

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI CATANIA

FACOLTA' DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea in Fisica

SALVATORE CAPPELLO

**Diagnostica di fasci radioattivi con rivelatori
di particelle per la facility EXCYT dei LNS.**

TESI DI LAUREA

Relatori:

Chiar.mo Prof. D. VINCIGUERRA

Dr. P. FINOCCHIARO

ANNO ACCADEMICO 1998-99

Indice

INTRODUZIONE.	5
----------------------	----------

1 I NUCLEI ESOTICI E LA FACILITY EXCYT.	7
--	----------

1.1	PRODUZIONE DI FASCI DI IONI RADIOATTIVI.	11
1.2	LA FACILITY EXCYT.	16
1.2.1	LA SORGENTE ECR.	22
1.2.2	POTENZIAMENTO DEL CICLOTRONE SUPERCONDUTTORE.	24
1.2.3	IL COMPLESSO BERSAGLIO-SORGENTE.	25
1.2.4	IL SEPARATORE DI MASSA ISOBARICO.	29
1.2.5	FASCI DI IONI RADIOATTIVI ACCELERATI DAL TANDEM.	32

2 DIAGNOSTICA DI FASCI RADIOATTIVI.	34
--	-----------

2.1	DIAGNOSTICA CON RIVELATORI.	36
2.1.1	RIVELATORI AL SILICIO.	36
2.1.2	RIVELATORI AL GERMANIO.	37
2.1.3	GLI SCINTILLATORI.	38
2.2	LA DIAGNOSTICA DI FASCI RADIOATTIVI AI LNS.	40
2.2.1	FIBBS (FIBRE BASED BEAM SENSOR).	41
2.2.2	GFIBBS (GLASS FIBRE BASED BEAM SENSOR).	43
2.2.3	SBBS (SCINTILLATOR BASED BEAM SENSOR).	45

3 CARATTERISTICHE DEI FASCI RADIOATTIVI IN EXCYT.	48
--	-----------

3.1	INTENSITÀ DEI FASCI RADIOATTIVI.	51
3.2	ATTIVITÀ DEI FASCI RADIOATTIVI.	54
3.3	CATENE DI DECADIMENTO.	56

**4 LEBI (LOW ENERGY BEAM IMAGER-IDENTIFIER): UN DISPOSITIVO
PER L'IDENTIFICAZIONE E LA VISUALIZZAZIONE DI FASCI
RADIOATTIVI A BASSA ENERGIA.**

59

4.1	DIAGNOSTICA A BASSA ENERGIA.	59
4.2	VISUALIZZAZIONE DEL FASCIO.	60
4.2.1	IL CODICE BIS++ (BETA IN SCINTILLATORS).	61
4.2.2	PERDITA D'ENERGIA DELLE PARTICELLE BETA NELLA MATERIA.	63
4.2.3	PERDITA D'ENERGIA PER COLLISIONE.	64
4.2.4	LE CORREZIONI DI SHELL E DI DENSITÀ.	66
4.2.5	PERDITA DI ENERGIA PER RADIAZIONE: EFFETTO BREMSSTRAHLUNG.	69
4.2.6	L'EQUAZIONE DI BETHE-BLOCH PER COMPOSTI.	71
4.2.7	IL RANGE DEGLI ELETTRONI.	72
4.2.8	LO SPETTRO CONTINUO DELLE PARTICELLE BETA.	77
4.3	SIMULAZIONE CON SORGENTE ^{90}Sr.	80
4.4	TEST SPERIMENTALE CON SORGENTE ^{90}Sr.	87
4.4.1	LO SCINTILLATORE CsI.	87
4.4.2	L'APPARATO SPERIMENTALE.	88
4.5	SIMULAZIONI PER IL FASCIO SECONDARIO ^{18}F.	93
4.6	IDENTIFICAZIONE DEI RADIONUCLIDI.	103
4.6.1	INTERAZIONE DEI RAGGI GAMMA CON LA MATERIA.	103
4.6.2	CARATTERISTICHE DEI RIVELATORI AL GERMANIO	106

4.6.3	SPETTROSCOPIA GAMMA CON I RIVELATORI A GERMANIO	106
4.7	APPARATO SPERIMENTALE.	107
4.7.1	RIVELATORI IN COINCIDENZA.	110
4.7.2	MISURE E CALIBRAZIONE.	111
4.8	IL PRIMO DISPOSITIVO LEBI.	117

5 HEBI (HIGH ENERGY BEAM IDENTIFIER): UN DISPOSITIVO PER L'IDENTIFICAZIONE DI FASCI RADIOATTIVI DOPO L'ACCELERAZIONE COL TANDEM.

121

5.1	LA PERDITA DI ENERGIA PER PARTICELLE CARICHE PESANTI.	122
5.2	TECNICA DI RIVELAZIONE CON TELESCOPI.	127
5.3	IL TELESCOPIO MONOLITICO.	129
5.4	TEST CON SORGENTE ALFA.	130
5.4.1	APPARATO SPERIMENTALE.	130
5.4.2	MISURA CON SORGENTE ALFA.	134
5.4.3	CALIBRAZIONE IN ENERGIA.	135
5.5	PREVISIONE SULL'IDENTIFICAZIONE DI PARTICELLE.	138
5.5.1	FASCI DI IONI RADIOATTIVI.	138
5.5.2	FASCIO DI ^{16}O .	145
5.6	MISURA SPERIMENTALE CON FASCIO DI ^{16}O.	152
5.6.1	L'APPARATO SPERIMENTALE.	152
5.6.2	CALIBRAZIONE IN ENERGIA.	156
5.6.3	ANALISI DELLA MATRICE SPERIMENTALE.	165
5.6.4	ERRORI SPERIMENTALI.	167
5.6.5	ENERGY STRAGGLING.	172

	Indice	
5.7	PREVISIONI PER L'IDENTIFICAZIONE DI FASCI RADIOATTIVI.	177
5.7.1	L'INTEGRALE NORMALE DEGLI ERRORI.	177
5.7.2	CONTAMINAZIONE RADIOATTIVA DEL RIVELATORE.	184
5.7.3	PERDITA D'ENERGIA DELLE PARTICELLE BETA IN SILICIO.	184
5.7.4	DANNEGGIAMENTO DA RADIAZIONI.	189
5.8	IL PRIMO DISPOSITIVO HEBI.	190
	CONCLUSIONI E PROSPETTIVE.	192

INTRODUZIONE.

Nel presente lavoro di tesi descriveremo l'attività di ricerca e sviluppo che abbiamo condotto presso i Laboratori Nazionali del Sud di Catania per lo studio di una coppia di dispositivi basati su rivelatori di particelle, in grado di consentire la diagnostica di fasci radioattivi nell'ambito della *facility* EXCYT (*Exotics with Cyclotron and Tandem*) dei LNS.

L'attività sperimentale ha preso le mosse da un'attenta analisi delle problematiche poste dalla diagnostica per i fasci esotici, prodotti da una *facility* di tipo ISOL (*Isotope Separation On-Line*). E' stato di fondamentale importanza comprendere le caratteristiche dei fasci radioattivi, dal momento in cui vengono estratti dal complesso bersaglio-sorgente (fascio a bassa energia), fino all'uscita dall'acceleratore Tandem (fascio ad alta energia).

Al fine di identificare i fasci radioattivi, si è reso indispensabile lo studio di fattibilità di due distinti dispositivi. Per la regione in cui il fascio è a bassa energia abbiamo sviluppato il dispositivo denominato LEBI (Low Energy Beam Imager-Identifier), in grado di identificare il fascio radioattivo e di visualizzarne il profilo trasversale. Nella zona ad alta energia, ossia dopo l'accelerazione col Tandem, il fascio radioattivo viene identificato da un altro sensore, denominato HEBI (High Energy Beam Identifier).

Il primo capitolo offre una panoramica sulle nuove tendenze della fisica nucleare, volte alla costruzione di *facilities* per lo studio dei nuclei esotici. Una

maggiore attenzione verrà posta nella descrizione della *facility* EXCYT, in corso di realizzazione presso i LNS.

Nel secondo capitolo si è discusso delle esigenze poste dalla diagnostica dei fasci radioattivi, con uno sguardo particolare alle soluzioni già sviluppate ai LNS.

Nel terzo capitolo abbiamo raccolto le informazioni inerenti alcuni dei fasci radioattivi che si intende produrre ed accelerare in EXCYT, calcolandone l'attività, le intensità e l'energia rilasciata nei decadimenti.

Nel quarto e quinto capitolo, è esposto in dettaglio il lavoro da noi svolto per lo studio di fattibilità ed i test sperimentali sui prototipi dei dispositivi LEBI ed HEBI.

1 I NUCLEI ESOTICI E LA FACILITY EXCYT.

La fisica nucleare si occupa del comportamento e della stabilità di insiemi di nucleoni. Tuttavia in natura non si trovano nuclei singoli come semplici agglomerati di protoni e neutroni, bensì esiste un preciso bilancio tra questi due tipi di adroni. Una questione fondamentale è quindi la conoscenza delle combinazioni stabili e la collocazione del limite tra sistemi legati e no. Un nucleo si dice legato quando è stabile rispetto all'emissione spontanea di particelle. Ciò significa che il tempo di vita medio del sistema è lungo rispetto al tempo richiesto dalla reazione nucleare che lo ha prodotto. Infatti, se 10^{-22} secondi è il tempo tipico richiesto per una reazione nucleare diretta, 10^{-3} secondi è il tempo necessario per il più veloce decadimento radioattivo. In laboratorio non è facile, in genere, sintetizzare nuclei al limite della stabilità a causa della bassa sezione d'urto di produzione. I nuclei stabili possiedono, approssimativamente, uguale numero di neutroni e protoni. Quelli con forte eccesso o difetto di neutroni sono in genere radioattivi e possono disintegrarsi secondo i vari processi di decadimento.

La forza nucleare costituisce il legante tra protoni e neutroni all'interno del nucleo. Essa è molto intensa, ma a corto raggio. La stabilità nucleare è quindi determinata dal bilancio tra la forza nucleare attrattiva e la forza coulombiana repulsiva che agisce tra i protoni. Il motivo fondamentale della maggiore stabilità dei nuclei con numero di protoni uguale al numero di neutroni è da ricercarsi nel fatto che l'interazione neutrone-protone è leggermente più intensa rispetto alle interazioni protone-protone e neutrone-neutrone. Per nuclei con numero di massa

$A \geq 40$, la forza coulombiana sposta la linea di stabilità lontano dalla retta in cui giacciono i nuclei con numero di neutroni uguale al numero di protoni, verso nuclei ricchi in neutroni. Inoltre essa limita l'esistenza di elementi super pesanti, dato che il corto raggio di interazione della forza nucleare non fornisce un legame sufficiente per vincere la forza coulombiana, che invece agisce a lungo raggio [1].

Sono 273 i nuclei che formano la cosiddetta “valle di stabilità” (Figura 1-1); i nuclei con un marcato eccesso o difetto di neutroni, cioè lontani dalla valle di stabilità, vengono chiamati “esotici”. Fino ad oggi, sono stati ottenuti nei laboratori di ricerca di tutto il mondo circa 3000 diverse specie nucleari, sebbene ne sia prevista l'esistenza di più di 7000, benché questo numero sia funzione del modello usato [1].

