglio in seguito.

Ovviamente è necessario accertarsi della correttezza di queste prime interpretazioni con dei test specifici, ponendo particolare riguardo all'individuazione dei segnali dei residui di evaporazione.

Una prima possibilità è quella di andare a selezionare tra i segnali presenti in uno spettro quali sono quelli acquisiti in corrispondenza di un particolare *trigger* di

misura: come già osservato, tale ricostruzione *off-line* di quale *trigger* abbia fatto scattare l'acquisizione in corrispondenza di un dato evento è resa possibile dalla definizione, per ogni singolo evento, di una variabile logica per ciascun *trigger* di misura. Ci si aspetta dunque che chiedendo nel codice di lettura dei dati l'uguaglianza ad 1 della variabile logica associata al *trigger* (OR HECTOR) AND (OR PHOS FUSED) si selezionino nello spettro  $gA$  vs *tof* tutti quegli eventi in cui siano stati registrati in coincidenza un segnale nei  $BaF_2$  e un segnale nei phoswich all'interno della *acceptance window* definita a livello *hardware* per i segnali dei residui di evaporazione (cfr. paragrafo 3.3). Allo stesso modo, chiedendo l'uguaglianza ad 1 della variabile logica associata al *trigger* (OR GARFIELD) AND (OR PHOS FUSED) i soli eventi rappresentati nello spettro sono quelli in cui si è avuta la coincidenza tra i segnali dell'apparato GARFIELD e quelli dei rivelatori phoswich. Nel primo dei due casi si ottiene lo spettro di figura (4.10), nel secondo quello di figura (4.11). Ovviamente, la richiesta di coincidenza va a diminuire notevolmente la statistica dei dati raccolti: l'efficienza globale di rivelazione di un evento in coincidenza è infatti data dal prodotto delle efficienze di rivelazione dei singoli apparati. La richiesta di coincidenza tripla (OR HECTOR) AND (OR GARFIELD) AND (OR PHOS FUSED) nello spettro di figura (4.12) conferma l'ulteriore riduzione della statistica: gli eventi rappresentati in questo caso sono quelli in corrispondenza dei quali tutti i rivelatori hanno registrato un segnale. A questo livello di analisi il risultato importante di questa prima serie di test è quello che si può leggere in figura (4.10): la richiesta di coincidenza tra i segnali dei  $BaF_2$  e dei phoswich va a evidenziare rispetto allo spettro  $gA$  vs *tof* senza condizioni di figura (4.8) una sola zona a bassi valori di  $gA$  su tutto il *range* temporale degli eventi di cui si sono acquisiti i segnali. Questa è la regione dello spettro in cui si devono cercare i segnali dei residui di evaporazione dei nuclei composti in coincidenza coi quali si è avuto anche un possibile segnale da gamma di alta energia nei  $BaF_2$ .

Oltre alla tipologia dei test descritti finora, basati sul sistema di *trigger* dell'esperimento, è possibile effettuare una serie di prove che si basano invece su richieste di natura fisica, richieste cioè legate ai valori che le variabili registrate in corrispondenza di un evento devono assumere per renderlo un evento di interesse per lo studio della GDR. È l'esito di queste prove ad essere fondamentale, dal momento che le condizioni che verranno richieste per ottenere gli spettri gamma definitivi sono condizioni di natura fisica e non condizioni *hardware* legate all'acquisizione dei segnali. In definitiva i test di *trigger* sono importanti nel momento in cui permettono di associare l'evento agli apparati che in corrispondenza di esso hanno acquisito segnali, ma sono le grandezze fisiche associate all'evento a permetterne un'identificazione

certa. Per confermare l'interpretazione dei segnali della zona a bassi valori di  $gA$  evidenziata nello spettro di figura (4.10) come segnali da ER è possibile chiedere che le variabili ottenute dai rivelatori  $BaF_2$  in corrispondenza degli stessi eventi abbiano valori tali da poterne permettere l'identificazione come eventi di decadimento della GDR. Nello specifico è possibile chiedere che la variabile energetica associata alla componente *slow* abbia un valore maggiore di una certa soglia, ad esempio  $4 \text{ MeV}$ , o in alternativa che il tempo di volo dei prodotti di reazione rivelati nei  $BaF_2$  abbia un valore compreso nella finestra temporale di  $6 \text{ ns}$  centrata sul valore del tempo del picco di interazione dei gamma nei rivelatori. Con la prima di queste richieste si ottiene a partire dalla matrice senza condizioni di figura (4.8) lo spettro di figura (4.13), con la seconda lo spettro di figura (4.14). Le due richieste possono essere poi fatte contemporaneamente, così da ottenere lo spettro di figura (4.15), dal quale otteniamo una buona conferma dell'identificazione della zona dei segnali di interesse. Ovviamente, per rendere ancora più stringenti le nostre richieste, è possibile andare a combinare i *gate* di tipo fisico con i *gate* di *trigger*: chiedendo la condizione in energia sui segnali dei  $BaF_2$  con soglia di  $4 \text{ MeV}$ , la condizione sui tempi dei  $BaF_2$  e richiedendo inoltre che l'acquisizione dell'evento sia stata aperta dal *trigger* (OR HECTOR) AND (OR PHOS FUSED) si ottiene infine lo spettro di figura (4.16), che conferma ulteriormente l'identificazione della zona di interesse.

### 4.3.3 Le matrici *fast vs slow* dei rivelatori phoswich

A partire dalle variabili energetiche acquisite dai rivelatori *phoswich* è possibile ricavare due diversi spettri di tipo *fast vs slow*, spettri cioè in cui si va ad evidenziare la correlazione tra l'integrazione di una componente rapida del segnale elettrico prodotto in *output* dal rivelatore e l'integrazione di una componente più lenta dello stesso, correlazione alla base della tecnica di identificazione delle particelle rivelate mediante *pulse shape analysis*. Si possono dunque avere:

- matrici  $gA$  vs  $gB$ , come quella di figura (4.17). Dalla conoscenza dei valori caratteristici della variabile  $gA$  per le zone di eventi identificate in  $gA$  vs *tof* e dall'elenco dei possibili meccanismi di reazione possiamo dedurre la seguente interpretazione per i segnali dello spettro:
  - il *bump* ai valori massimi di  $gA$  e piccoli valori di  $gB$  corrisponde alla rivelazione dei nuclei proiettili che hanno subito *scattering* elastico;
  - proseguendo verticalmente verso valori più bassi di  $gA$  si incontra la zona dei segnali dei nuclei proiettili diffusi a minore energia;

- a valori praticamente nulli di  $g_B$  e molto bassi di  $g_A$  si addensano i segnali dovuti alla rivelazione degli ER, arrestati nel primo strato del rivelatore phoswich;
  - spostandosi verso valori maggiori di  $g_B$  si distinguono tre zone di segnali di estensione orizzontale di poco separate in  $g_A$ : si tratta, dai più bassi ai più alti valori di  $g_A$  (cioè da una minore ad una maggiore capacità di penetrazione del rivelatore) dei segnali di  $\gamma$  e neutroni,  $p$  e  $\alpha$ .
- matrici  $g_B$  vs  $g_C$ , come quella di figura (4.18), dove si hanno:
- verticalmente, a bassi valori di  $g_C$  e nello stesso *range* di valori di  $g_B$  occupato nello spettro  $g_A$  vs  $g_B$ , i segnali di  $p$  e  $\alpha$  sovrapposti tra loro;
  - a valori praticamente nulli sia di  $g_B$  che di  $g_C$  i segnali degli ER;
  - sulla diagonale i segnali dei  $\gamma$ , in grado di perdere energia fin nel terzo strato del rivelatore.

L'identificazione dei segnali in questo genere di matrici è stata condotta tramite il confronto con i risultati di precedenti analisi sugli spettri degli stessi rivelatori (si veda a questo proposito [22]). In particolare, il fatto che nella matrice  $g_A$  vs  $g_B$  si distinguano visivamente i segnali di gamma ed LCP garantisce l'importante possibilità di poter individuare anche negli spettri energia in funzione del tempo di volo quali siano i segnali corrispondenti alla loro rivelazione. A questo scopo si è fatto utilizzo di tagli grafici come quelli mostrati in figura (4.19) per selezionare le 3 zone corrispondenti a gamma e neutroni, protoni e  $\alpha$  nello spettro  $g_A$  vs  $g_B$  di un rivelatore sommato su tutta la durata della misura. Chiedendo nei codici di lettura dei dati che vengano rappresentati nella matrice energia in funzione del tempo di volo solo quei segnali corrispondenti a eventi selezionati con i tagli grafici si riescono così a identificare in quest'ultima i segnali di gamma, protoni e  $\alpha$ . Nelle figure (4.20), (4.21) e (4.22) si confrontano gli spettri  $g_A$  vs *tof* di un rivelatore con la proiezione sul *tof* rispettivamente dei soli segnali di protoni,  $\alpha$  e  $\gamma$  nello spettro dello stesso phoswich. La proiezione sul tempo di volo permette al meglio di individuare i centroidi dei *bump* di segnali negli spettri  $g_A$  vs *tof*, per consentire una più facile associazione degli stessi ai tipi di particelle. L'identificazione conferma quanto già osservato, cioè che i prodotti di reazione leggeri raggiungono i rivelatori prima del residuo di fusione.

### 4.3.4 La selezione del residuo di evaporazione

Portata a termine l'identificazione dei segnali negli spettri energia in funzione del tempo di volo è necessario selezionare gli eventi con presenza di ER. Avendo già valutato che è impossibile sommare banalmente gli spettri di rivelatori diversi si procede col disegno di 32 tagli grafici differenti sui segnali dei residui di evaporazione negli spettri  $gA$  vs  $tof$  con condizione sul tempo di volo dei rivelatori  $BaF_2$ , analoghi a quello di figura (4.23).

L'integrale dei conteggi all'interno di questi tagli permette un ulteriore importante verifica del buon funzionamento dei rivelatori phoswich: il residuo di evaporazione (nucleo pesante) viene rivelato con maggiore probabilità a piccoli angoli sulla direzione di incidenza del fascio. I phoswich centrali hanno quindi una maggiore statistica di segnali all'interno dei tagli grafici rispetto a quelli periferici. Inoltre, data l'invarianza dei meccanismi di reazione in funzione dell'angolo  $\phi$ , ci si aspetta che i rivelatori posti a circa stesso angolo azimutale abbiano statistiche simili per eventi di una stessa classe. Confrontando l'integrale dei conteggi nei tagli sui segnali da residui sugli spettri dei phoswich si ottiene l'immagine di figura (4.24), dove la scala di colore è indice della statistica degli eventi e viene rispettato il posizionamento geometrico dei rivelatori mostrato nel secondo capitolo. Il risultato del *test* mostra complessivamente un buon funzionamento dei rivelatori, ad eccezione di uno soltanto (identificato come phoswich 6 della *box* 3). I parametri di tale rivelatore, come confermato dalla visione degli spettri dei segnali da esso prodotti, non sono stati messi a punto correttamente. Si rende dunque necessaria l'esclusione dall'analisi successiva degli eventi in corrispondenza dei quali solo esso ha acquisito segnali.

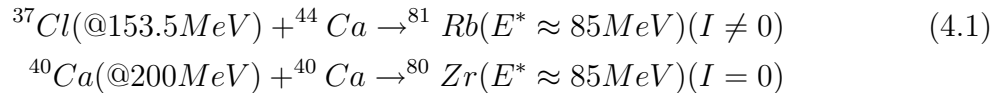
## 4.4 Gli spettri gamma

L'analisi finora descritta è dedicata al tentativo di individuare quali siano le condizioni da chiedere relativamente ai segnali acquisiti dai vari rivelatori per selezionare gli eventi di decadimento della risonanza gigante di dipolo. Gli spettri gamma degli 8 rivelatori  $BaF_2$  sono riempiti con i segnali in energia corretti per il *doppler-shift* e sommati tra loro e su tutta la statistica finora analizzata raccolta nel corso della misura per ciascuna delle due reazioni. Il confronto tra gli spettri somma avviene dopo la normalizzazione allo *yield* di emissione  $\gamma$  dalla reazione con il  $Cl$  nella regione in energia tra i 6 e gli 8  $MeV$ , dove si hanno i gamma della diseccitazione statistica del nucleo residuo lungo la linea Yrast.