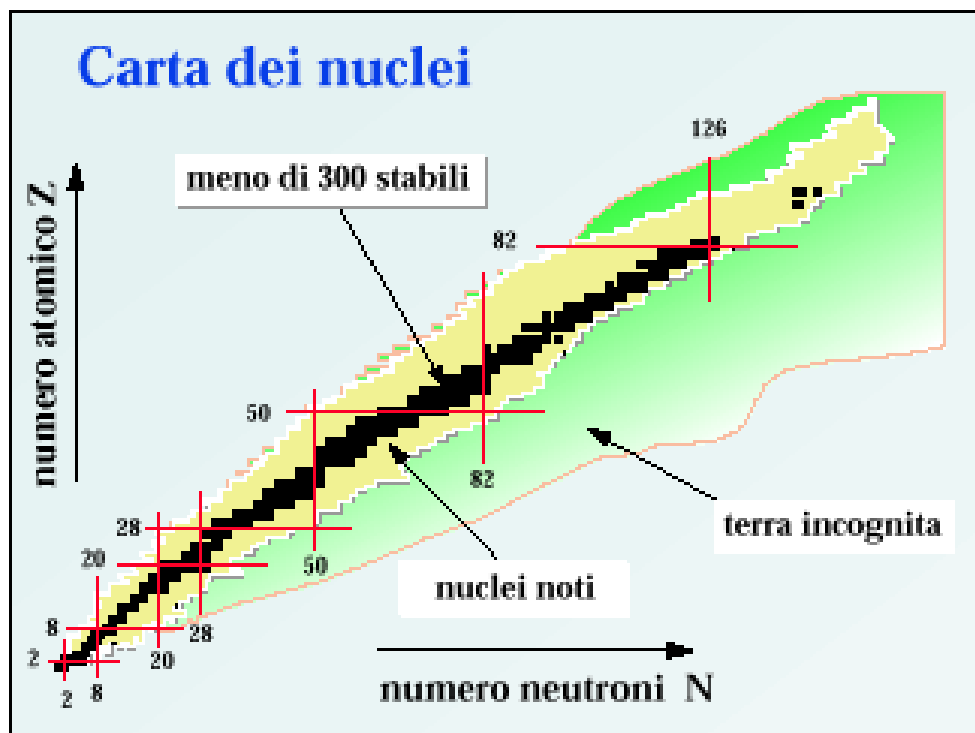


Figura 1-1: La carta dei nuclidi.

Nella carta dei nuclidi esiste una grande regione ancora poco conosciuta, detta “terra incognita”; in essa i nuclei sono ricchi di neutroni oppure sono super pesanti. Com’è possibile osservare in figura 1, la carta dei nuclei è espressa in funzione del numero di protoni Z (asse verticale), e del numero di neutroni N (asse orizzontale). I quadratini neri indicano i nuclei che sono stabili o quelli a vita lunga, cioè aventi un tempo di decadimento comparabile o più lungo dell’età della terra. Il colore giallo indica la regione dei nuclei prodotti dall’uomo in laboratorio, e che hanno vita più o meno breve. Aggiungendo neutroni o protoni ci si allontana dalla valle di stabilità fino a raggiungerne i limiti, detti *driplines*. E’ proprio qui che i legami nucleari iniziano a non essere più sufficienti per tenere unito il nucleo. Al di fuori delle *driplines* i nuclei decadono molto rapidamente per formare nuclei più stabili. Si devono ancora esplorare molte migliaia di nuclei radioattivi con rapporti N/Z molto piccoli o molto grandi, i quali nella carta formano la cosiddetta terra incognita, indicata in verde. La *dripline* dei protoni è relativamente ben conosciuta sperimentalmente sopra $Z = 83$. Invece la *dripline* dei neutroni è considerevolmente lontana dalla valle di stabilità ed i nuclei che la popolano sono difficili da osservare sperimentalmente [2].

Lo studio dei nuclei esotici, che è diventato possibile solo recentemente grazie alle tecnologie nucleari di cui si dirà più avanti, ha condotto alla scoperta di nuove strutture nucleari che mostrano proprietà interessanti quali, per esempio, le strutture del ^{11}Li e del ^6He . Questi nuclei possono essere considerati come sistemi a tre corpi, in cui due neutroni (il cosiddetto “alone”), orbitano ad una certa distanza da un *core*, formato dal ^9Li nel caso del ^{11}Li e dal ^4He nel caso del ^6He [1].

Essi rappresentano i primi esempi in natura di sistemi che possiedono la cosiddetta proprietà di Borromeo, in cui il nucleo non è più legato se qualcuno dei tre componenti è sottratto al sistema.

In astrofisica nucleare lo studio dei nuclei esotici potrebbe consentire una migliore comprensione dei processi stellari che portano alla formazione degli elementi: la cosiddetta nucleosintesi. Molte delle reazioni nucleari in ambiente stellare hanno a che fare con processi di cattura di protoni e neutroni; tali processi sono sensibili sia alla struttura dei nuclei instabili coinvolti, sia alle temperature ed alle densità presenti in eventi stellari esplosivi, come le supernovae. La comprensione della natura delle stelle (anche stelle di neutroni) e della loro evoluzione potrebbe trarre giovamento dalla fisica dei nuclei esotici [3].

I fasci di nuclei radioattivi offrono inoltre uno strumento estremamente importante per un grande campo di applicazioni, dall'industria alla medicina. Per esempio, se una sorgente radioattiva è richiesta per l'impiantazione ionica, i fasci di nuclei radioattivi forniscono una vasta scelta di tempi di dimezzamento, tipi di decadimento ed energie di disintegrazione. Questi parametri possono essere usati per controllare la profondità, l'intensità e la posizione dell'impiantazione stessa. Tutto ciò ha ovvie implicazioni nel campo del drogaggio di semiconduttori, terapie mediche e studi di varia natura sui materiali. Quando il nucleo radioattivo decade cambia il numero di protoni, con la conseguente trasformazione della specie nucleare; nei materiali sotto esame ciò introduce vere e proprie mutazioni chimiche dipendenti dal tempo [3].

L'analisi di tessuti biologici alterati non sarebbe possibile senza la tecnica di marcatura e tracciatura con radioisotopi, che è impiegata anche per l'analisi di materiali ed i trattamenti di alcune forme tumorali. L'utilizzo di *RNB (radioactive nuclear beam)*, combinati con PET (*Positron Emission Tomography*), permette contemporaneamente sia il monitoraggio che il trattamento dei tessuti. In questi casi il successo della terapia dipende fortemente dalla conoscenza di quanto, dove e come si deve distribuire la dose radioattiva [2].

1.1 Produzione di fasci di ioni radioattivi.

La sezione d'urto di produzione di nuclei esotici è in genere molto bassa, ed i nuclei prodotti devono essere efficacemente separati dai più abbondanti contaminanti. Il problema è doppiamente complesso: (a) bisogna produrre i nuclei di interesse in quantità sufficienti; (b) si deve essere in grado di separarli efficacemente dai contaminanti. Lo studio dei nuclei esotici richiede l'implementazione di tecniche di produzione, estrazione ed accelerazione che, tutte insieme, formano una cosiddetta *facility*.

Il grande interesse per la fisica con nuclei accelerati a vita breve, si riflette nelle molte *facilities* già attive, in costruzione, oppure oggetto di proposte di realizzazione nei laboratori internazionali. La gran parte di esse si basano su due metodi di produzione ed accelerazione: quello denominato “*in volo*” (noto anche come *Fragment Recoil Separation*, FRS), usa sostanzialmente la frammentazione del proiettile in volo; quello di “separazione isotopica in linea” (*Isotope Separa-*

tion On-Line, ISOL). Quest'ultimo è spesso citato come metodo dei due acceleratori [1].

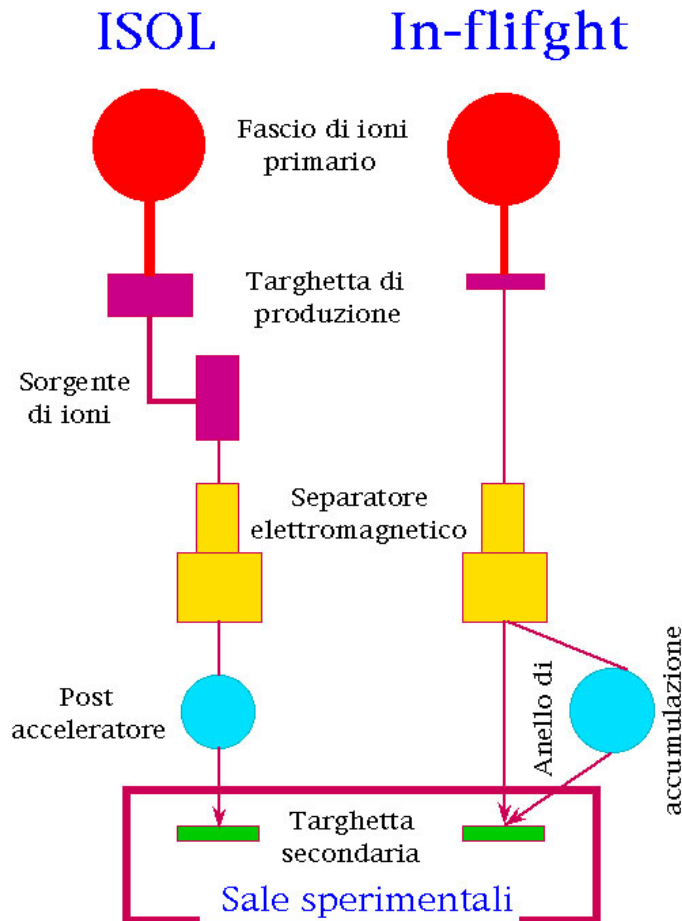


Figura 1-2: Schema dei due metodi, *in-flight* ed ISOL, per la produzione di fasci di nuclei esotici.

Gli studi con la frammentazione del proiettile (FRS) sono stati avviati negli anni ottanta a livello di esperimenti pilota, con l'acceleratore presente a Berkeley (USA). Con questo metodo un fascio di ioni si frammenta passando attraverso un bersaglio sottile, ed i prodotti di reazione sono in seguito trasportati fino ad un bersaglio secondario dopo essere stati selezionati in massa, carica e momento per

mezzo di un separatore di frammenti. Poiché i prodotti di reazione sono creati in volo, non è necessaria alcuna post-accelerazione. In aggiunta al vantaggio dell'alta energia, che i frammenti possiedono già in partenza in quanto provenienti dal fascio primario, la produzione *in-flight* ha il grande vantaggio di fornire i nuclei radioattivi come fascio di ioni secondario subito utilizzabile per gli esperimenti. Vi è solo il ritardo dovuto al tempo di volo del proiettile che attraversa il separatore e la linea di fascio fino al bersaglio di reazione, tipicamente dell'ordine del microsecondo [2].

In una *facility* del tipo ISOL i nuclei radioattivi sono prodotti dalle reazioni nucleari che si hanno bombardando con fasci stabili di ioni, protoni o neutroni (questi ultimi prodotti in un reattore nucleare) un bersaglio di materiale opportuno, per esempio grafite. Il fascio si arresta completamente all'interno del bersaglio e il tipo e la quantità delle specie nucleari che si formano dipendono, in buona sostanza, dal tipo e dall'energia del proiettile. I prodotti di reazione così ottenuti sono estratti dal bersaglio in forma di atomi o molecole, in seguito ionizzati dentro un'opportuna sorgente di ioni e selezionati da un separatore isotopico in linea (da cui l'acronimo ISOL). Un secondo acceleratore conferisce agli ioni l'energia richiesta per gli esperimenti. Come fasci primari sono stati proposti, oltre ai neutroni termici prodotti da un reattore nucleare, i deutoni di media energia, i protoni fino al GeV e gli ioni pesanti alle energie intermedie, cioè intorno ai 100 MeV/A. La scelta del secondo acceleratore per ioni radioattivi è ampia: sono stati presi in considerazione acceleratori quali i Ciclotroni, i Linac ed i Tandem.

La tecnica ISOL permette di rendere disponibili fasci radioattivi di qualità ed intensità migliori rispetto a quelli prodotti con la tecnica FRS, essa inoltre consente di ottenere fasci con caratteristiche adatte agli esperimenti di fisica nucleare ed astrofisica nucleare.

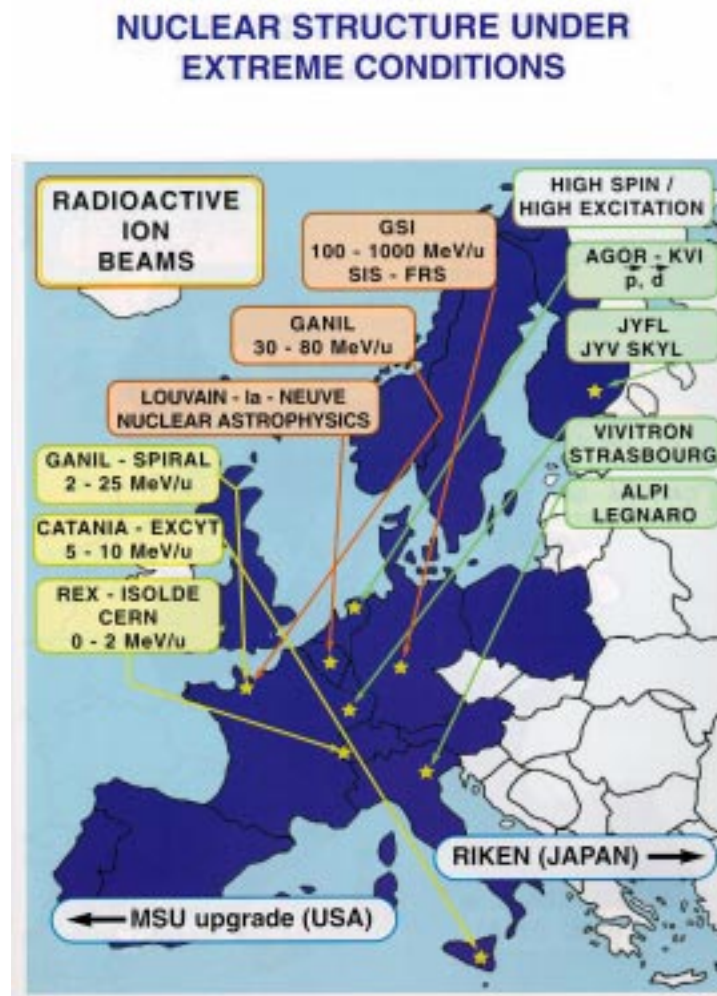


Figura 1-3: Mappa delle facilities internazionali, redatta dal NuPECC (Nuclear Physics European Collaboration Committee), per lo studio della struttura nucleare in condizioni estreme con fasci di ioni stabili e radioattivi. In giallo sono riportate le nuove facilities di fasci radioattivi (ISOL) in via di completamento, in beige quelle già funzionanti: Louvain la Neuve (ISOL), GANIL (in-flight) e GSI (in-flight).

Per la buona riuscita degli esperimenti gli acceleratori devono fornire fasci di ioni ben identificati, con piccola emittanza, aventi energia ben definita e facilmente variabile. Un altro vantaggio del metodo ISOL è l'alta luminosità, che può essere ottenuta grazie alla combinazione di un bersaglio di produzione spesso e di un fascio primario molto intenso. Il tempo di ritardo risultante dai processi di diffusione, effusione, ionizzazione ed estrazione dei frammenti radioattivi dal complesso bersaglio-sorgente è un inconveniente del metodo ISOL, soprattutto quando il tempo di decadimento del nuclide prodotto è inferiore alla decina di millisecondi. Tuttavia molti nuclei d'interesse per gli esperimenti decadono in tempi più lunghi.

I due metodi FRS ed ISOL sono complementari: i fasci radioattivi prodotti da una *facility* FRS emergono immediatamente e ad alta energia, tipicamente da 50 a 100 MeV/A; invece quelli prodotti da una *facility* ISOL sono accelerati fino alla regione attorno alla barriera coulombiana. Poiché questi proiettili hanno energie comparabili con quelle dei nucleoni all'interno del nucleo, essi sono l'ideale per gli studi di struttura nucleare. Molti esperimenti di fisica nucleare per verificare il Modello Standard, come pure molte applicazioni di tecniche nucleari, richiedono fasci di nuclei instabili di bassa e bassissima energia.

Tuttavia esiste un'area di sovrapposizione tra i due metodi che si osserva in un intervallo di energie intermedie, dove entrambe permettono di studiare lo stesso fenomeno ma con tecniche sperimentali diverse [2].

1.2 La facility EXCYT.

Presso i Laboratori Nazionali del Sud (LNS), dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) di Catania, sono in funzione da diversi anni due acceleratori di particelle: un Tandem Van de Graaff, con tensione di terminale fino a 15 MV; un Ciclotrone Superconduttore (CS) con $k = 800$ ¹. Attualmente il Tandem può funzionare sia in modalità *stand-alone* sia come iniettore del CS. Il Ciclotrone per ora funziona soltanto come post-acceleratore del Tandem [4].



Figura 1-4: L'acceleratore Tandem da 15 MV. La tank esterna, necessaria per sostenere la struttura elettrostatica e contenere il gas di isolamento SF_6 a 7 bar, è lunga 25 metri e pesa circa 130 tonnellate

¹Il parametro K determina l'energia massima di un Ciclotrone in MeV/A secondo la formula: $\frac{T_{\max}}{A} = K \left(\frac{Z}{A} \right)^2$, Z è lo stato di carica di uno ione di massa A . Per il CS che ha campo magnetico massimo di 4.8 Tesla ed il raggio di estrazione 0.90 cm, si ottiene $k = 800$.

A partire dall'esperienza maturata nel campo della fisica nucleare e degli acceleratori di particelle alle basse energie ed alle energie intermedie, la comunità scientifica locale ha colto la nuova tendenza sia nel campo degli acceleratori che della fisica con i fasci radioattivi. La localizzazione dei LNS all'interno della cittadella universitaria e la limitata disponibilità di spazio impediscono la realizzazione di grandissimi progetti come quello di una *facility* di fasci esotici di nuova generazione (che richiederebbero tra l'altro investimenti dell'ordine di 250 miliardi di lire); tuttavia le ottime prestazioni raggiunte negli ultimi anni con gli acceleratori esistenti hanno permesso di prendere in seria considerazione la possibilità di progettare e realizzare una *facility* per la produzione e accelerazione di fasci radioattivi molto articolata ed interessante. Essa dovrebbe permettere di ottenere fasci radioattivi di media intensità, con energie da 300 keV a 8 MeV/A. L'elemento fondamentale della *facility* è la disponibilità del Ciclotrone Superconduttore che può accelerare ioni pesanti alle energie intermedie, cioè fino ad 80–100 MeV/A.



Figura 1-5: Il Ciclotrone Superconduttore con una parte della linea di estrazione dei fasci di ioni.

L'uso di ioni pesanti come fascio primario è giustificato dalla relativamente alta sezione d'urto di produzione dei radioisotopi di interesse. In Figura 1-6 è riportato un confronto tra le diverse distribuzioni isotopiche del Rubidio prodotte rispettivamente con: fasci di ioni ^{12}C di 77 MeV/A, fissione di ^{238}U con protoni di varie energie, fissione di ^{235}U con neutroni termici. Si può vedere che le sezioni d'urto per le reazioni con ^{12}C sono da 2 a 5 volte maggiori rispetto a quelle con protoni da 1 GeV, le rese di fissione con neutroni termici sono di tre ordini di grandezza più alte. Inoltre, la distribuzione degli isotopi indica che con ioni pesanti si possono ottenere isotopi più lontani dalla "valle di stabilità", rispetto all'impiego di protoni [2].

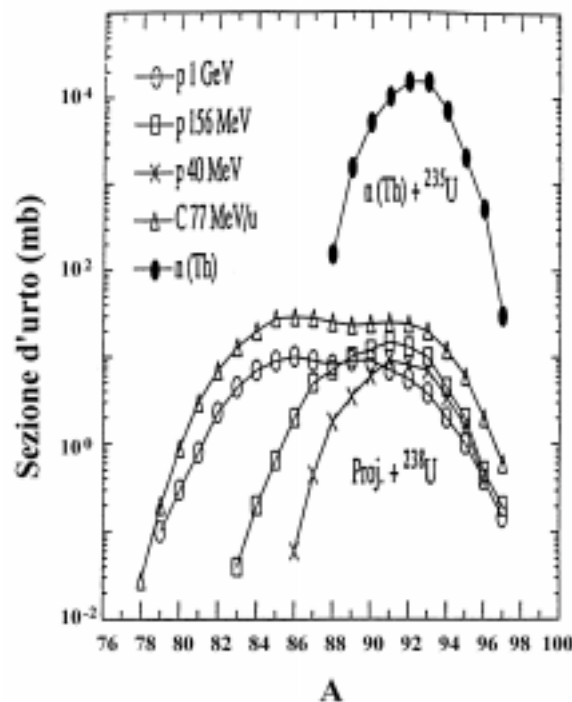


Figura 1-6: Sezione d'urto di produzione degli isotopi del rubidio per reazioni nucleari ottenute con diversi fasci primari. Gli isotopi stabili del rubidio sono ^{85}Rb e ^{87}Rb .

In EXCYT un fascio di ioni pesanti di intensità massima di 1 pμA (vedi nota²) è accelerato fino a 80 MeV/A dal CS, il quale funziona come acceleratore autonomo grazie all'iniezione assiale di ioni ad alto stato di carica prodotti dalla sorgente ECR. Il fascio primario accelerato dal CS viene quindi trasportato fino al bersaglio posto su una piattaforma a 250 kV. In questa zona il fascio primario, interagendo con gli atomi del bersaglio, produce una certa quantità di atomi radioattivi che rendono la piattaforma un luogo ad alta attività di radiazioni (Figura 1-7); ciò richiede la costruzione di un bunker per schermare il tutto.



Figura 1-7: Layout della facility EXCYT.

² La *p* di pμA indica “particella” e si usa nell’unità di misura della corrente per evidenziare il numero di particelle che arrivano sul bersaglio, e non soltanto la corrente elettrica. Un fascio di ioni ossigeno completamente ionizzato, cioè con carica 8⁺, dà un valore di corrente 8 volte maggiore rispetto al numero di particelle.

I radionuclidi prodotti all'interno del bersaglio subiscono successivamente un processo di ionizzazione. In tal modo si costituisce una nuova sorgente che è praticamente un tutt'uno col bersaglio stesso, da qui il nome complesso bersaglio-sorgente.