Banco di prova ultimo della correttezza delle condizioni finora discusse è proprio

lo studio della variazione degli spettri gamma dei rivelatori  $BaF_2$  a seconda delle condizioni richieste sui segnali misurati da tutti gli apparati sperimentali.

In figura (4.25) riportiamo dunque, a partire dall'alto, gli spettri gamma con segnali in energia *doppler-corrected* senza alcuna condizione (*raw*) per entrambe le reazioni:



Valutiamo poi l'effetto della combinazione delle seguenti condizioni, richieste in una lettura evento per evento dei dati raccolti, il cui significato fisico è stato discusso nei precedenti paragrafi:

- 1) segnale in energia acquisito dai rivelatori  $BaF_2$  con valore maggiore di 4 MeV e segnale in tempo entro il *gate* di  $\pm 3ns$  dal valore del picco pronto di interazione  $\gamma$  negli spettri di tempo di volo degli stessi rivelatori;
- 2) molteplicità di rivelatori  $BaF_2$  che hanno dato un segnale con le caratteristiche elencate nel punto (1) pari ad uno per il singolo evento. Le condizioni (1) e (2) confluiscono nel *label* di singolo evento denominato ' $BaF_2$  OK';
- 3) *gate hardware* del *trigger* di coincidenza (OR HECTOR) AND (OR PHOS FUSED).

Dal confronto tra gli spettri così ottenuti per le due reazioni risulta innanzitutto evidente l'effetto di soppressione dell'emissione gamma di alta energia per la reazione  ${}^{40}\text{Ca} + {}^{40}\text{Ca}$  (CN con  $I = 0$ ) rispetto alla reazione  ${}^{37}\text{Cl} + {}^{44}\text{Ca}$  (CN con isospin  $I \neq 0$ ), dovuta, come descritto nel capitolo I, alla presenza di regole di selezione per le transizioni elettromagnetiche E1 e alla dipendenza dall'isospin della densità dei livelli nucleari. I due spettri sono poi confrontati con gli andamenti previsti da calcoli di modello statistico per i casi limite di *mixing* completo di isospin e di assenza di *mixing*. L'andamento ottenuto con la combinazione delle tre condizioni di cui sopra è simile a quello previsto dal modello statistico. In particolare l'andamento dell'emissione  $\gamma$  dalla reazione  ${}^{40}\text{Ca} + {}^{40}\text{Ca}$  si mantiene di poco superiore alle previsioni nel caso di assenza di *mixing*, lasciando intravedere la correttezza dell'ipotesi di un basso valore del coefficiente di *mixing*, indice del ripristino della simmetria di isospin ad alta energia di eccitazione.

Infine, si riporta sempre in figura (4.25) lo spettro di emissione  $\gamma$  per  ${}^{40}\text{Ca} + {}^{40}\text{Ca}$  che si ottiene con le due condizioni aggiuntive seguenti, sempre richieste evento per evento:

- 4) variabili  $gA$  e  $tof$  registrate dai rivelatori phoswich che cadono all'interno della zona individuata dal taglio grafico sui segnali dei residui di evaporazione sullo spettro energia in funzione del tempo di volo;
- 5) molteplicità di rivelatori phoswich che hanno dato un segnale per il singolo evento pari al massimo a due e definita rigorosamente al di sotto di una soglia in  $gA$  scelta per ogni singolo rivelatore al limite superiore della zona in cui si raccolgono i segnali delle LCP, in modo da avere o eventi con solo residuo o eventi con residuo e segnale da LCP e non situazioni spurie di segnali acquisiti relativamente allo stesso evento ma provenienti da prodotti di interazioni diverse (del tipo elastico più residuo).

Si osserva però che la combinazione di condizioni così risultante va a ridurre drasticamente la statistica, fino all'instaurarsi di fluttuazioni nello spettro. Ciò può essere dovuto ad esempio alla necessità di una maggiore accuratezza nella selezione degli eventi di ER con tagli grafici negli spettri energia in funzione del tempo di volo per i rivelatori phoswich, o, in alternativa, alla necessità di un perfezionamento dello studio di molteplicità di tali rivelatori. La molteplicità di rivelatori che hanno dato un segnale relativo ad un singolo evento è infatti un parametro estremamente sensibile alla messa a punto dei rivelatori, al funzionamento del sistema di acquisizione e dunque alla possibile presenza di eventi spuri. Rigettare eventi in base ad un valore di molteplicità non correttamente definito può quindi significare perdere statistica rigettando eventi validi.

Si può allora valutare qual è l'effetto della richiesta di condizioni meno stringenti per l'identificazione dei segnali da residui di evaporazione: nello spettro di figura (4.26) non si fanno richieste di molteplicità per i segnali dei rivelatori phoswich (molteplicità maggiore di zero) e si chiede inoltre evento per evento che la variabile  $tof$  sia compresa nell'intervallo temporale caratteristico dei segnali interpretati come segnali da ER. In questo caso l'andamento degli spettri così ottenuti rispecchia meglio quello atteso, confermando la soppressione dell'emissione  $\gamma$  dal CN  $^{80}\text{Zr}$ . Ciò conferma la necessità di perfezionamento della procedura esposte in precedenza relativamente allo spettro di figura (4.25), con taglio grafico sugli ER. Al tempo stesso il confronto tra gli spettri di figura (4.26) evidenzia che la sola selezione in  $tof$  dei residui di evaporazione è già di per sé efficace, garanzia del successo sperimentale ottenuto. Un altro fattore da tenere in considerazione per la comprensione dei risultati qui riportati è che l'analisi è stata finora condotta su una sola parte della statistica totale raccolta durante la misura.

Ciascuno degli spettri di emissione  $\gamma$  di figura (4.25) e (4.26) deve poi essere ul-

teriormente corretto con un'opportuna sottrazione del fondo (emissione gamma di *bremsstrahlung*, radiazione cosmica, etc.), operazione che sarà effettuata in un secondo tempo.

Risultati di natura quantitativa quali i parametri della GDR e il coefficiente di *mixing* dovranno infine essere ottenuti da accurati studi teorici che dovranno avvalersi di calcoli di modello statistico. La determinazione del valore del parametro di *mixing* potrà senza dubbio risultare decisiva per la comprensione del fenomeno del ripristino della simmetria di isospin e di grande interesse per lo studio dell'isospin nucleare.

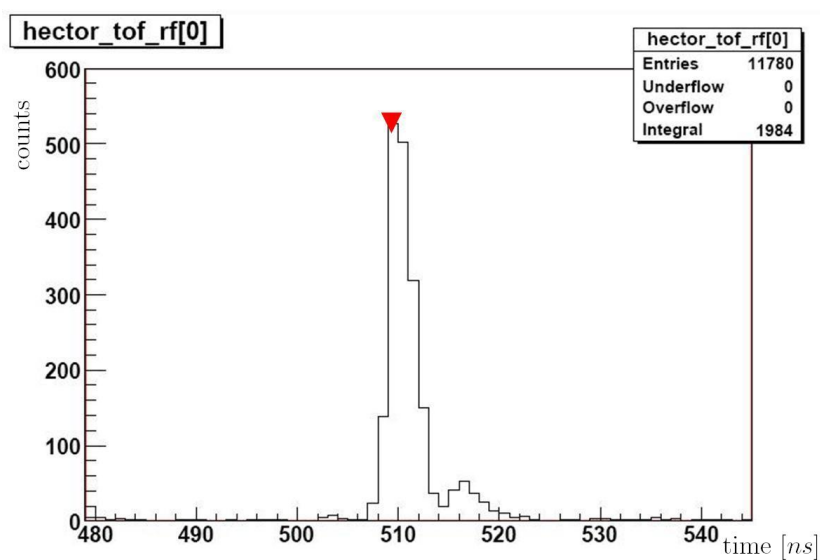


Figura 4.1: Spettro dei tempi di volo per un rivelatore  $BaF_2$  di figura (2.6), asse dei tempi in  $ns$ . Il *marker* in rosso sta ad indicare il valore di picco associato all'interazione dei gamma con il rivelatore. A partire dal valore di picco in  $ns$  si considerano eventi di interesse solo quelli in corrispondenza dei quali il valore della variabile tempo di volo associata ai rivelatori  $BaF_2$  cade entro  $\pm 3ns$  da tale valore.

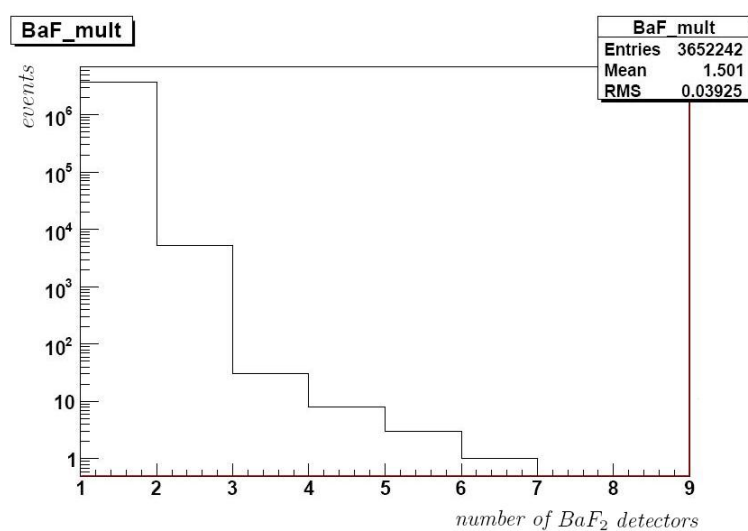


Figura 4.2: Molteplicità di rivelatori  $BaF_2$  che hanno registrato un segnale con energia maggiore di 4  $MeV$  e tempo di volo associato nel *gate* temporale sul picco pronto, per tutti gli eventi della reazione  $^{37}Cl + ^{44}Ca$ .

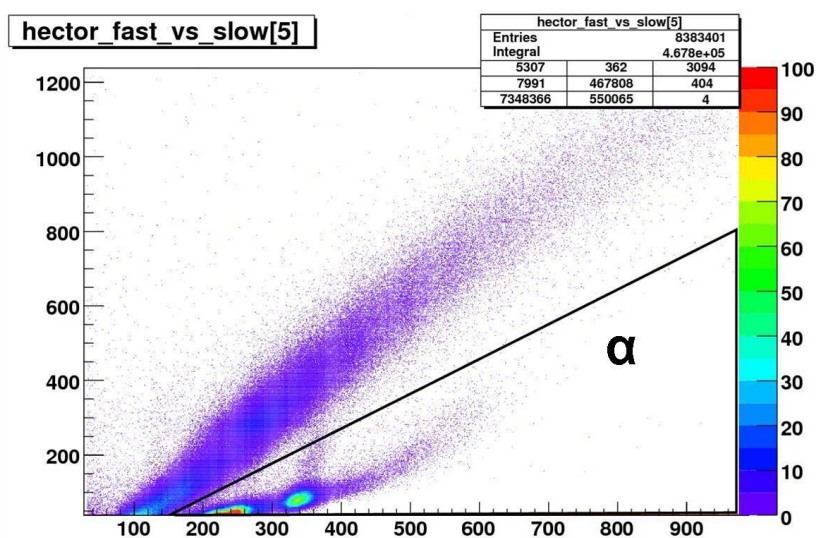


Figura 4.3: Matrice *fast vs slow* di un rivelatore  $BaF_2$  per un *run* (dalla durata di circa un'ora) di misura della reazione  $^{37}Cl + ^{44}Ca$ , sommata alla matrice *fast vs slow* dello stesso rivelatore per un *run* di acquisizione con sola sorgente di radioattività naturale, analoga a quella di figura (2.7). La somma dei segnali provenienti dai prodotti del decadimento del CN che si forma nella reazione e di quelli provenienti dal decadimento di una sorgente radioattiva (ad esempio  $Cs$ ) è un semplice espediente che consente di discriminare al meglio con un taglio come quello disegnato in figura i segnali dei gamma (dominanti nel primo caso) da quelli dei prodotti di decadimento carichi (dominanti nel secondo).

## ----- Output results for compound nucleus decay -----

## 1.Yields of residual nuclei

Z	N	A	events	percent	x-section(mb)
36	40	<b>76 Kr</b>	1	1%	10.9
36	39	<b>75 Kr</b>	8	8%	87.4
35	40	<b>75 Br</b>	1	1%	10.9
36	38	<b>74 Kr</b>	1	1%	10.9
35	39	<b>74 Br</b>	19	19%	207
34	40	<b>74 Se</b>	2	2%	21.8
36	37	<b>73 Kr</b>	1	1%	10.9
34	39	<b>73 Se</b>	1	1%	10.9
35	37	<b>72 Br</b>	8	8%	87.4
34	38	<b>72 Se</b>	6	6%	65.5
34	37	<b>71 Se</b>	6	6%	65.5
33	38	<b>71 As</b>	3	3%	32.8
35	35	<b>70 Br</b>	1	1%	10.9
34	36	<b>70 Se</b>	2	2%	21.8
33	37	<b>70 As</b>	1	1%	10.9
34	35	<b>69 Se</b>	3	3%	32.8
33	36	<b>69 As</b>	10	10%	109
33	35	<b>68 As</b>	5	5%	54.6
32	36	<b>68 Ge</b>	4	4%	43.7
33	34	<b>67 As</b>	2	2%	21.8
32	34	<b>66 Ge</b>	10	10%	109
31	34	<b>65 Ga</b>	2	2%	21.8
31	32	<b>63 Ga</b>	3	3%	32.8
<b>TOTAL</b>			<b>100</b>	<b>100%</b>	<b>1.09e+03</b>

## ----- C.M. spectra of emitted particles -----

Ex (MeV)	Neut	Prot	Alpha	Gamma
0 - 1	1			55
1 - 2	6			806
2 - 3	7	5		
3 - 4	9	19		
4 - 5	9	44		
5 - 6	1	50		
6 - 7	7	52		
7 - 8	8	42	4	
8 - 9	2	30	8	
9 - 10	3	20	8	
10 - 11	1	25	8	
11 - 12	1	20	19	
12 - 13		16	13	
13 - 14		9	12	
14 - 15		5	9	
15 - 16		4	7	
16 - 17		4	8	
17 - 18		3	7	
18 - 19		4	6	
19 - 20			5	
20 - 21		2		
21 - 22			7	
22 - 23			2	
23 - 24		1	1	
24 - 25			3	
26 - 27			1	
27 - 28			1	
<b>Total</b>	<b>55</b>	<b>355</b>	<b>129</b>	<b>861</b>
AverageEnergy	5.05	8.04	14.34	1.44

Figura 4.4: Schermate di *output* del programma PACE4 per la simulazione relativa alla reazione  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ .

## ----- Output results for compound nucleus decay -----

## 1.Yields of residual nuclei

Z	N	A	events	percent	x-section(mb)
36	41	77 Kr	1	1%	12.2
34	43	77 Se	2	2%	24.4
37	39	76 Rb	1	1%	12.2
36	40	76 Kr	11	11%	134
35	41	76 Br	15	15%	183
34	42	76 Se	1	1%	12.2
36	39	75 Kr	2	2%	24.4
35	40	75 Br	5	5%	60.9
34	41	75 Se	2	2%	24.4
34	40	74 Se	3	3%	36.5
33	41	74 As	1	1%	12.2
35	38	73 Br	1	1%	12.2
34	39	73 Se	17	17%	207
33	40	73 As	7	7%	85.2
34	38	72 Se	2	2%	24.4
33	39	72 As	3	3%	36.5
33	38	71 As	1	1%	12.2
32	39	71 Ge	3	3%	36.5
33	37	70 As	2	2%	24.4
32	38	70 Ge	8	8%	97.4
31	39	70 Ga	3	3%	36.5
32	37	69 Ge	1	1%	12.2
31	37	68 Ga	1	1%	12.2
31	36	67 Ga	4	4%	48.7
30	37	67 Zn	2	2%	24.4
29	35	64 Cu	1	1%	12.2
<b>TOTAL</b>			<b>100</b>	<b>100%</b>	<b>1.22e+03</b>

## ----- C.M. spectra of emitted particles -----

Ex (MeV)	Neut	Prot	Alpha	Gamma
0 - 1	2			57
1 - 2	56			820
2 - 3	61			
3 - 4	50	6		
4 - 5	48	12		
5 - 6	10	17		
6 - 7	16	22		
7 - 8	9	25	2	
8 - 9	11	16	2	
9 - 10	4	4	10	
10 - 11		6	7	
11 - 12	2	6	13	
12 - 13	3	5	12	
13 - 14		2	13	
14 - 15	3	1	6	
15 - 16		4	8	
16 - 17		2	6	
17 - 18		2	3	
18 - 19		3	4	
19 - 20			3	
20 - 21			3	
22 - 23			2	
29 - 30			1	
<b>Total</b>	<b>275</b>	<b>133</b>	<b>95</b>	<b>877</b>
AverageEnergy	3.97	8.23	13.75	1.44

Figura 4.5: Schermate di *output* del programma PACE4 per la simulazione relativa alla reazione  $^{37}\text{Cl} + ^{44}\text{Ca}$ .

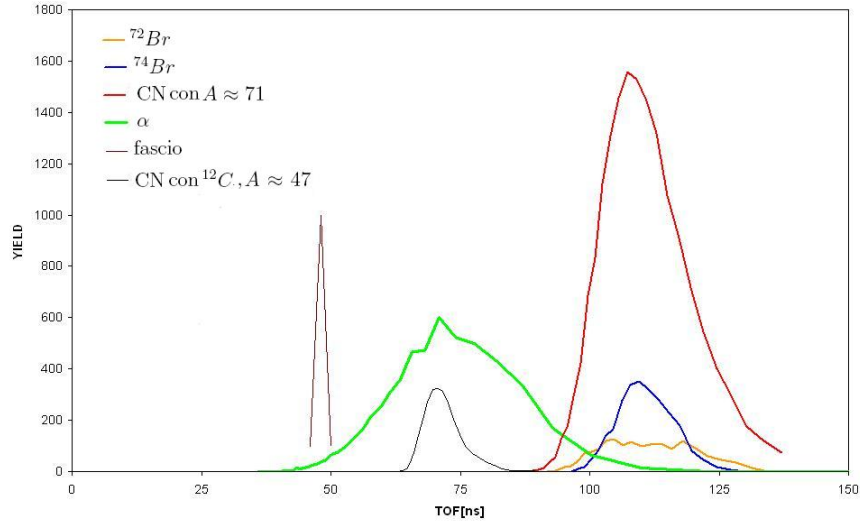


Figura 4.6: Distribuzioni in tempo di volo per i prodotti della reazione  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ , ottenute con il programma di simulazione PACE4. Maggiori dettagli nel testo.

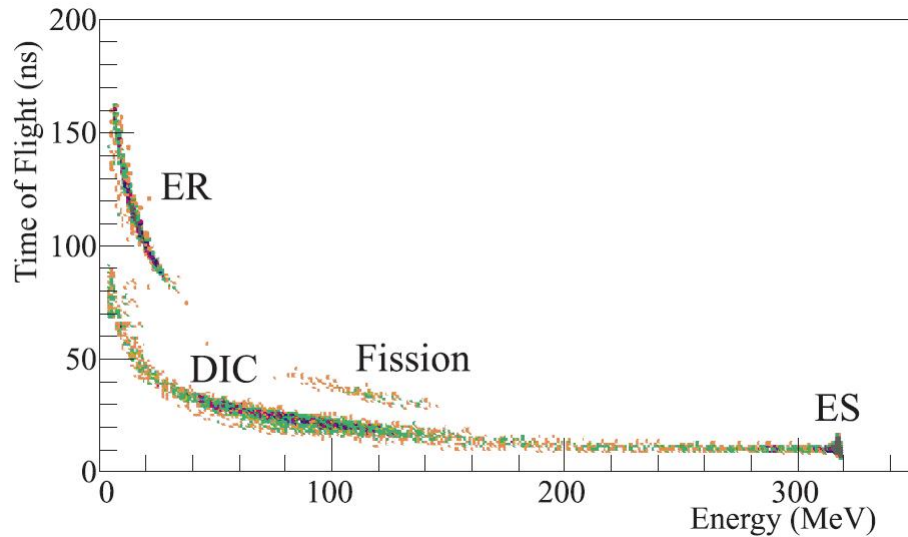


Figura 4.7: Spettro energia in funzione del tempo di volo per i frammenti misurati in rivelatori al  $\text{Si}$  a  $\theta = 8^\circ$  sulla direzione di incidenza del fascio per la reazione  $^{20}\text{Ne} (@E/A = 16\text{MeV}) + ^{169}\text{Tm}$ . Si mostra l'identificazione dei segnali di nuclei proiettili diffusi elasticamente (ES), frammenti di fissione del CN, nuclei che hanno subito collisioni di tipo *deep-inelastic* (DIC) e residui di evaporazione dei nuclei composti (ER).[32]

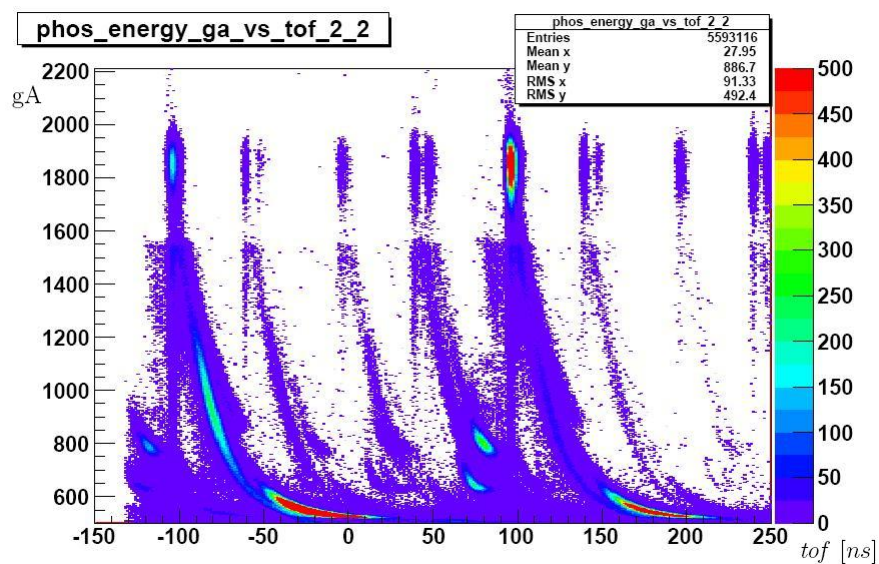


Figura 4.8: Matrice gA vs *tof* caratteristica di un rivelatore phoswich (rivelatore 2 della *box* 3), sommata su tutti i *run* di misura per la reazione  $^{37}\text{Cl} + ^{44}\text{Ca}$ .