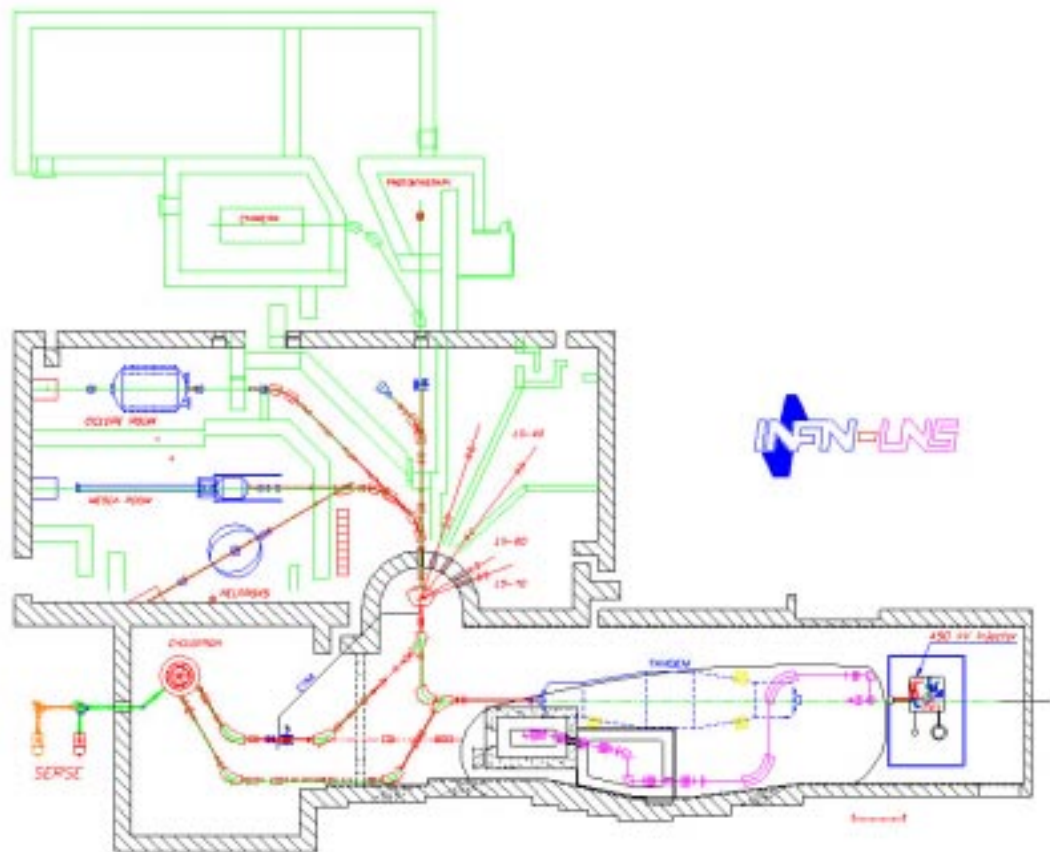


Figura 1-8: Layout dei LNS.

Dal complesso bersaglio-sorgente il fascio di ioni radioattivi viene estratto con un'energia di 50 keV e subito selezionato in massa con un potere risolutivo di 1/100, subendo una purificazione grossolana dai contaminanti indesiderati per mezzo di un pre-separatore. Dalla piattaforma ad alta tensione posta nel bunker il

fascio secondario, sfrondata ormai dalla maggior parte dei contaminanti radioattivi e no, è trasportato su una seconda piattaforma allo stesso potenziale della prima, ma a bassa attività radioattiva. Su questa seconda piattaforma agisce un canale di scambio carica per trasformare gli ioni positivi prodotti da alcune sorgenti, in ioni negativi, che si rendono necessari per l'accelerazione finale nel Tandem. Tuttavia ciò comporta una ulteriore perdita nell'intensità dei fasci prodotti.

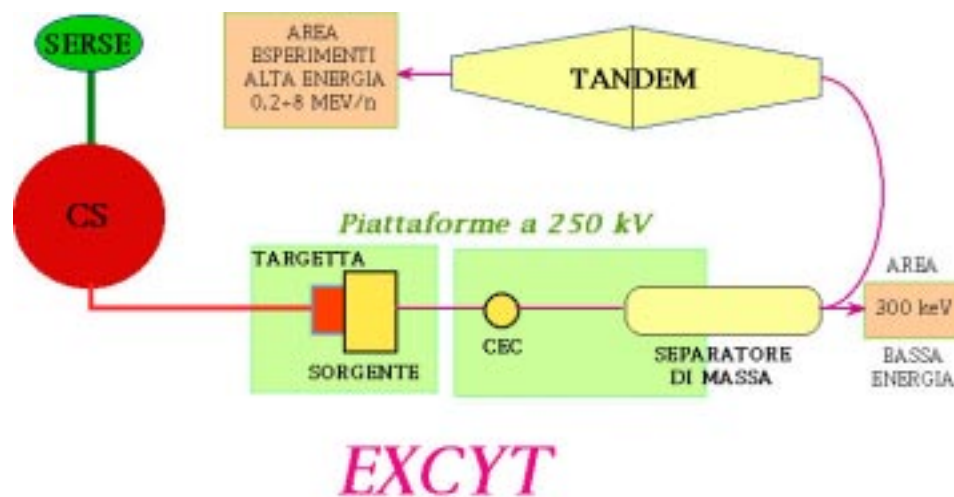


Figura 1-9: Schema semplificato della facility EXCYT.

Dopo il canale di scambio carica il fascio viene ulteriormente selezionato in massa sulla stessa piattaforma secondaria, grazie al primo stadio di un separatore di massa isobarico con potere risolutivo fino a 1/2000, quindi accelerato fino a 300 keV. Successivamente il fascio di ioni radioattivi passa attraverso il secondo stadio del separatore di massa isobarico, con potere risolutivo fino a 1/20000. Esso è poi inviato in una piccola sala sperimentale adiacente, dove possono essere

condotti esperimenti alle basse energie (dell'ordine dei 300 KeV) adatte per astrofisica nucleare. In alternativa il fascio può essere iniettato nel Tandem per l'accelerazione finale fino a 8 MeV/A, quindi condotto nelle sale sperimentali dove vengono posizionati gli opportuni rivelatori dedicati agli esperimenti di fisica nucleare.

Nella

Figura 1-9 è rappresentato lo schema semplificato di EXCYT. Entrare in dettaglio sui molti aspetti di una *facility* così complessa richiederebbe molto più spazio, e comunque non è compito di questo lavoro di tesi. Pertanto si ritiene più interessante evidenziare, anche se non in modo approfondito, gli elementi critici e tipici del progetto, tralasciando altri aspetti altrettanto importanti quali il *remote handling*, la radioprotezione e gli impianti tecnologici.

1.2.1 La sorgente ECR.

L'energia finale degli ioni prodotti da un Ciclotrone dipende quadraticamente dallo stato di carica q dello ione:

$$E_{\max} = K_{\text{bend}} (q / A)^2 \quad \text{Eq. 1-1}$$

Per consentire al CS di accelerare fasci intensi di ioni alla massima energia è necessario iniettare ioni ad alto stato di carica. Quando fu progettato il CS non esistevano sorgenti capaci di fornire ioni altamente ionizzati tali da sfruttare al massimo le potenzialità dell'acceleratore, pertanto l'idea adottata a quel tempo fu

quella di iniettare radialmente nel CS un fascio accelerato dal Tandem da 15 MV[4].

In altri laboratori, per esempio quello di GANIL in Francia, sono utilizzati due ciclotroni in cascata per ottenere fasci di ioni pesanti fino ad un'energia di 100 MeV/A, usati per la fisica alle energie intermedie fino ad oggi ma destinati anche per la fisica con i fasci radioattivi a partire dall'inizio del 1999. Sostituire un Tandem da 15 MV (LNS) o un Ciclotrone (GANIL) con una “semplice” sorgente era ed è un compito arduo.

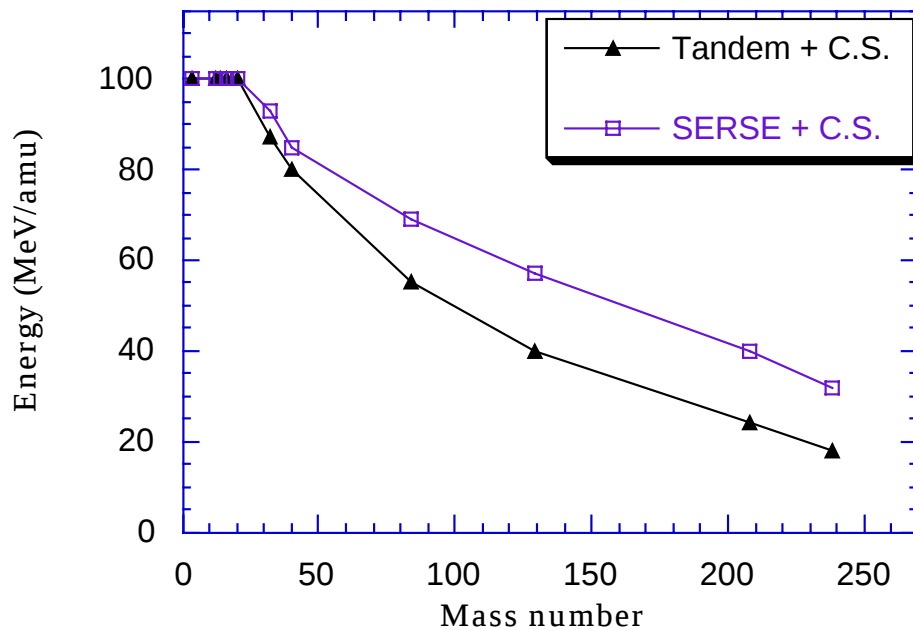


Figura 1-10: Le massime energie ottenibili dal CS con l'iniezione radiale da Tandem e con l'iniezione assiale di SERSE. Per gli ioni medio leggeri si ha un incremento dell'intensità del fascio, mentre per ioni più pesanti si ha anche quasi il doppio d'incremento di energia.

Ai LNS è stata progettata e realizzata una sorgente ECR (*Electron Cyclotron Resonance*) superconduttiva di nuova generazione, chiamata SERSE (*Superconducting EcR ion SourcE*). In estrema sintesi si può dire che con questo tipo di sorgente si ottengono migliori prestazioni, cioè si ottengono più alti stati di carica per i fasci di ioni prodotti.

La combinazione sorgente SERSE + CS permette di ottenere: (a) energie più alte per ioni molto pesanti rispetto a quelle ottenibili con il Tandem + CS; (b) di ottenere le alte intensità alle massime energie per gli ioni meno pesanti, necessarie per la produzione degli ioni esotici [5].

1.2.2 Potenziamento del Ciclotrone Superconduttore.

Il CS (Figura 1-11) possiede il parametro di focalizzazione k uguale a 200 ed il parametro di *bending* k_b uguale a 800; è secondo solo al fratello maggiore della Michigan State University (USA). Esso è stato progettato a Milano e completato a Catania dai LNS in collaborazione con la Sezione di Milano dell'INFN.

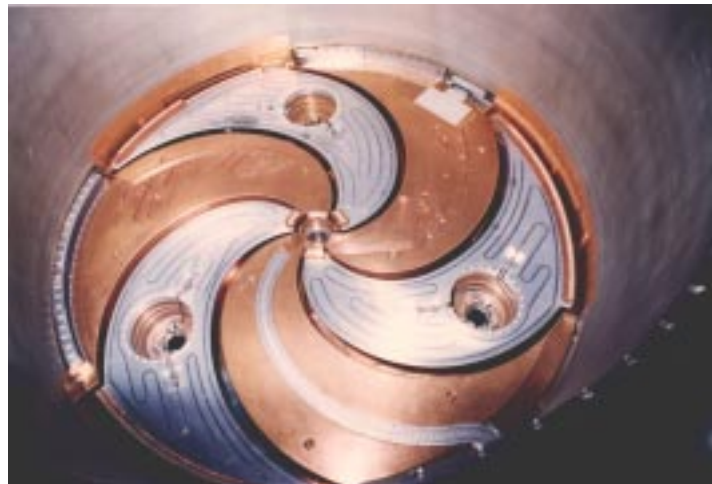


Figura 1-11: Interno del CS con la classica forma a spirale dei tre DEE acceleranti.