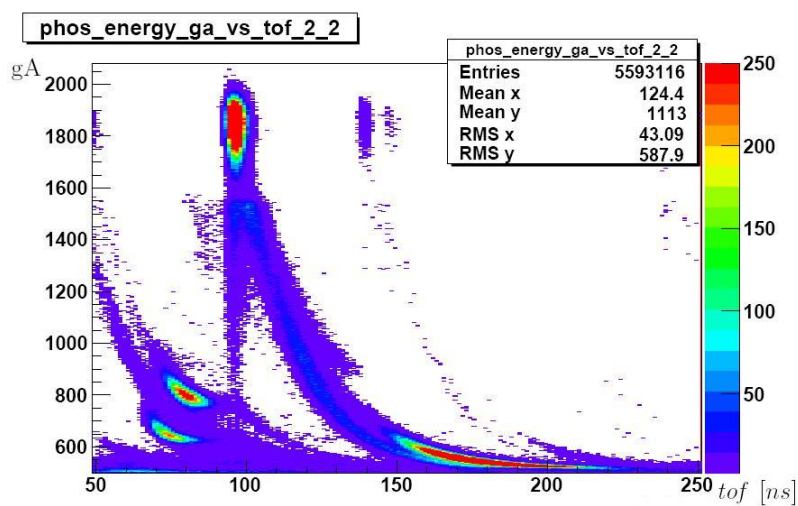


Figura 4.9: Matrice gA vs *tof* di figura (4.8) con in evidenza una singola struttura.

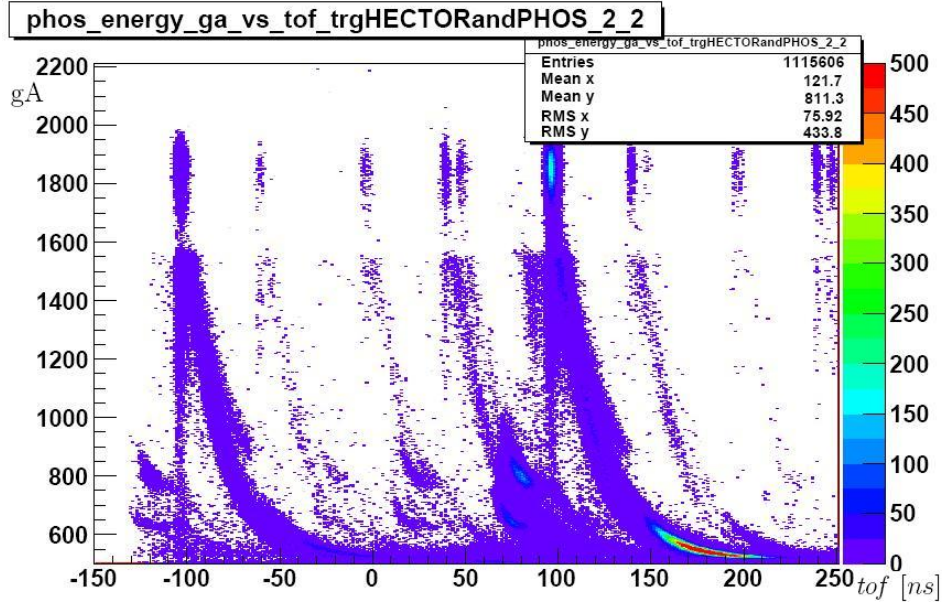


Figura 4.10: Matrice gA vs  $tof$  di figura (4.8), con richiesta di *trigger* (OR HECTOR) AND (OR PHOS FUSED) per l'acquisizione del segnale.

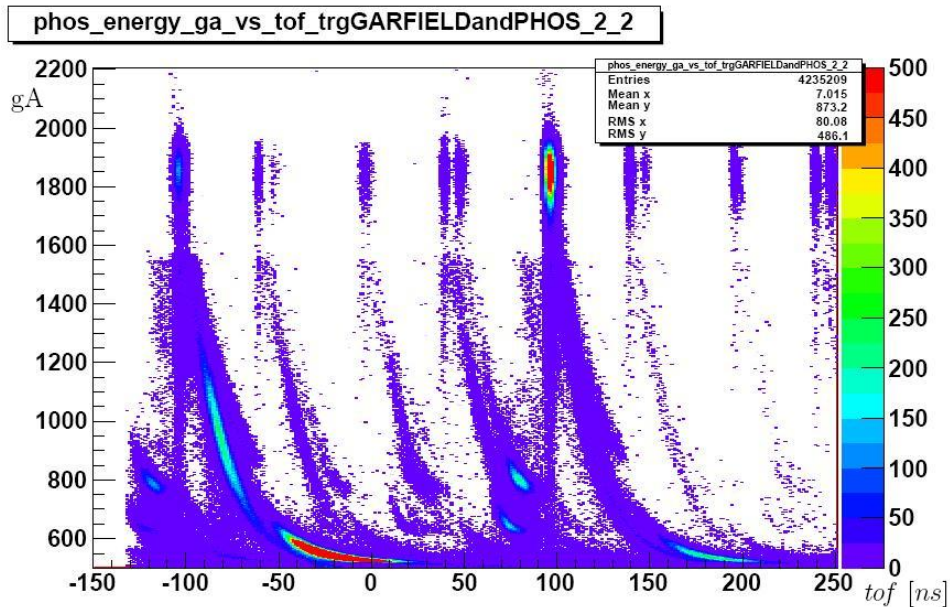


Figura 4.11: Matrice gA vs  $tof$  di figura (4.8), con richiesta di *trigger* (OR GARFIELD) AND (OR PHOS FUSED) per l'acquisizione del segnale.

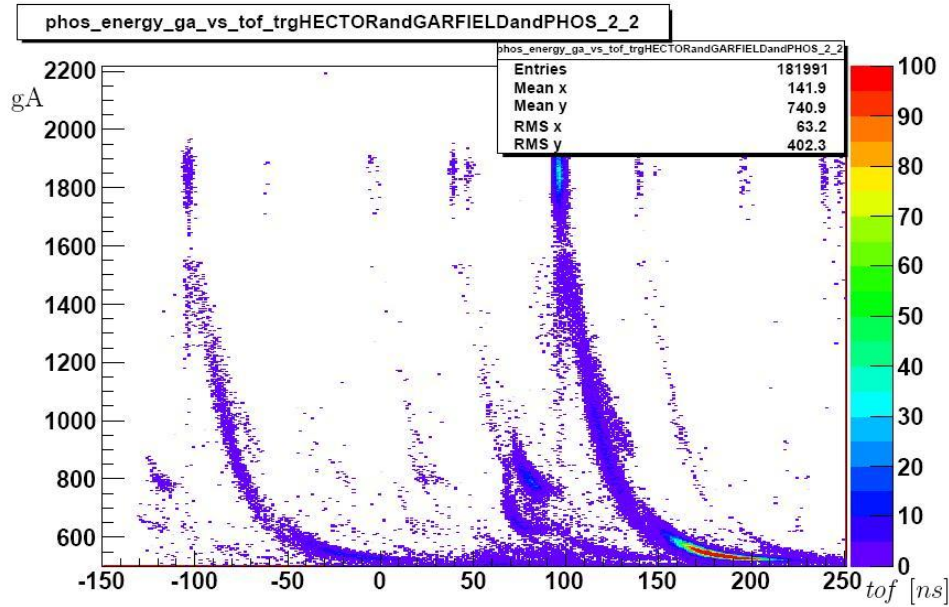


Figura 4.12: Matrice  $gA$  vs  $tof$  di figura (4.8), con richiesta della combinazione di *trigger* (OR HECTOR) AND (OR GARFIELD) AND (OR PHOS FUSED) per l'acquisizione del segnale.

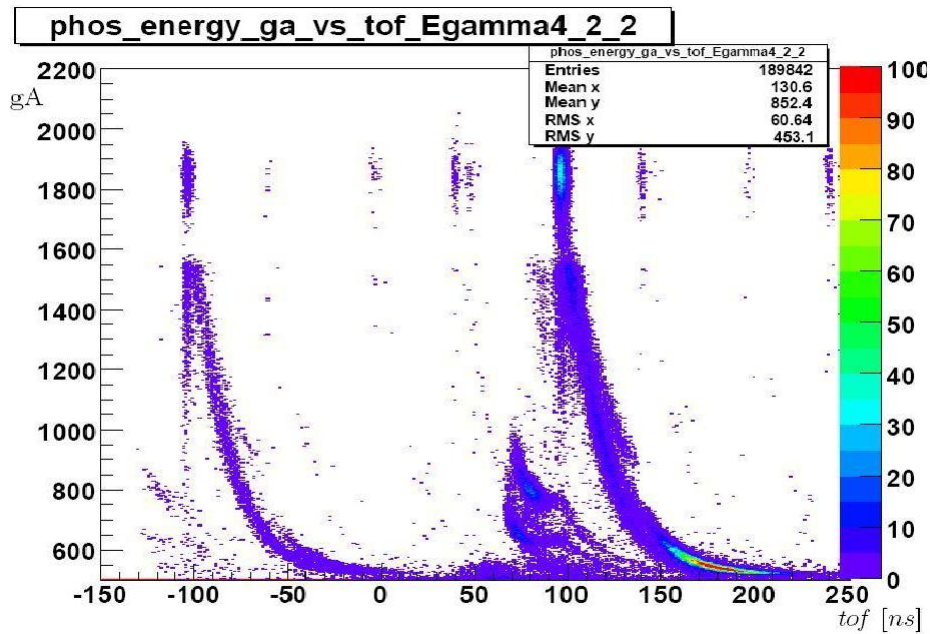


Figura 4.13: Matrice  $gA$  vs  $tof$  di figura (4.8), con richiesta di energia superiore a  $4 \text{ MeV}$  per i segnali acquisiti dai rivelatori  $BaF_2$ .

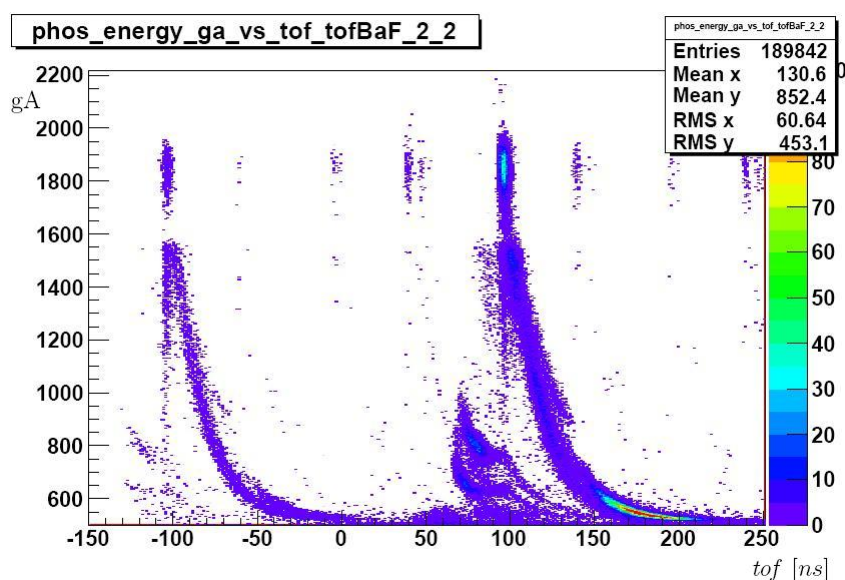


Figura 4.14: Matrice  $gA$  vs  $tof$  di figura (4.8), con richiesta di variabile tempo di volo dei rivelatori  $BaF_2$  entro il  $gate$  temporale di  $\pm 3ns$  dal picco pronto di interazione gamma.

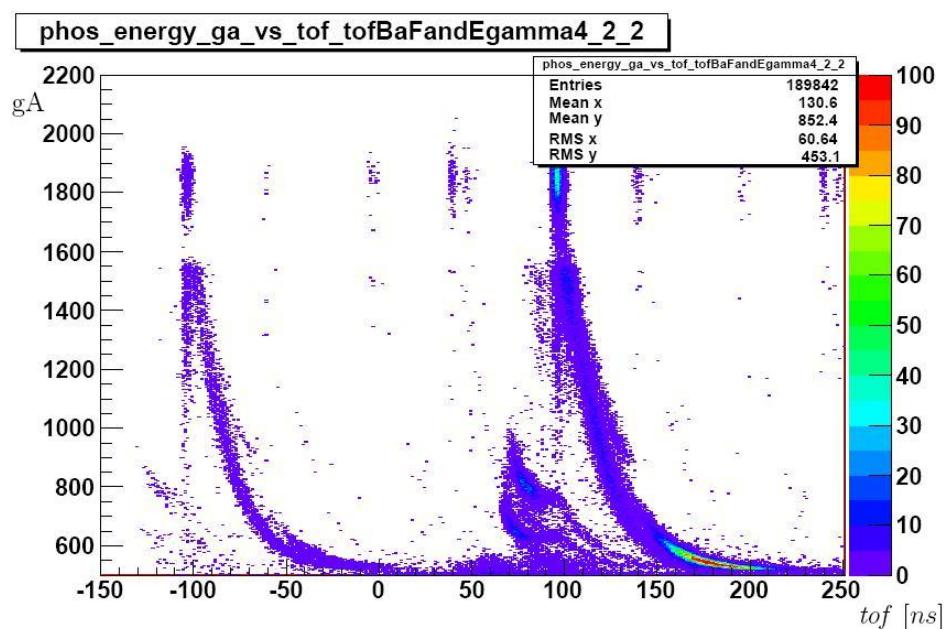


Figura 4.15: Matrice  $gA$  vs  $tof$  di figura (4.8), con entrambe le richieste degli spettri (4.13) e (4.14).

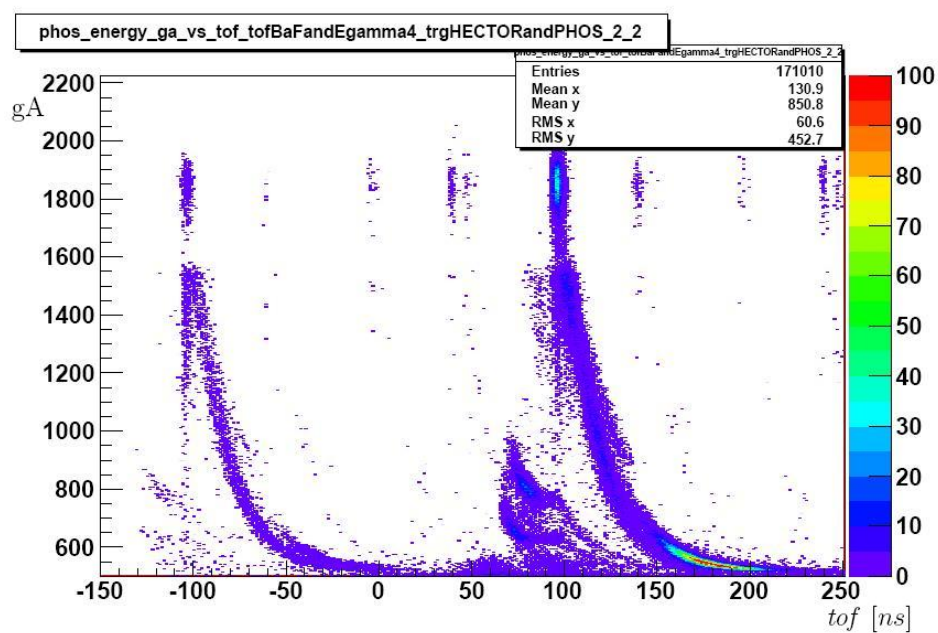


Figura 4.16: Matrice  $gA$  vs  $tof$  di figura (4.8), con le condizioni di figura (4.15) e l'ulteriore richiesta che il segnale sia stato acquisito con il *trigger* (OR HECTOR) AND (OR PHOS FUSED).

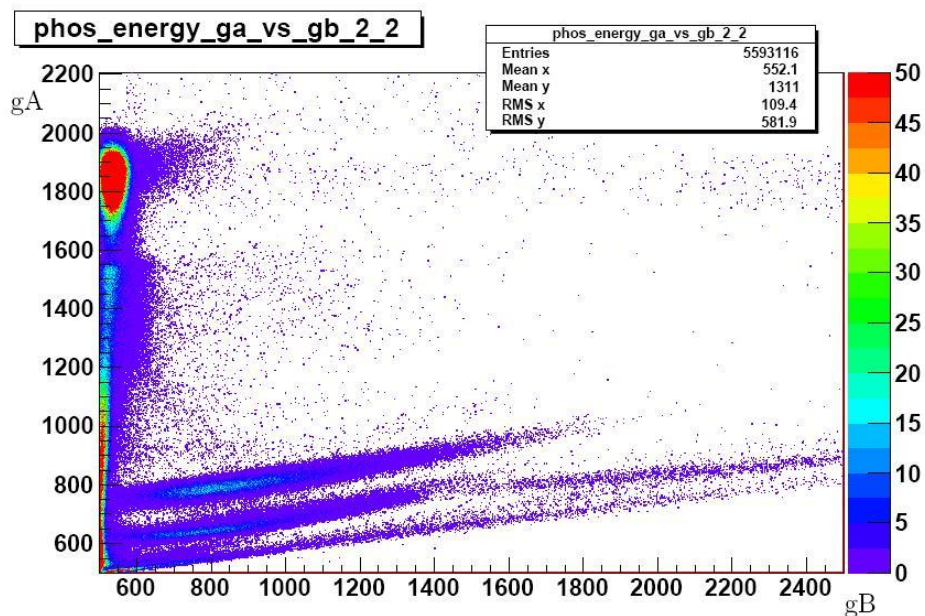


Figura 4.17: Matrice gA vs gB caratteristica di un rivelatore phoswich (rivelatore 2 della *box* 3), sommata su tutti i *run* di misura per la reazione  $^{37}\text{Cl} + ^{44}\text{Ca}$ .

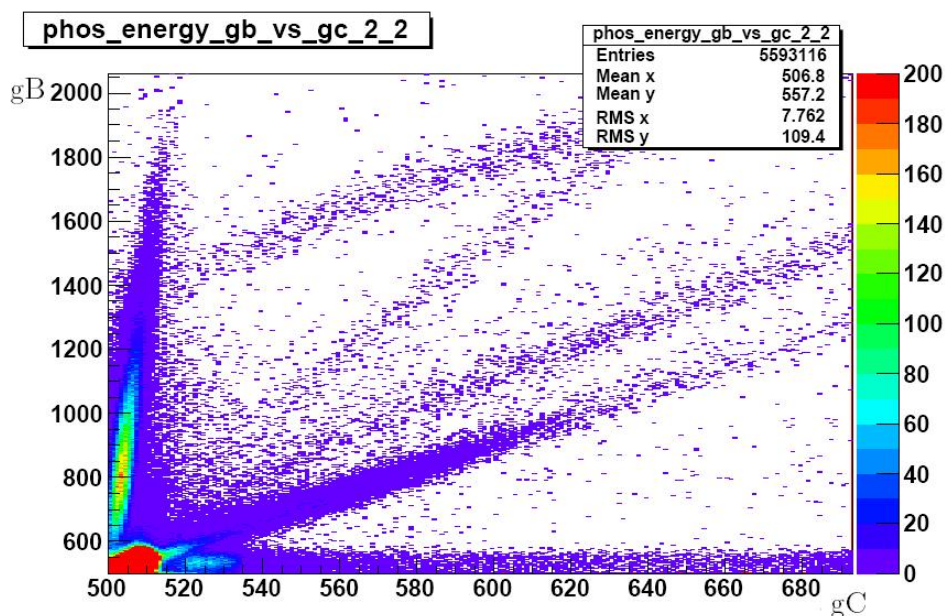


Figura 4.18: Matrice gB vs gC caratteristica di un rivelatore phoswich, sommata su tutti i *run* di misura per la reazione  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ .

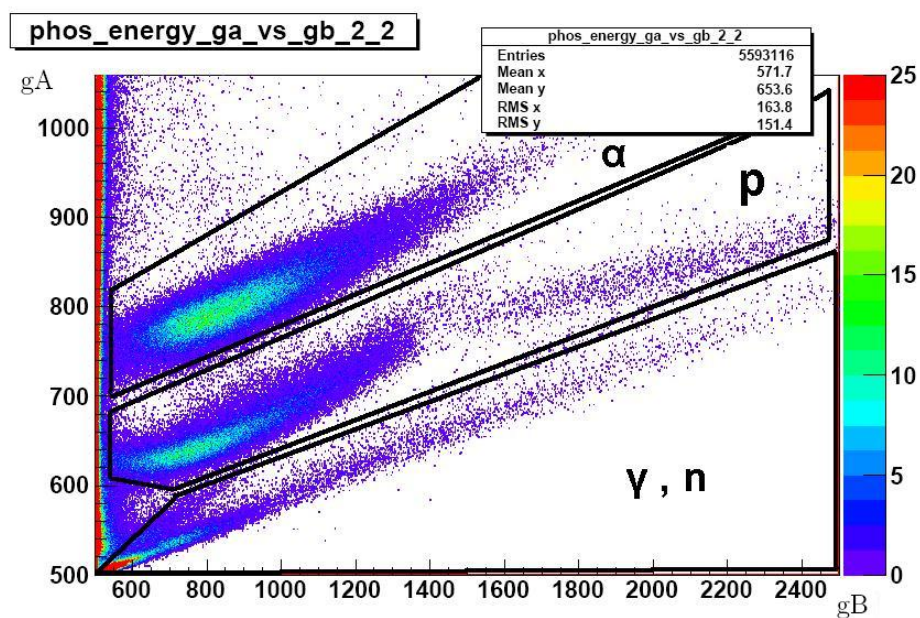


Figura 4.19: Dettaglio della matrice  $gA$  vs  $gB$  di figura (4.17), con tagli grafici caratteristici sui segnali di particelle neutre ( $\gamma, n$ ), protoni e  $\alpha$ .

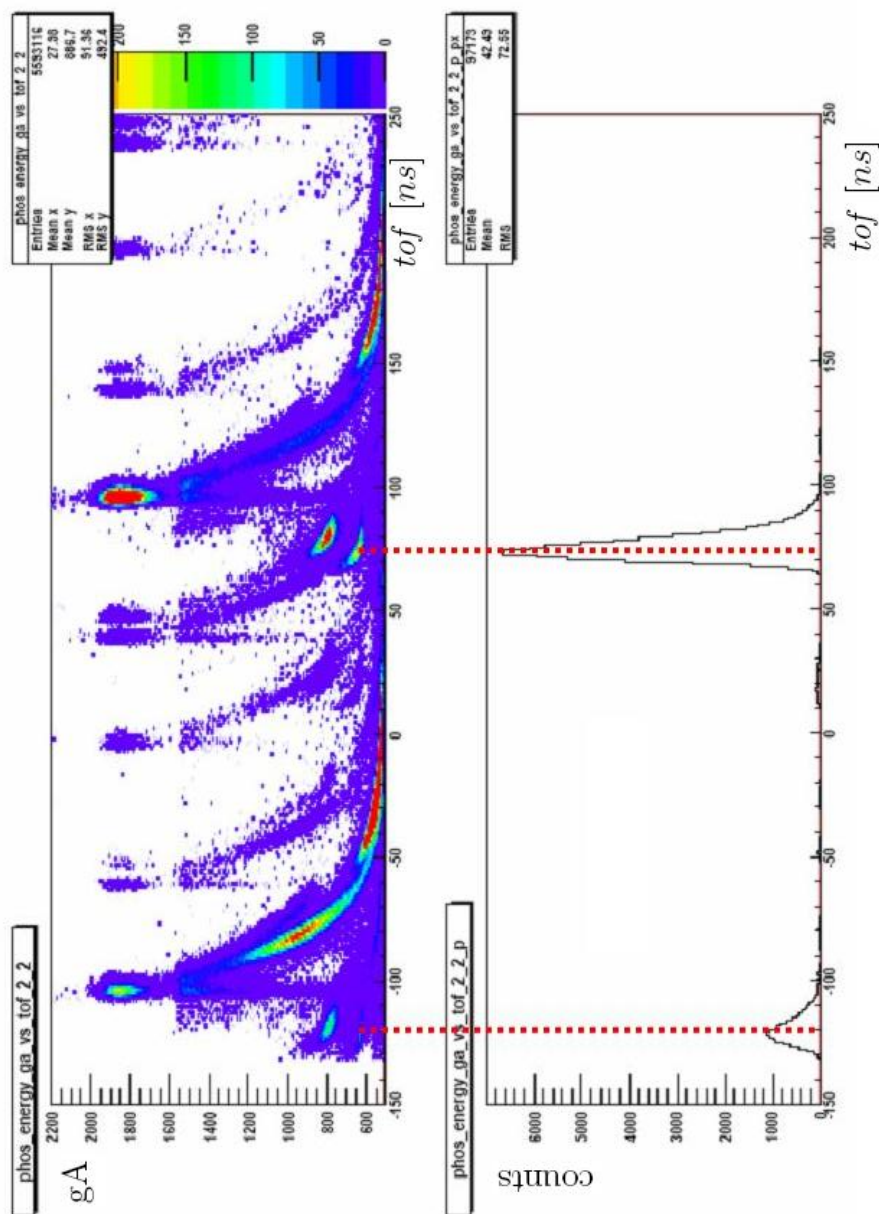


Figura 4.20: Identificazione dei segnali da protoni nello spettro gA vs *tof*. In basso: proiezione sul *tof* dei soli eventi in gA vs *tof* che hanno dato un segnale interno al taglio grafico sui protoni in gA vs gB. In alto: spettro gA vs *tof* con la zona dei segnali dei protoni individuata dalla linea rossa tratteggiata. L'identificazione procede attraverso l'associazione del picco nello spettro in basso al centroide del *bump* nello spettro in alto.