Il progetto iniziale prevedeva che per l'accelerazione di fasci di ioni pesanti a bassa intensità, utili per esperimenti di fisica nucleare alle energie intermedie, l'iniezione fosse radiale e fornita dall'acceleratore elettrostatico Tandem. Il CS, che ha accelerato il primo fascio alla fine del 1994, era fatto per lavorare con intensità di corrente dell'ordine di 10 pA. Le nuove esigenze di funzionamento come acceleratore del fascio primario per la produzione dei radioisotopi richiedono intensità di corrente molto maggiori, fino a 1 pA; cioè due ordini di grandezza superiori rispetto a quanto previsto nel progetto originale. Un incremento di corrente così significativo alle massime energie, ha comportato una riprogettazione accurata di molti elementi del Ciclotrone [6].

1.2.3 Il complesso bersaglio-sorgente.

L'elemento cruciale comune a tutte le *facilities* per la produzione ed accelerazione di RNB è il complesso bersaglio-sorgente. Nel bersaglio gli atomi radioattivi si formano con intensità basse, fino ad un massimo di 10^{11} atomi per secondo, a causa delle basse sezioni d'urto di produzione. Essi devono essere separati dal substrato, trasportati rapidamente nella sorgente e ionizzati per l'estrazione e l'accelerazione finale. L'intensità degli ioni radioattivi prodotti dipende da una serie di fattori:

- la sezione d'urto delle reazioni nucleari d'interesse;
- l'intensità di corrente del fascio primario;

- lo spessore sfruttabile del bersaglio;
- l'efficienza della diffusione termica ad alta temperatura dei prodotti di reazione dentro al bersaglio stesso;
- la capacità di rilascio dalla superficie;
- l'efficienza della diffusione attraverso la linea di trasferimento dal bersaglio alla sorgente;
- l'efficienza di ionizzazione della sorgente;
- il decadimento durante l'intero processo;
- l'efficienza di trasmissione dell'acceleratore finale, inclusa quella del separatore di massa isobarico e delle linee di trasporto fino agli apparati di rivelazione nelle sale sperimentali [7].

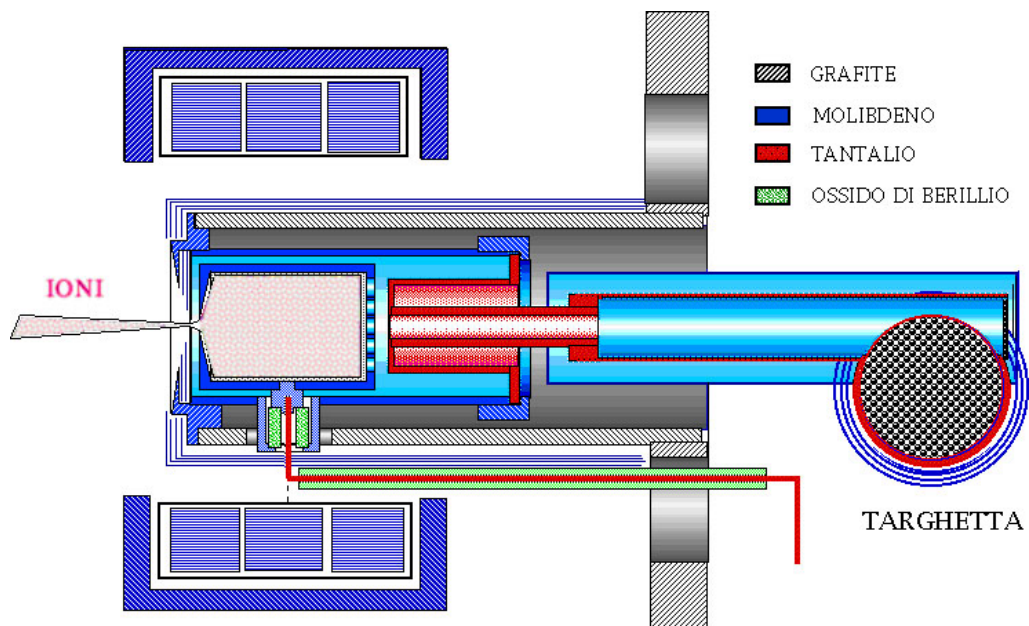


Figura 1-12: Schema del complesso bersaglio-sorgente sul principio di quello del CERN-ISOLDE

La separazione dei prodotti radioattivi dal substrato presente nel bersaglio ed il loro trasferimento nella sorgente per la ionizzazione è fortemente dipendente dalla temperatura. Inoltre, più breve è la vita media degli atomi radioattivi più rapido dev'essere il tempo di rilascio. Pertanto il bersaglio dev'essere posto alla più alta temperatura possibile. La capacità di variare il tipo di ioni presenti nel fascio primario, a differenza delle *facilities* che utilizzano un fascio di protoni, permette spesso di scegliere un bersaglio molto robusto ed efficiente. Tuttavia, la velocità di diffusione dentro il bersaglio e l'effusione attraverso il tubo di trasferimento verso la sorgente di ionizzazione dipendono da molti altri parametri, per cui si deve scegliere sempre il miglior compromesso. Il bersaglio ideale dovrebbe soddisfare contemporaneamente ai seguenti requisiti principali:

- elevata sezione d'urto di produzione di nuclei esotici, in funzione del tipo ed energia del fascio primario;
- alto punto di fusione;
- bassa pressione di vapore alle temperature di funzionamento, in modo da preservare l'efficienza della sorgente;
- alto coefficiente di diffusione;
- basso assorbimento per minimizzare il tempo di adesione dei prodotti desorbiti alle superfici del bersaglio;
- basso numero atomico Z per ridurre l'attivazione.

Una lunga durata del bersaglio è un requisito importante poiché, considerati i problemi di attivazione, non è possibile agire frequentemente per effettuare interventi di manutenzione nell'area ad alta attività radioattiva dov'è posto il com-

plesso bersaglio-sorgente. Non tenerne adeguato conto significherebbe limitare le prestazioni generali. La durata del bersaglio dipende da molti fattori, uno dei quali è l'intensità massima del fascio primario. Nel caso di ioni pesanti, ^{12}C per esempio, l'intensità di fascio di 1 μA ad 80 MeV/A dissipa nel bersaglio una potenza di circa 1 kW. Pur sembrando modesta, essa comporta una densità di potenza molto alta, tale da distruggere immediatamente il bersaglio se non si adottassero particolari accorgimenti [8].

La sorgente è progettata ed ottimizzata principalmente in funzione dell'alta efficienza di ionizzazione della specie radioattiva d'interesse, tenendo anche conto del tempo di ritardo che si somma a quello di diffusione e di effusione; tutti parametri critici per radioisotopi a vita molto breve. Una sorgente ideale, oltre ad avere un basso valore di emittanza che è importante per le *facilities* che hanno un separatore di massa ad alta risoluzione, dovrebbe soddisfare contemporaneamente ai seguenti requisiti principali.

- funzionamento ad alta temperatura per minimizzare il tempo di adesione alle superfici del dispositivo atto alla ionizzazione;
- bassi valori d'indeterminazione in energia;
- buona selettività chimica;
- lunga durata;
- funzionamento affidabile e maneggevole tramite il controllo a distanza.

Il complesso bersaglio-sorgente, progettato ed in corso di realizzazione per la *facility* EXCYT, parte dalle pluriennale esperienza presso il CERN-ISOLDE. In

EXCYT esso è stato sostanzialmente variato per adattarsi alle specifiche esigenze del fascio primario di ioni pesanti (invece dei protoni). E' stato anche modificato affinché possa essere in grado di ionizzare ed estrarre, ove possibile, direttamente gli ioni negativi necessari per l'iniezione nel Tandem. Nei casi in cui è più conveniente estrarre dalla sorgente gli ioni positivi, si deve utilizzare un sistema per la conversione in ioni negativi. Esso è costituito da una cella in cui si fanno ricircolare vapori di cesio. Gli ioni positivi scambiano con gli atomi di cesio elettroni, diventando ioni negativi con un'efficienza di scambio carica che dipende dall'affinità elettronica degli elementi d'interesse.

1.2.4 Il separatore di massa isobarico.

Una *facility* del tipo ISOL richiede che il fascio secondario sia inviato all'acceleratore finale, ed in seguito all'apparato sperimentale, con un'alta efficienza di trasmissione. Inoltre è auspicabile che esso sia ben identificato in massa, numero atomico ed energia, anche in presenza di isotopi o di altri elementi vicini aventi stessa massa isobarica. La selezione è resa ancora più difficile dal fatto che l'elemento desiderato è quasi sempre presente con intensità di diversi ordini di grandezza inferiori rispetto agli elementi contaminanti. Questa è una cosa importante di cui si deve tener conto nella diagnostica di fasci radioattivi.

Gli ioni si allontanano dalla sorgente attraversando un tratto della linea di fascio lungo qualche metro in cui il sistema da vuoto non è in grado di fornire pressioni inferiori a 10^{-7} mbar. Ciò comporta la presenza di una piccola percentuale di ioni diffusi dall'interazione con il gas residuo. Questo fa sì che gli ioni di

massa diversa da quella voluta, che erano stati eliminati, possano passare attraverso le fenditure di analisi di un separatore di massa ad un solo stadio, mentre possono venire eliminati definitivamente da un separatore di massa a due stadi.

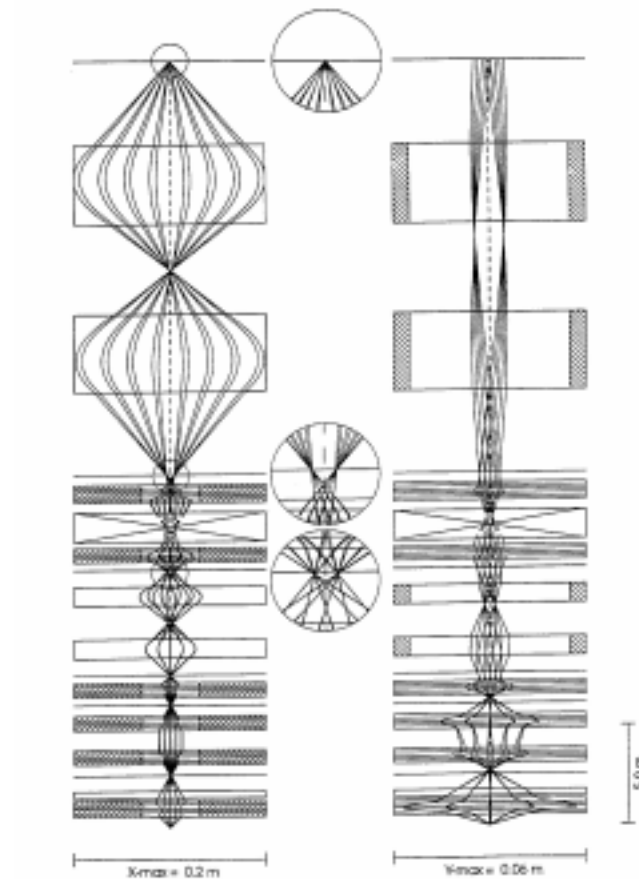


Figura 1-13: Calcoli dell'ottica del fascio di ioni in tutto il separatore di massa isobarico di EXCYT. E' ipotizzato che gli ioni abbiano tutti la stessa carica ma energie che differisce dello 0.25%..

Il separatore di massa isobarico della facility EXCYT consiste di due stadi di separazione posti a due differenti potenziali. Questa disposizione permette di

eliminare i contaminanti che possono essere stati diffusi dagli atomi del gas residuo, o che si sono formati nella regione di accelerazione per processi di scambio di carica [9].