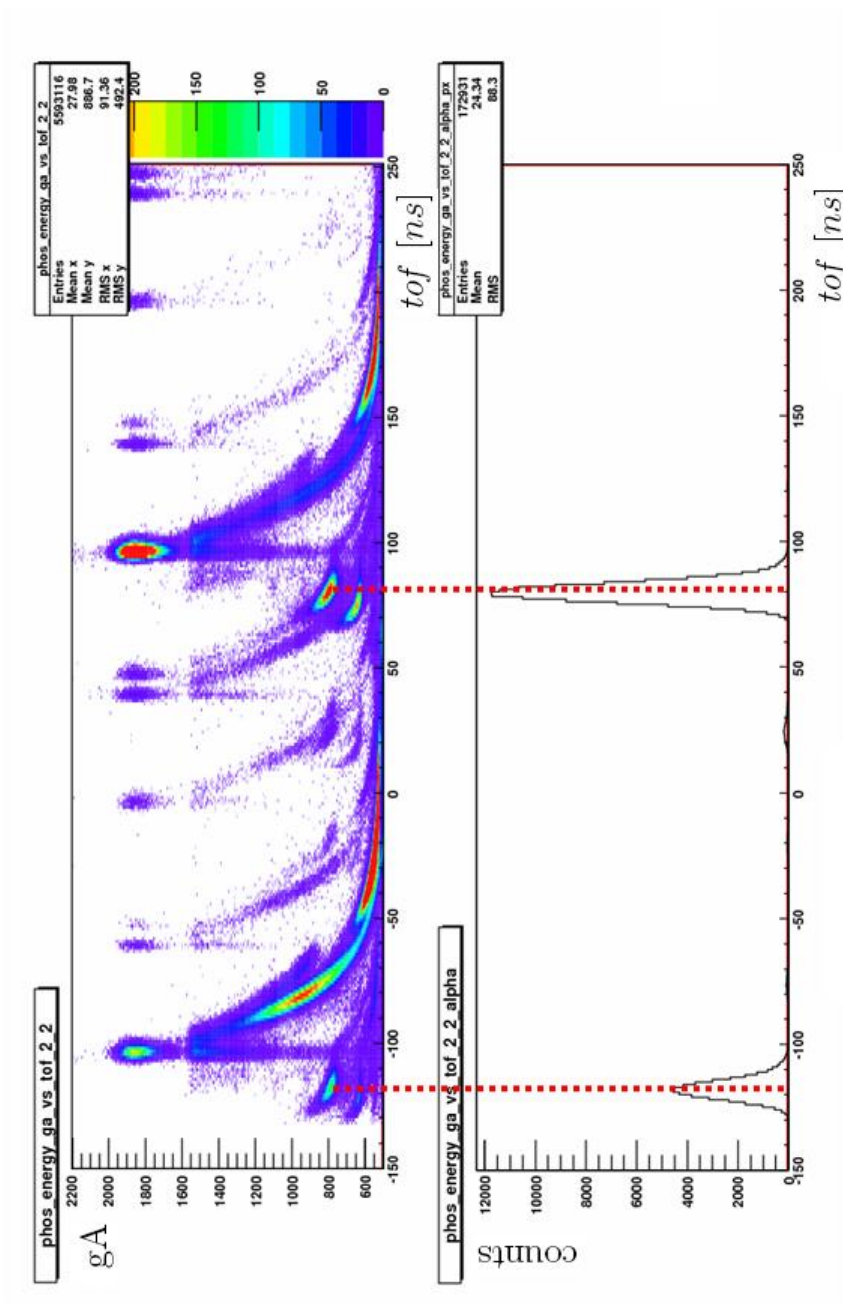
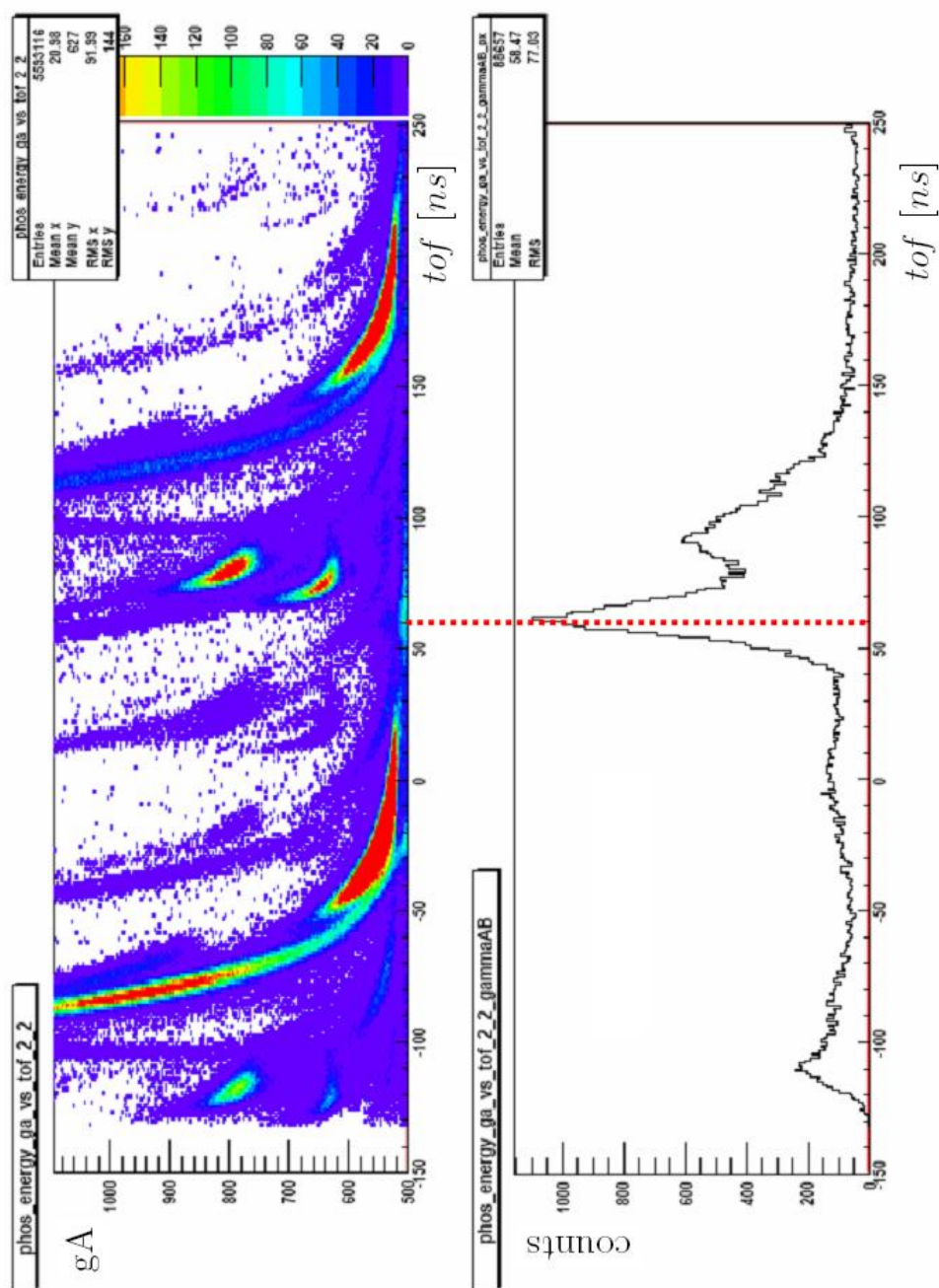


Figura 4.21: Identificazione dei segnali da particelle  $\alpha$  nello spettro gA vs tof. L'identificazione procede come descritto nel testo, in modo analogo all'identificazione dei segnali dei protoni in figura (4.20).

Figura 4.22: Identificazione dei segnali da gamma nello spettro  $gA$  vs  $tof$ .

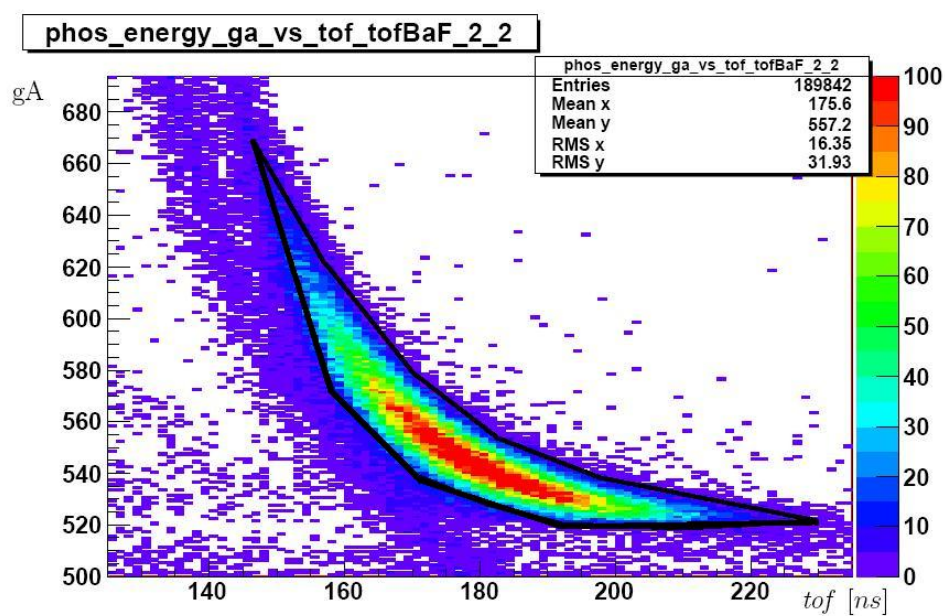


Figura 4.23: Possibile taglio grafico sui segnali degli ER nella matrice di figura (4.14).

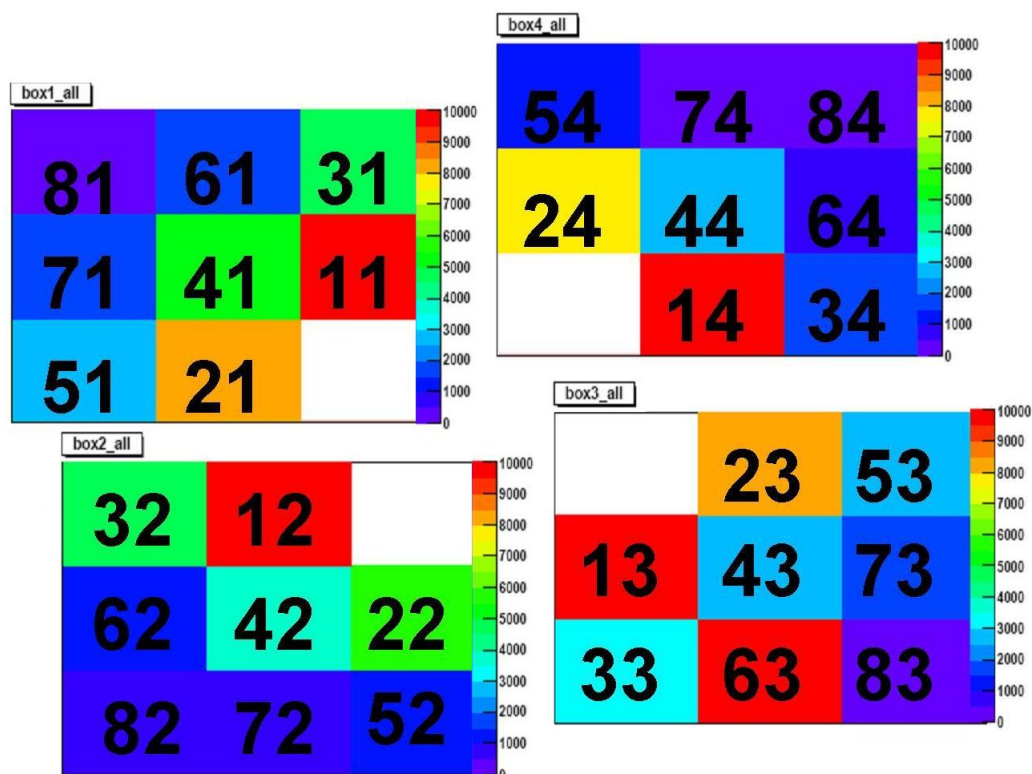


Figura 4.24: Distribuzione di conteggi di ER nei 32 rivelatori phoswich: ad ogni casella corrisponde un phoswich identificato da un numero di rivelatore all'interno della *box* e dal numero della *box* di sostegno, fedelmente alla posizione geometrica degli stessi rivelatori rispetto alla direzione di incidenza del fascio. La scala di colore riproduce i conteggi all'interno del taglio grafico sui residui nello spettro  $gA$  vs  $tof$  con  $gate$  sui tempi dei  $BaF_2$  di ciascun rivelatore. Maggiori dettagli nel testo.

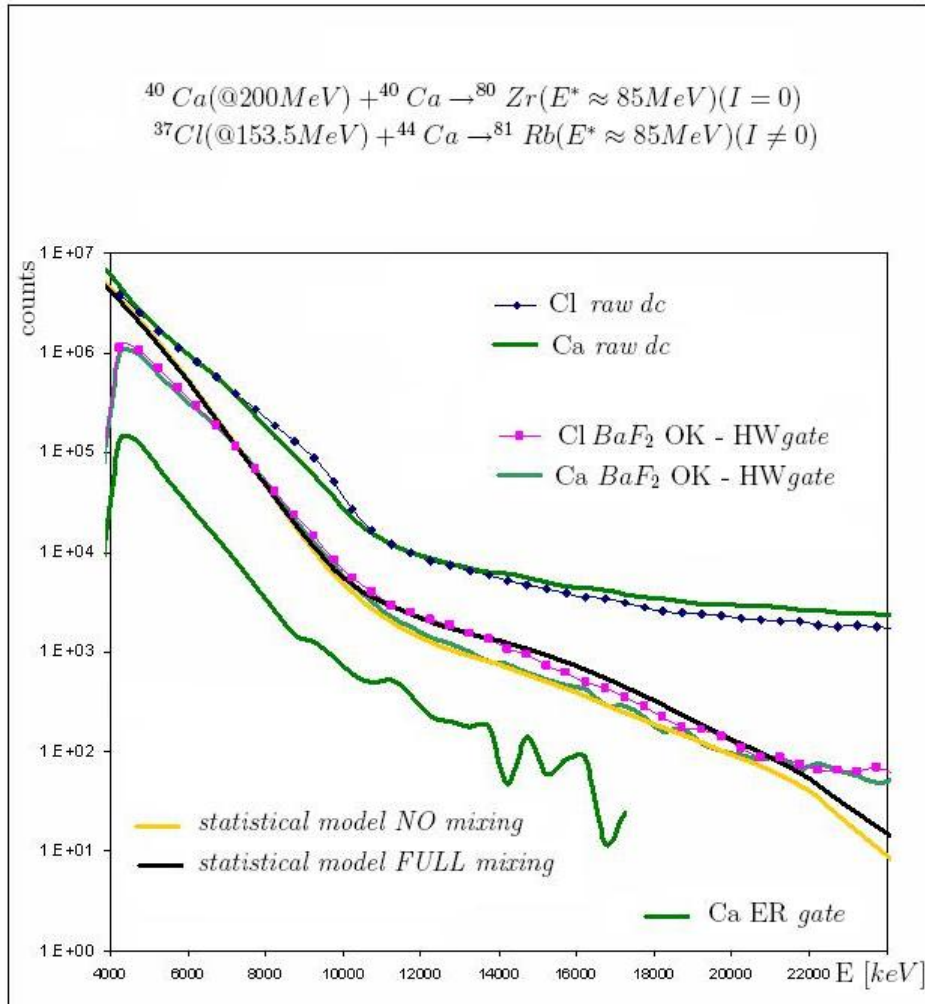


Figura 4.25: Spettri di emissione  $\gamma$  misurati dai rivelatori  $\text{BaF}_2$  per le due reazioni  $^{37}\text{Cl} + ^{44}\text{Ca}$  e  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ . In alto: segnali in energia *doppler-corrected* senza alcuna condizione (*raw*). Nel blocco centrale: spettri con segnali di energia maggiore di 4 MeV e tempo entro il *gate* di  $\pm 3\text{ns}$  dal valore del picco pronto, molteplicità di rivelatori  $\text{BaF}_2$  che hanno registrato il segnale pari ad uno e *gate hardware* del *trigger* di coincidenza (OR HECTOR) AND (OR PHOS FUSED). Per confronto, previsioni di modello statistico per assenza di isospin *mixing* e *mixing* completo. In basso: richiesta di segnale dell'evento nel taglio grafico sugli ER in gA vs *tof* e molteplicità pari a due per i rivelatori phoswich. Maggiori dettagli nel testo.

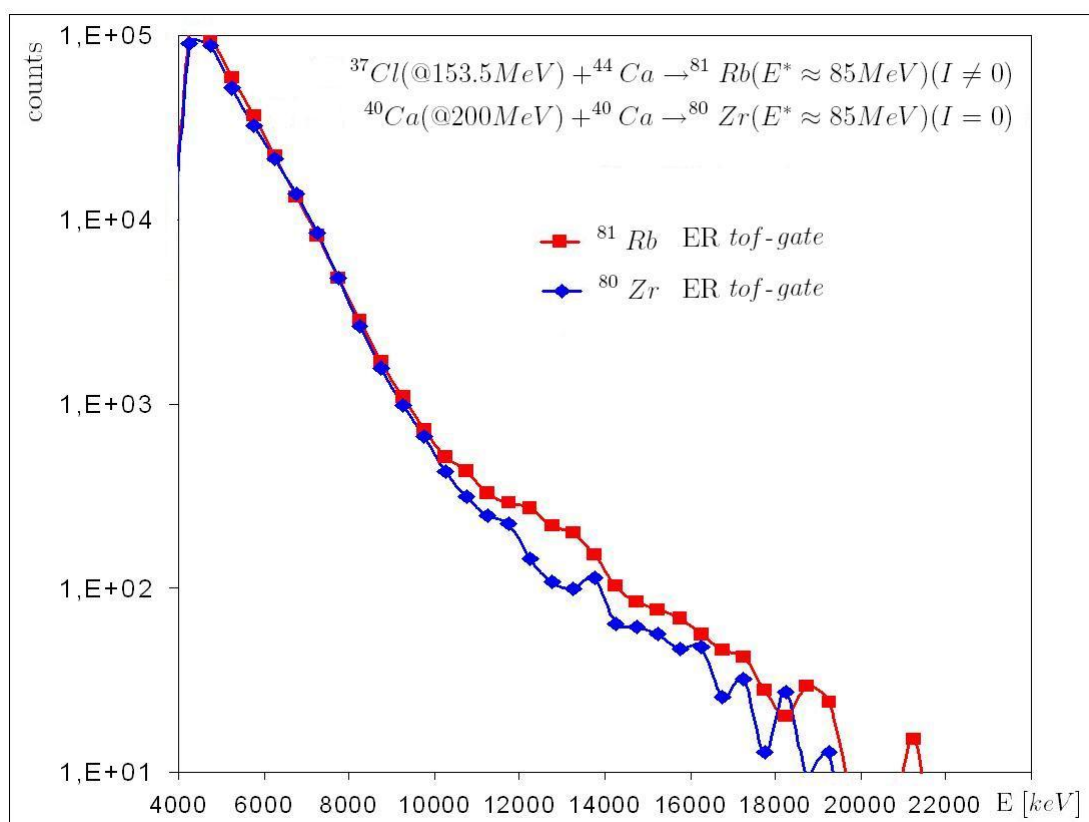


Figura 4.26: Spettri di emissione  $\gamma$  misurati dai rivelatori  $\text{BaF}_2$  per le due reazioni  $^{37}\text{Cl} + ^{44}\text{Ca}$  e  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  con *gate* sul tempo di volo dei residui di evaporazione misurati dai rivelatori phoswich.



---

# Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stata studiata l'emissione gamma da nuclei caldi prodotti nelle reazioni simmetriche di fusione - evaporazione  $^{37}\text{Cl}(@153.5\text{MeV}) + ^{44}\text{Ca}$  e  $^{40}\text{Ca}(@200\text{MeV}) + ^{40}\text{Ca}$ . I dati sono stati raccolti nella misura effettuata presso i Laboratori Nazionali di Legnaro nel mese di febbraio 2008 con un *set-up* sperimentale complesso, costituito dalla combinazione di diversi apparati. Visto il breve intervallo di tempo trascorso dalla realizzazione della misura, parte fondamentale del lavoro finora svolto è consistita in una valutazione della qualità dei dati raccolti e nella messa a punto della procedura di analisi che potrà essere utilizzata per il conseguimento dei risultati definitivi, previa la necessaria calibrazione della risposta dei rivelatori di cui si è andati a studiare i segnali. Risultati preliminari di tale procedura di analisi mostrano un complessivo buon funzionamento degli apparati e dell'elettronica e aprono la strada al futuro conseguimento di risultati di natura fisica.

La problematica fisica presentata nel capitolo I di questo lavoro di tesi riguarda lo studio della purezza di isospin dei livelli nucleari in funzione dell'energia di eccitazione del nucleo. L'obiettivo della misura, ossia la verifica del ripristino della simmetria di isospin ad alte energie di eccitazione, sembra poter essere conseguito alla luce dei risultati preliminari finora raccolti. Oltre ad essere preliminari, i risultati presentati nel capitolo IV sono di natura esclusivamente qualitativa: sarà il confronto con calcoli di modello statistico che permetterà in futuro di ricavare i parametri della GDR e il valore del coefficiente di isospin *mixing*  $\alpha_{\lesssim}^2$  a  $T \approx 2\text{MeV}$ , dal quale potrà essere estrapolato il valore di tale parametro a temperatura nulla, cioè sul *ground-state* nucleare, da confrontare con le previsioni dei calcoli su modelli microscopici presenti in letteratura.