L'intero separatore di massa isobarico consiste di quattro sezioni:

- 1) lo stadio preseparator è posto, insieme con il complesso bersaglio-sorgente, su una prima piattaforma ad alta tensione (250 KV) dentro una zona ben schermata dalle radiazioni. Lo stadio preseparator ha per le masse intorno a 100, un potere risolutivo di circa $M/\Delta M = 170$, cioè separa completamente gli ioni di massa 100 da quelli di massa 101. Dal preseparator, tuttavia, non ci si aspetta di eliminare gli isobari contaminanti ma solo gli elementi vicini indesiderati.
- 2) Il primo stadio del separatore di massa isobarico riceve il fascio dal preseparator attraverso la linea di trasporto, lungo un condotto ad alta tensione. Esso è posto, insieme al canale di scambio, su una seconda piattaforma allo stesso potenziale della prima e dovrebbe raggiungere un potere risolutivo di circa $M/\Delta M = 2000$. Dopo le fenditure d'uscita del primo stadio, il fascio attraversa la colonna d'accelerazione in cui gli ioni sono accelerati dalla seconda piattaforma posta a 250 KV fino a massa, incrementando così l'energia di estrazione da 50 KeV fino a 300 KeV.
- 3) Il secondo stadio è il cuore del separatore di massa isobarico perchè da esso dipende, essenzialmente, il potere risolutivo finale. Il potere risolutivo che si dovrebbe raggiungere è di circa $M/\Delta M = 20000$ per ioni monoenergetici.

1.2.5 Fasci di ioni radioattivi accelerati dal Tandem.

Il Tandem è un acceleratore elettrostatico costruito dalla High Voltage Engineering Corporation (USA). Esso è operativo ai LNS sin dal 1983. Dopo una serie di miglioramenti apportati dai LNS negli anni successivi, esso lavora con una tensione di terminale fino a 15 MV. Dal punto di vista tecnologico è più semplice del Ciclotrone Superconduttore, tuttavia esso deve funzionare ai valori massimi, che sono ben superiori a quelli originali di progetto. Il Tandem è un acceleratore molto versatile e con caratteristiche peculiari per certi esperimenti di fisica nucleare, esso fornisce fasci di ioni con una dispersione in energia molto bassa ($\Delta E/E = 10^{-4}$); l'energia è variabile con continuità. L'ottima emittanza (0.5π mm mrad) permette di definire molto bene la sezione del fascio e la sua divergenza angolare.

L'intervallo di energie che può fornire il Tandem dipende dal numero atomico dell'elemento richiesto e dai valori di tensione massimi e minimi a cui può lavorare il terminale, vale la relazione:

$$E = E_j + (q + 1)V \quad \text{Eq. 1-2}$$

Dove E_j è l'energia di pre-iniezione, q è lo stato di carica che si ottiene al terminale dopo lo *stripping* e V la tensione del terminale. Per i valori massimi e considerando la tensione di 15 MV, si può spaziare per esempio dai 100 MeV per gli isotopi del carbonio a circa 150 MeV per nuclei più pesanti. Tuttavia si è limitati ad accelerare fasci di ioni esotici fino a massa 50.

Energie ancora più basse, fino a 300 KeV, si possono ottenere anche senza l'accelerazione del Tandem. Ciò è possibile inviando il fascio direttamente negli apparati sperimentali dedicati allo scopo. Nel caso degli ioni positivi si ha il van-

taggio di non dover utilizzare il dispositivo dello scambio di carica, raggiungendo così intensità di corrente maggiori. E' un'opportunità che pochi laboratori hanno; essa permette di fare esperimenti nel campo delle applicazioni accennate prima. Per avere un'idea del valore di questa opportunità, si può fare riferimento al CERN-ISOLDE. Questa *facility* permette di avere fasci radioattivi soltanto da 60 e 150 KeV.

Le intensità dei fasci radioattivi prodotti con EXCYT si possono considerare di media intensità e saranno di sicuro interesse per parecchi scienziati, sia nel campo della fisica e dell'astrofisica nucleare sia nel campo delle applicazioni tecnologiche [10].

2 DIAGNOSTICA DI FASCI RADIOATTIVI.

Lo sviluppo di nuove *facilities* per la produzione e l'accelerazione di fasci di ioni radioattivi, oltre che il rinnovato interesse nell'impiego di fasci a bassa intensità per scopi terapeutici (l'adroterapia per esempio), rende necessario lo sviluppo di speciali strumenti di diagnostica adatti a rivelare intensità di fascio spesso molto basse e, qualche volta, anche a bassissima energia [11].

Misure affidabili di posizione e profilo trasversale del fascio sono cruciali per le applicazioni sopra menzionate. In particolare si richiedono dispositivi di diagnostica con un intervallo dinamico in sensibilità di diversi ordini di grandezza. Nel rispetto di tali specifiche vengono sviluppati, ai LNS ed altrove, dispositivi che soddisfano queste richieste, ma che tuttavia rimangono semplici ed affidabili sia nella loro implementazione che nel loro uso.

Le tecniche di rivelazione di particelle, comunemente usate in fisica nucleare, sembrano promettenti sotto molti aspetti e possono fornire la base per lo sviluppo di nuovi dispositivi di diagnostica per acceleratori di fasci ionici radioattivi. Come si è già detto in precedenza i fasci prodotti in tali *facilities* possono avere bassa intensità, principalmente a causa della piccola sezione d'urto per la produzione di svariate specie nucleari, ma anche per l'ovvia limitazione nell'intensità del fascio primario. Sfortunatamente non esiste una "ricetta" generale che vada bene per ogni esigenza; ciascuna specie ha una sezione d'urto di produzione differente e diversa vita media. La corrente di fascio finale può variare di diversi ordini di grandezza, divenendo già critica per la diagnostica "classica" quando scende al

di sotto di 10^8 pps (particelle per secondo); sebbene ci si possa aspettare intensità anche inferiori a 10^5 pps [12].

Nel caso di un uso terapeutico dei fasci di ioni (radioattivi e no), la bassa intensità è una caratteristica fondamentale per questioni di dosimetria. Questo aspetto rende ancor più importante una diagnostica di fascio veloce ed affidabile. L'affidabilità è una caratteristica molto importante ed è ben noto come i rivelatori di particelle necessitano, generalmente, di manutenzione speciale e conoscenze specifiche non trascurabili per essere utilizzati correttamente. Nel campo degli acceleratori di particelle i rivelatori devono essere semplici da realizzare, quindi necessitano di essere supportati da un software di controllo di alto livello e basati su tecnologie ben collaudate, possibilmente non eccessivamente costose. In un tale intervallo di intensità le normali tecniche diagnostiche raggiungono le loro intrinseche limitazioni elettromagnetiche dovute principalmente al rumore elettronico, che limita il rapporto segnale-rumore raggiungibile. Un fattore critico è anche la contaminazione del segnale utile a causa di emissione secondaria di elettroni da parti del sensore esposte al fascio.

Le caratteristiche richieste sono: migliore sensibilità, non intercettività del fascio, affidabilità, facilità d'uso e robustezza; quest'ultima caratteristica deve garantire contro improvvise variazioni dell'intensità del fascio, errori da parte dell'operatore o mal funzionamenti improvvisi. Infine bisogna tenere in considerazione l'eventuale possibilità di realizzare dispositivi a calibrazione automatica, cioè in grado di effettuare misure assolute.

Esistono due possibili strategie per tentare di aumentare la sensibilità di un sensore di fascio: ridurre il rumore o aumentare il segnale. La prima dovrebbe essere ottenuta migliorando l'elettronica e la schermatura dei dispositivi usuali, mentre la seconda può essere perseguita mutuando alcune tecniche tipiche della fisica nucleare sperimentale. In tale ottica, un buon metodo per aumentare il segnale utile è l'utilizzo di un rivelatore di particelle, che è generalmente sensibile all'energia rilasciata dalla particella piuttosto che alla carica trasportata. Pur tuttavia, l'inconveniente principale dei dispositivi basati sui rivelatori di particelle è la loro risposta fortemente dipendente dal tipo di fascio e dall'energia: noi infatti non misuriamo più la carica elettrica trasportata dal fascio. Inoltre lo spessore di eventuali "strati morti" può introdurre una soglia in energia sui fasci rivelabili. La resistenza al danno da radiazioni è uno dei più importanti parametri che devono condurre alla scelta di un tipo di rivelatore piuttosto che un altro [13].

2.1 Diagnostica con rivelatori.

Le tecniche di diagnostica attualmente disponibili basate su rivelatori, si basano su diversi tipi di rivelatori: a semiconduttore, a gas, scintillatori, etc. In questa sede, in seguito alla scelte operate per la realizzazione dei due nuovi sensori di diagnostica per EXCYT, ci occuperemo in dettaglio dei rivelatori di silicio, germanio e scintillatori.

2.1.1 Rivelatori al silicio.

Il tipo di rivelatore a semiconduttore maggiormente usato è quello al silicio. In un rivelatore al silicio il segnale è prodotto dalla perdita di energia che una par-

ticella subisce nell'attraversare il materiale. Il silicio è piuttosto efficiente in questo processo, infatti l'energia media necessaria per creare una coppia elettrone-lacuna nella regione di svuotamento è 3.62 eV. Sfortunatamente la sua resistenza al danno da radiazioni è modesto. Mentre il suo costo, incluso la necessaria elettronica di contorno, è abbastanza alto. Tuttavia, la facilità d'uso ed affidabilità raggiunta da questo tipo di rivelatori sono sufficienti da permetterne l'uso per applicazioni specifiche.

In casi particolari un rivelatore al silicio può rappresentare uno strumento molto utile, per esempio per l'identificazione isotopica del fascio. Un dispositivo interessante potrebbe consistere di un bersaglio sottile di oro e di un telescopio di silicio che può essere posizionato intorno ad esso. L'angolo migliore può essere automaticamente selezionato calcolando la sezione d'urto di diffusione alla Rutherford, in modo da ottenere un tasso di conteggio sul rivelatore che non ne causi il danneggiamento. Costruendo una tipica matrice ΔE - E si ottiene l'identificazione isotopica delle particelle presenti nel fascio.

2.1.2 Rivelatori al germanio.

I rivelatori al germanio sono generalmente utilizzati per la rivelazione di raggi gamma, grazie alla risoluzione molto alta. Per raggiungere tali prestazioni devono essere raffreddati ad una temperatura di 77 Kelvin mediante l'uso di azoto liquido. Essi possono rappresentare un potente strumento per l'identificazione di radioisotopi rari per mezzo della rivelazione dei raggi gamma provenienti dalla diseccitazione caratteristica dei livelli nucleari.

2.1.3 Gli scintillatori.

Gli scintillatori sono ben conosciuti dai fisici sperimentali e la loro caratteristica di base è la proprietà di emettere luce quando una radiazione incidente rilascia la sua energia all'interno del cristallo. Per molto tempo il materiale maggiormente utilizzato è stato lo NaI (Ioduro di Sodio). Esso possiede una ottima resa di luce e l'energia media per la produzione di un fotone di scintillazione è circa 10 eV. Sfortunatamente lo NaI è fortemente igroscopico ed ha bisogno di essere utilizzato con speciali precauzioni.

Oggigiorno è disponibile sul mercato un'ampia famiglia di scintillatori plastici veloci. Essi sono generalmente piuttosto economici e facili da produrre in qualsiasi forma, inoltre possono essere scelti tra un'ampia varietà di caratteristiche: tempo di decadimento, lunghezza d'onda d'emissione, lunghezza di attenuazione, etc. Il loro principale lato negativo è rappresentato dalla scarsa resistenza al danno da radiazioni e al calore. Quindi deve essere usata estrema cura quando si intende utilizzare tali rivelatori per applicazioni in cui si ha un alto tasso di conteggio. L'uso di uno scintillatore plastico per i fasci è praticamente limitato ad un regime di bassa intensità e per brevi periodi di tempo: infatti dopo un irraggiamento con 10^{12} - 10^{13} particelle per cm^2 gran parte degli atomi di idrogeno sono completamente espulsi lasciando quasi esclusivamente atomi di carbonio.

Durante gli ultimi quindici anni nuove famiglie di scintillatori inorganici hanno attirato l'attenzione dei fisici. Questi nuovi cristalli hanno dimostrato di possedere buone proprietà meccaniche: resistenza alle radiazioni e buona efficien-

za di scintillazione. Alcuni di essi hanno un tempo di decadimento sorprendentemente breve.

Molti degli scintillatori attualmente utilizzati necessitano di una energia media di 10-100 eV per produrre un fotone di scintillazione. Il costo varia a seconda del tipo, forma, quantità, drogaggio. Tra gli scintillatori inorganici possiamo anche annoverare alcuni materiali amorfi: vetri drogati con terre rare come Terbio, Gadolinio, Cerio, etc.

Sul mercato esistono molti tipi di dispositivi atti alla rivelazione della luce prodotta dai cristalli. Alcuni di essi sono adatti per una lettura in corrente (fotodiodi), altri per il conteggio dei singoli impulsi di luce (fotomoltiplicatori, fotodiodi, fotodiodi a valanga). Fino ad ora l'uso di scintillatori per diagnostica di fascio è stato limitato ai plastici, che hanno un limite di conteggio minore di 10^6 pps. I plastici usati in forma di fibra ottica scintillante possono servire come visualizzatori del fascio, permettendo la ricostruzione trasversale del profilo.

Gli scintillatori basati su CsI sono molto adatti per la rivelazione delle radiazioni emesse dai nuclei esotici grazie alle loro eccellenti prestazioni. L'efficienza di scintillazione (45% di quella del NaI(Tl)) e l'emissione di luce con lunghezza d'onda di 565 nm ne fanno uno tra dei migliori cristalli di scintillazione presenti attualmente sul mercato. Inoltre essi risultano scarsamente igroscopici, e piuttosto resistenti al danneggiamento da radiazioni. La loro costante di decadimento della luce pari a circa 1 μ s, senza *after-glow* apprezzabile, li rendono adatti come contatori di particelle fino a 10^5 Hz [14].

2.2 La diagnostica di fasci radioattivi ai LNS.

Il tipico dispositivo abitualmente utilizzato ai LNS per ricostruire il profilo trasversale di un fascio di ioni, è basato su due fili di tungsteno ortogonali che operano la scansione del fascio sul piano trasversale. La corrente misurata sui fili nel momento in cui intersecano il fascio, è proporzionale al numero delle particelle incidenti; una semplice correlazione con la posizione dei fili permette di ricostruire il profilo orizzontale e verticale. Molto usati sono anche gli schermi in quarzo o allumina.

La principale limitazione nelle misure con corrente bassa usando fili o griglie, deriva dal rumore elettromagnetico. Nell'esperienza maturata ai LNS con questo genere di dispositivi di diagnostica, si è osservato come la maggiore limitazione venga dal rumore elettrico prodotto dalla frizione del cavo in movimento che trasporta il segnale: la minima quantità di corrente rivelabile sul filo usando materiali speciali e cavi a basso rumore, è dell'ordine di 10 pA.

Gli ioni radioattivi da accelerare in EXCYT saranno tipicamente nell'intervallo $3 \leq Z \leq 20$, con energie $E \leq 8 \text{ MeV/A}$. L'intensità di fascio attesa è minore di 10^{10} pps, ed in molti casi è probabile che si attesti nell'intervallo 10^4 - 10^8 pps. Dato che i dispositivi ordinari sono sensibili ad intensità dell'ordine di 10^{10} pps, sono stati studiati e realizzati monitor per il profilo di fascio (BPM, *beam profile monitors*) adatti a caratterizzare intensità di fascio molto basse. Anziché tentare di migliorare le prestazioni dei sensori tradizionali basati su fili, che diverrebbero molto complessi, delicati e costosi, è stata avviata un'intensa attività di ricerca e sviluppo basata sull'uso di rivelatori di particelle per rendere possibile una

efficace diagnostica dei fasci radioattivi prodotti ed accelerati dalla facility EXCYT dei LNS. Qui di seguito riportiamo una breve panoramica su tali dispositivi e tecniche d'uso [15].

2.2.1 FIBBS (*fibre based beam sensor*).

Fino ad oggi sono stati sviluppati e testati diversi dispositivi per la diagnostica di fasci radioattivi nell'ambito della facility EXCYT. Il primo di essi si basa sull'uso di una fibra ottica scintillante. Essa è una fibra plastica costituita da una parte centrale scintillante di polistirene (*core*), ed un rivestimento di PMMA (*cladding*). Il principio di funzionamento è alquanto semplice: ogni volta che la fibra è colpita da una particella essa produce un piccolo flash di luce. In tal modo è possibile sostituire i tradizionali BPM basati su fili, con quelli che utilizzano fibre. In questo caso, anziché misurare la corrente su un filo è possibile misurare la luce in una fibra, la quale è sensibile a ciascuna particella incidente. La possibilità reale di rivelare e misurare la luce prodotta dipende dalla scelta del fotorivelatore.

Nel primo prototipo realizzato è stata utilizzata una fibra POLIFI 0046-100 del diametro di 1 mm con un rivestimento spesso 30 μm . L'attesa produzione di luce con un fascio di ^{19}F a 121 MeV è dell'ordine di 10^2 fotoni per particella incidente; in principio dovrebbe essere possibile rivelare le singole particelle del fascio. Il tempo di decadimento dello scintillatore, intorno ai 3 ns, non dovrebbe causare nessun problema di *after-glow*. I test sono stati condotti con un fotodiodo ordinario accoppiato alla fibra. Per realizzare misure su un fascio continuo è stato inoltre sviluppato uno speciale convertitore corrente-tensione.

In principio, con il dispositivo FIBBS è possibile rivelare intensità di fascio maggiori o uguali a 10^5 pps. Tuttavia, a causa dell'elettronica connessa al dispositivo, si raggiungono livelli di rumore di circa 10 pA; il limite inferiore di sensibilità diventa maggiore o uguale a 10^6 pps, il che non è pienamente soddisfacente.

Il fotosensore utilizzato per realizzare i test (con fascio di ^{19}F accelerato dal Tandem) era un fotodiodo ibrido (HPD). Esso è un tubo fotomoltiplicatore basato su un fotocatodo accoppiato con un rivelatore al silicio per mezzo di un potenziale accelerante di 10-15 KV. Questo tipo di dispositivo è molto stabile ed ha un'ottima risoluzione (quindi molto adatto per conteggi di fotoni singoli). Esso presenta una buona riproducibilità delle misure dopo vari cicli di accensione e spegnimento.

Il FIBBS sviluppato e testato, si è mostrato adatto per le intensità di fascio previste per EXCYT, sebbene la fibra si è dimostrata non abbastanza resistente al danneggiamento da radiazioni. Infatti, la fluenza massima che essa può tollerare è dell'ordine di 10^{12} particelle/cm². Quindi non è realistico ipotizzare l'impiego del FIBBS in condizioni normali di intensità di fascio. Tuttavia, se impiegato con fasci dell'ordine di 10^6 pps, il numero di misure che può sopportare è 50000. Altre limitazioni sono rappresentate dal costo del fotosensore e dall'alto voltaggio richiesto dall'HPD, che lo rende poco adatto ad essere movimentato assieme al dispositivo [16].

Per ovviare a tali inconvenienti si è proceduto allo sviluppo di un secondo dispositivo basato sullo stesso principio fisico.

2.2.2 GFIBBS (*Glass Fibre Based Beam Sensor*).

Il GFIBBS è essenzialmente basato su di una fibra di vetro scintillante accoppiata otticamente ad un fotomoltiplicatore. Essa opera una scansione del fascio in modo da ricostruire la distribuzione trasversale dello stesso. Il primo prototipo era costituito da:

- una fibra di vetro drogata con Terbio del diametro di 0.5 mm e lunga 20 cm;
- un accoppiatore ottico fatto con plexiglas ed installato sulla flangia, in modo da guidare la luce di scintillazione dalla fibra, dentro il tubo di fascio, verso il fotosensore posto al di fuori.

Tutti i test condotti, assieme a quelli realizzati col dispositivo descritto nel paragrafo precedente, mostrano che può essere facilmente costruito ed impiegato un semplice ed affidabile sensore di profilo di fascio basato su fibre scintillanti. L'uso di un fotomoltiplicatore compatto ha permesso un abbassamento dei costi, rendendo tale dispositivo più economico, inoltre lo ha reso più facile da usare. L'utilizzo della fibra di vetro scintillante drogata con Terbio permette di impiegare tale dispositivo anche per intensità di fascio non eccessivamente basse. Infatti, contrariamente alle fibre plastiche, la resistenza al danneggiamento da radiazioni è buona: dopo aver bombardato la fibra di Terbio con circa 10^{13} particelle/mm² non si osservano variazioni sensibili nella resa di luce. Nondimeno, deve essere posta molta cura nell'evitare che una lunga esposizione a fasci intensi possa danneggiare la fibra di vetro a causa dell'alta temperatura. Tale inconveniente non è però

rilevante come nel caso della fibra plastica. Questo apre la possibilità di usare il GFIBBS anche con fasci di ioni di intensità ordinarie.

Ecco una breve lista di vantaggi del GFIBBS:

- basso rumore;
- alto rapporto segnale-rumore;
- basso costo;
- insensibilità intrinseca a rumore elettromagnetico;
- facilità d'uso;
- affidabilità e linearità di comportamento;
- velocità d'operazione;
- scarsa interferenza meccanica con il fascio.

In conclusione, il sensore di fascio basato su fibra di vetro sembra essere destinato a rappresentare la soluzione generale d'elezione come BPM nell'ambito della facility EXCYT, in quanto esso ha dimostrato di essere affidabile, economico e semplice [17].

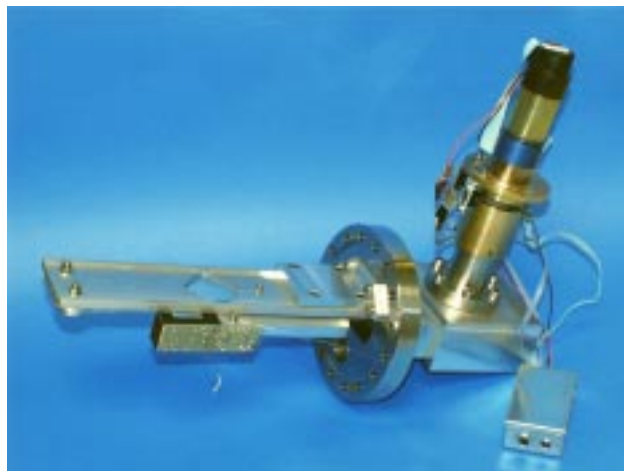


Figura 2-1: GFIBBS.

2.2.3 SBBS (*Scintillator Based Beam Sensor*).

Il funzionamento di SBBS (*Scintillator Based Beam Sensor*) prevede che una fenditura larga 0.5 mm, aperta in un blocco di grafite spesso 1 cm, sia movimentata lungo una direzione affinché scandisca con precisione il fascio e raccolga una frazione dello stesso. In tal modo la frazione selezionata del fascio incidente colpisce un blocco di cristallo scintillante di CsI(Tl) delle seguenti dimensioni: $1 \times 1 \times 0.5 \text{ cm}^3$. La luce di scintillazione prodotta è raccolta per mezzo di una guida di luce a forma di prisma triangolare realizzata in plexiglas. La luce raccolta è convogliata ad un fotomoltiplicatore compatto delle dimensioni di $5 \times 2.2 \times 2.2 \text{ cm}^3$, il quale fornisce un segnale in uscita che viene convertito da un convertitore corrente-tensione che lo separa in due parti: un impulso diretto ed un impulso in corrente, quest'ultimo viene trasformato in un livello di tensione. L'impulso è mandato ad un discriminatore-contatore, invece il livello di tensione è inviato ad un ADC.