I dati finora analizzati, le procedure di analisi utilizzate e l'esperienza conseguita (in particolare per quel che riguarda l'analisi dei segnali dei rivelatori phoswich) sono a disposizione di tutti i partecipanti alla collaborazione NUCL-EX/HECTOR. Nell'ambito della collaborazione è infatti già pianificata una misura con l'obiettivo di

indagare l'evoluzione con la temperatura della larghezza della GDR e le transizioni di forma nel nucleo caldo in rotazione  $^{88}\text{Mo}$ . Per tale misura si farà utilizzo di un *set-up* sperimentale per molti versi analogo a quello descritto nel capitolo II di questo lavoro di tesi.[33]

---

# Bibliografia

- [1] B. L. Berman and S. C. Fultz. Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photons. *Rev. Mod. Phys.*, 47(3):713–761, Jul 1975.
- [2] N. Gelli. Studio di sistemi nucleari prodotti con reazioni tra ioni pesanti tramite la Risonanza Gigante di Dipolo. *Tesi di Dottorato, Università di Firenze*, 1993.
- [3] S. Barlini. Light charged particles emission and high energy  $\gamma$ -rays from Giant Dipole Resonance in hot nuclei. *Tesi di Dottorato, Università di Padova*, 2005.
- [4] P.F. Bortignon, A. Bracco, and R.A. Broglia. Giant Resonances - Nuclear Structure at Finite Temperature. *Harwood*, 1998.
- [5] S. Leoni and G. Colò. Nuclei under extreme conditions. *Università di Milano, Lectures*, 2006/2007.
- [6] M. P. Kelly, K. A. Snover, J. P. S. Van Schagen, M. Kicińska-Habior, and Z. Trznadel. Giant Dipole Resonance in Highly Excited Nuclei: Does the Width Saturate? *Phys. Rev. Lett.*, 82(17):3404–3407, Apr 1999.
- [7] O. Wieland, A. Bracco, F. Camera, G. Benzoni, N. Blasi, S. Brambilla, F. Crespi, A. Giussani, S. Leoni, P. Mason, B. Million, A. Moroni, S. Barlini, V. L. Kravchuk, F. Gramegna, A. Lanchais, P. Mastinu, A. Maj, M. Brekiesz, M. Kmiecik, M. Bruno, E. Geraci, G. Vannini, G. Casini, M. Chiari, A. Nannini, A. Ordine, and E. Ormand. Giant Dipole Resonance in the Hot and Thermalized  $^{132}\text{Ce}$  Nucleus: Damping of Collective Modes at Finite Temperature. *Physical Review Letters*, 97(1):012501, 2006.
- [8] A. Bracco, J. J. Gaardhøje, A. M. Bruce, J. D. Garrett, B. Herskind, M. Pignatelli, D. Barnéoud, H. Nifenecker, J. A. Pinston, C. Ristori, F. Schussler, J. Bacelar, and H. Hofmann. Saturation of the width of the giant dipole resonance at high temperature. *Phys. Rev. Lett.*, 62(18):2080–2083, May 1989.

- [9] P. F. Bortignon, A. Bracco, D. Brink, and R. A. Broglia. Limiting temperature for the existence of collective motion in hot nuclei. *Phys. Rev. Lett.*, 67(24):3360–3363, Dec 1991.
- [10] J. Cerny. Nuclear Spectroscopy and Reactions, PURE and APPLIED PHYSICS, 40B. *ACADEMIC PRESS, INC.*, 1974.
- [11] M. Kicińska-Habior. Isospin mixing at high temperatures. *Acta Physica Polonica*, 36(4):1113–1143, 2004.
- [12] M.N. Harakeh, D.H. Dowell, G. Feldman, E.F. Garman, R. Lovemann, J.L. Osborne, and K.A. Snover. Role of isospin in the statistical decay of the Giant Dipole Resonance built on excited states. *Phys. Lett. B*, 176(3,4):297–301, 1986.
- [13] M. Cinausero, N. Gelli, F. Lucarelli, P. Blasi, E. Fioretto, F. Gramegna, G. Prete, D. Fabris, G. Nebbia, G. Viesti, E.M. Fiore, L. Fiore, V. Paticchio, and P.F. Bortignon. Giant Dipole Resonance in  $A \approx 40$  hot nuclei from coincidence measurements. *Z. Phys. A*, 352:273–277, 1995.
- [14] J. A. Behr, K. A. Snover, C. A. Gossett, M. Kicińska-Habior, J. H. Gundlach, Z. M. Drebi, M. S. Kaplan, and D. P. Wells. Restoration of isospin symmetry in highly excited compound nuclei. *Phys. Rev. Lett.*, 70(21):3201–3204, May 1993.
- [15] H. L. Harney, A. Richter, and H. A. Weidenmüller. Breaking of isospin symmetry in compound-nucleus reactions. *Rev. Mod. Phys.*, 58(3):607–645, Jul 1986.
- [16] H. Sagawa, P.F. Bortignon, and G. Colò. Restoration of isospin symmetry in highly excited nuclei. *Phys. Lett. B*, 444:1–6, 1998.
- [17] G. Colò, M. A. Nagarajan, P. Van Isacker, and A. Vitturi. Isospin mixing in proton-rich  $N \approx Z$  nuclei. *Phys. Rev. C*, 52(3):R1175–R1178, Sep 1995.
- [18] F. Gramegna, A. Moroni, G. Casini, M. Bruno, U. Abbondanno, R. Bassini, S. Barlini, A. Boiano, C. Boiano, S. Brambilla, R. Cavaletti, M. Chiari, A. Cortesi, M. D’Agostino, P. Del Carmine, M. Falsiroli, E. Geraci, M. Giacchini, A. Giussani, V.L. Kravchuk, A.L. Lanchais, M. Malatesta, G.V. Margagliotti, P.F. Mastinu, P.M. Milazzo, A. Nannini, A. Ordine, G. Tobia, F. Tonetto, L. Travaglini, G. Vannini, and L. Vannucci. GARFIELD: a General ARray for Fragment Identification and for Emitted Light particles in Dissipative collisions. *2004 IEEE NSSMIC*, 2004.

- [19] S. Leoni. Detectors in nuclear Physics. *Università di Milano, Lectures*, 2006/2007.
- [20] M. Bini, G. Casini, A. Olmi, G. Poggi, A.A. Stefanini, L. Bardelli, A. Bartoli, L. Bidini, C. Coppi, P. Del Carmine, A. Mangiarotti, P.R. Maurenzig, G. Pasquali, S. Piantelli, S. Poggi, N. Taccetti, and E. Vanzi. FIASCO: a multidetector optimized for semiperipheral heavy ion collisions at Fermi energies.
- [21] L. Bardelli, M. Bini, G. Poggi, and N. Taccetti. Application of digital sampling techniques to particle identification in scintillation detectors. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 491:244–257, Sep 2002.
- [22] L. Bardelli. Development of sampling and digital signal processing techniques with applications to Nuclear Physics detectors. *Tesi di Dottorato, Università di Firenze*, 2005.
- [23] L. Bardelli, G. Poggi, M. Bini, G. Pasquali, and NUCL-EX FAZIA Collaborations. An efficient method for timing synchronization between many digital sampling channels. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 572:882–892, March 2007.
- [24] M. Hillman and Y. Eyal. PACE4 - Projection Angular momentum Coupled Evaporation (code Julian). *Monte-Carlo code coupling angular-momentum*.
- [25] O. Wieland, V.L. Kravchuk, G. Baiocco, L. Bardelli, S. Barlini, P. Bednarczyk, G. Benzoni, M. Bini, N. Blasi, A. Bracco, S. Brambilla, M. Bruno, F. Camera, G. Casini, M. Ciemala, M. Cinausero, A. Corsi, F.C.L. Crespi, M. D’Agostino, M. Degerlier, E. Geraci, F. Gramegna, M. Kmiecik, S. Leoni, A. Maj, T. Marchi, K. Mazurek, B. Million, D. Montanari, L. Morelli, A. Nannini, R. Nicolini, W. Meczynski, S. Myalski, G. Pasquali, S. Piantelli, G. Poggi, and G. Vannini. Isospin Mixing in the  $N = Z$  Nucleus  $^{80}\text{Zr}$  at High Temperature. *LNL Annual Report*, 2007.
- [26] Autori Vari. The ALPI Project. *LNL Internal Report*, 1992.
- [27] G. Casini. TRIGGER - Esperimento HECTOR-GARFIELD 2008. *ISOMIX Meeting, Bologna*, 18 Aprile 2008.
- [28] L. Bardelli. Informazioni sui DSP utilizzati nel turno GARFIELD-HECTOR. *ISOMIX Meeting, Bologna*, 18 Aprile 2008.

- [29] L. Bardelli. A ROOT-based data-monitor software for the GARFIELD experiment. *LNL Annual Report*, 2007.
- [30] <http://root.cern.ch>.
- [31] <http://dnr080.jinr.ru/LISE.html>.
- [32] J. Cabrera, Th. Keutgen, Y. El Masri, Ch. Dufauquez, V. Roberfroid, I. Tilquin, J. Van Mol, R. Régimbart, R.J. Charity, J.B. Natowitz, K. Hagel, R. Wada, and D.J. Hinde. Fusion-fission and fusion-evaporation processes in  $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$  and  $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$  interactions between  $E/A = 8$  and  $16$  MeV. *Phys. Rev. C*, 68(034613), 2003.
- [33] M. Kmiecik, A. Maj, K. Mazurek, P. Bednarczyk, W. Meczyński, S. Myalski, J. Styczeń, W.M. Ziebliński, M. Ciemala, M. Matejska, B. Fornal, V.L. Kravchuk, F. Gramegna, M. Cinausero, V. Rizzi, G. Prete, M. Degerlier, G. Benzoni, N. Blasi, A. Bracco, S. Brambilla, F. Camera, F. Crespi, S. Leoni, B. Million, A. Corsi, O. Wieland, D. Montanari, R. Nicolini, G. Baiocco, M. Bruno, M. D'Agostino, T. Marchi, L. Moreli, G. Vannini, L. Bardelli, S. Barlini, G. Casini, M. Chiari, A. Nannini, S. Piantelli, G. Poggi, J.P. Wieleczko, I. Mazumdar, F. Azaiez, F. S. Franchoo, I. Stefan, D. Jenkins, O. Roberts, and J. Dudek. Temperature evolution of the GDR width and Jacobi shape transition in hot rotating  $^{88}\text{Mo}$  nuclei. *TANDEM -ALPI Proposal*, luglio 2007.

---

# Ringraziamenti

Desidero ringraziare il Prof. Mauro Bruno e la Prof.ssa Michela D'Agostino per l'opportunità che mi è stata data con questa proposta di tesi: intendo, in particolare, l'aver avuto la possibilità di lavorare su dati raccolti in un esperimento cui ho preso personalmente parte, all'interno di una vasta collaborazione di persone, ciascuna con il proprio modo di "fare fisica".

Proprio perché il mio lavoro di tesi si inserisce in una collaborazione così ampia, sono molte le persone cui sento di dovere dei ringraziamenti.

Ringrazio innanzitutto tutto il gruppo della sezione di Milano dell'INFN, per la sempre cordiale accoglienza durante le trasferte. In particolare, ringrazio Oliver Wieland e Anna Corsi, con i quali è stato davvero un piacere lavorare. Per i suggerimenti e i consigli ringrazio inoltre Franco Camera, Fabio Crespi, Roberto Nicolini e ringrazio infine Daniele Montanari anche per la fase più "estiva" della collaborazione.

Del gruppo di Bologna ringrazio Elena Geraci e Jacopo De Sanctis, nonostante la purtroppo breve "convivenza", Tommaso Marchi, ma soprattutto Luca Morelli, per la pazienza e la disponibilità nell'aiuto che non mi ha mai fatto mancare.

Ringrazio inoltre Giovanni Casini, Luigi Bardelli e Sandro Barlini della sezione di Firenze dell'INFN, Vladimir Kravchuk dei Laboratori Nazionali di Legnaro.

Un ringraziamento del tutto speciale va al Prof. Giovanni Carlo Bonsignori, cui devo la scelta della Fisica Nucleare come indirizzo di studi.