Per un intervallo ampio di energie (almeno tutte quelle disponibili con i fasci prodotti ai LNS), lo spessore di grafite è capace di fermare completamente il fascio di ioni. L'uso della guida di luce a forma di prisma permette di raccogliere la luce di scintillazione a 90° rispetto al fascio incidente, così che il fotomoltiplicatore può facilmente essere posto su di un carrello guidato da un motore passo-passo. Il fotomoltiplicatore è totalmente protetto dietro lo schermo di grafite, una lastra d'acciaio è utilizzata per disperdere il calore prodotto in ambiente sotto vuoto.

Una volta che sono selezionate sia il tipo di fascio sia l'energia, la forma del segnale in uscita prodotto da ogni particella in arrivo è ben definita: selezionando una soglia adatta sul discriminatore è possibile rimuovere quasi completamente qualunque tipo di conteggio spurio. Usando entrambi i segnali in uscita in un regime intermedio di intensità di fascio dove entrambi sono significativi, è possibile eseguire una calibrazione automatica del dispositivo in termini di resa di luce media in funzione del numero di particelle rivelate per secondo.

I test condotti ai LNS con fasci Tandem hanno mostrato che possono essere costruiti semplici ed affidabili BPM con l'uso di scintillatori. L'utilizzo di un fotomoltiplicatore compatto con all'interno un generatore ad alta tensione rende il dispositivo economico e semplice, e l'abbinamento col cristallo di CsI(Tl) apre interessanti prospettive nei regimi a bassissima intensità ed energia.

Le principali caratteristiche del SBBS sono brevemente elencate sotto:

- calibrazione assoluta;
- alta affidabilità e linearità di risposta;
- elevato rapporto segnale-rumore in *current mode*, rumore zero in *pulse counting mode*;
- insensibilità intrinseca al rumore di origine elettromagnetica, essendo esso sensibile all'energia delle particelle del fascio e non alla carica elettrica;
- facilità d'uso;
- velocità d'operazione (1 scan/sec);
- virtualmente non è afflitto da alcuna soglia energetica;
- basso costo.

Il principale svantaggio di tale dispositivo è la sua intercettività, poiché esso arresta completamente il fascio durante la misura. Tuttavia tale caratteristica è anche un vantaggio, nel senso che il segnale luminoso prodotto è maggiore rispetto a qualunque altro dispositivo di scintillazione sottile. Inoltre, la combinazione della resa di luce, lunghezza d'onda della luce prodotta, non igroscopicità e costo del CsI(Tl) indicano che questa tecnica è capace di raggiungere le migliori prestazioni tra i sensori a scintillatore.

3 CARATTERISTICHE DEI FASCI RADIOATTIVI IN EXCYT.

Dalla lista dei fasci di nuclei esotici che si intendono produrre ed accelerare in EXCYT, abbiamo selezionato tre serie di nuclidi. All'interno di ciascuna serie vengono considerati il radionuclide con cui si intende fare gli esperimenti e i suoi contaminanti isobari, sia instabili che stabili.

Proprio i contaminanti isobari rappresentano le specie nucleari con la maggiore probabilità di sfuggire alla selezione operata dal separatore isobarico. Oltre ad essere presenti nel fascio sin dall'uscita del complesso bersaglio-sorgente, essi vengono prodotti anche dai decadimenti radioattivi che trasformano un radionuclide nel suo isobaro.

Un fascio secondario di interesse per EXCYT è il ^{11}Be . I fisici nucleari ritengono importante studiarne la struttura in quanto è un tipico esempio di sistema a due corpi: un *core* di ^{10}Be intorno al quale orbita un neutrone. Esso viene prodotto a partire da un fascio primario di ^{12}C che urta su di un bersaglio di grafite. Assieme ad esso ci aspettiamo di rivelare, ponendoci nella peggiore delle ipotesi riguardo l'efficienza della separazione isobarica, anche il ^{11}Li e il ^{11}C come contaminanti radioattivi, e il ^{11}B contaminante stabile.

Il fascio primario ^{19}F può dar luogo a due specie nucleari esotiche di interesse sia per la fisica nucleare che per l'astrofisica nucleare: il ^{17}F ed il ^{18}F . Il primo

può portare con sé i seguenti contaminanti isobari: ^{17}C , ^{17}N e ^{17}Ne radioattivi; ^{17}O stabile. Il secondo i contaminanti: ^{18}N e ^{18}Ne instabili; ^{18}O stabile [18].

Alla luce di tutto ciò è evidente come sia necessario non solo individuare la presenza nel fascio del nuclide di interesse, ma anche operare una chiara e netta discriminazione dai suoi possibili contaminanti. Dalle tabelle degli isotopi riportate in letteratura abbiamo estratto, sia per i nuclei che compongono il fascio secondario sia per i contaminanti instabili, le informazioni relative al tipo di decadimento, energia associata alla radiazione emessa e tempo di dimezzamento. In particolare, per le specie nucleari di nostro interesse ci siamo resi conto come la fonte maggiore di emissione radioattiva fosse da imputare alle particelle beta. Sebbene siano riportati anche decadimenti alfa, il loro *branching ratio* (probabilità di decadimento) è del tutto trascurabile rispetto a quello del decadimento beta. I raggi gamma interagiscono debolmente con il silicio, quindi non ne teniamo conto nei calcoli relativi a tale tipo di rivelatore. Dato che lo spettro del decadimento beta è continuo, abbiamo dovuto estrapolare per ogni radionuclide la media delle energie dei beta emessi pesandola col relativo *branching ratio*, trascurando le percentuali inferiori all'1% [18]. Il decadimento β^- produce un elettrone la cui energia massima è pari a quella del Q del decadimento (definito come differenza tra massa iniziale e finale), riportata nelle tabelle. Invece, il decadimento β^+ produce un positrone la cui energia massima è pari alla differenza tra il Q del decadimento e due masse elettroniche (1022 keV). Ciò è dovuto al bilancio energetico dell'atomo, il quale deve emettere un elettrone dal momento che il suo nucleo emette un positrone ed ha una carica positiva in meno. Il processo di cattura

elettronica, EC (*electron capture*), è in competizione con la disintegrazione beta (β^+), ed il rapporto tra cattura elettronica ed emissione β^+ dipende dal numero atomico e dall'energia di disintegrazione. In genere la cattura elettronica è favorita per radionuclidi con alto Z [19].

Il fattore K rappresenta la costante moltiplicativa necessaria per calcolare l'energia media del beta, associata al massimo valore dell'ampiezza dello spettro beta [19]. Riportiamo di seguito una tabella riassuntiva dei decadimenti a cui sono soggette le specie nucleari di nostro interesse:

Nucleo	$T_{1/2}$ (sec)	BETA	Energia Massima (keV)	Energia media pesata(keV)	Fattore K	Energia Media (keV)
¹¹ Be	13.81	β^-	11506	9736	0.35	3408
¹¹ Li	8.50×10^{-03}	β^-	20610	18246	0.35	6386
¹¹ C	1223.4	EC β^+	1982.1	960	0.4	385
¹⁷ F	64.49	EC β^+	2760.7	1739	0.42	739
¹⁷ N	4.173	β^-	8680	3781	0.45	1701
¹⁷ C	1.93×10^{-1}	β^-	13166	7662	0.48	4981
¹⁷ Ne	1.09×10^{-1}	EC β^+	14530	8609	0.45	3874
¹⁸ F	6586.2	EC β^+	1655.5	633	0.4	253.4
¹⁸ N	6.24×10^{-1}	β^-	13899	10066	0.4	4026
¹⁸ Ne	1.67	EC β^+	4446	4853	0.4	1941

Tabella 3-1: Decadimenti radioattivi. Il fattore K è stato trovato in letteratura [20], moltiplicato per l'energia massima della particella beta fornisce il valore medio dell'energia.

3.1 Intensità dei fasci radioattivi.

Affinché sia possibile una discriminazione ottimale delle specie nucleari presenti nel fascio, in particolare tra il radionuclide di interesse e le specie contaminanti, è importante stimare le intensità relative tra i nuclei che vengono prodotti ed accelerati dalla facility EXCYT.

Sfortunatamente non esistono stime precise circa le quantità dei nuclei esotici che è possibile produrre ed estrarre. Allo stato attuale esiste un codice per il calcolo del tasso di produzione (INTENSITY), che però fornisce delle stime inattendibili.

Dalle sezioni d'urto di produzione di varie specie esotiche, misurate in alcuni test ai LNS per EXCYT, sono state dedotte delle stime circa le intensità con cui possono essere prodotti alcuni nuclidi nel complesso bersaglio-sorgente. Tali intensità assolute vanno dai 10^9 pps per il ^{18}F ai 10^{10} pps per ^{17}F e ^{11}Be . Tuttavia i vari fattori che intervengono nell'efficienza di estrazione dal complesso bersaglio-sorgente tendono a ridurre di molto tali intensità, scendendo ai 10^5 - 10^7 pps per ^{17}F , 10^7 pps per ^{11}Be e 10^7 - 10^8 pps per ^{18}F [21]. Queste stime sono però state fatte nell'ipotesi che il Ciclotrone Superconduttore sia in grado di accelerare un fascio primario con una potenza dell'ordine di 1 kW, il che avverrà difficilmente. Quindi abbiamo ritenuto opportuno sottostimare nei nostri calcoli le intensità assolute, benché ai fini della diagnostica di fascio interessi maggiormente stimare le intensità relative tra i fasci radioattivi, in modo da poter stabilire se siamo in grado con i nostri sensori di identificare con certezza le varie specie nucleari [22].

Un criterio semplice per stimare le intensità relative di produzione sia del fascio secondario che dei contaminanti si fonda, in prima approssimazione, sulla ipotesi che le intensità si abbassino di un ordine di grandezza per ogni nucleone acquisito o ceduto, e di conseguenza di due ordini di grandezza per ciascuno scambio p-n o n-p [23]. Naturalmente questo criterio non tiene conto della perdita in intensità dovuta all'efficienza di estrazione, che può essere diversa da specie a specie anche a causa del diverso comportamento chimico. Così possiamo produrre le seguenti tabelle delle intensità relative:

	Fascio Primario	Fascio Secondario	Contaminanti		
	^{12}C	^{11}Be	^{11}Li	^{11}C	^{11}B
Intensità relative	1	10^{-3}	10^{-5}	10^{-1}	10^{-1}

Tabella 3-2: Intensità relative per ^{11}Be , ^{11}Li e ^{11}C .

	Fascio primario	Fascio Secondario	Contaminanti			
	^{19}F	^{17}F	^{17}N	^{17}C	^{17}Ne	^{17}O
Intensità relative	1	10^{-2}	10^{-2}	10^{-4}	10^{-4}	10^{-2}

Tabella 3-3: Intensità relative per ^{17}F , ^{17}N , ^{17}C e ^{17}Ne .

	Fascio primario	Fascio Secondario	Contaminanti		
	^{19}F	^{18}F	^{18}N	^{18}Ne	^{18}O
Intensità relative	1	10^{-1}	10^{-3}	10^{-3}	10^{-1}

Tabella 3-4: Intensità relative per ^{18}F , ^{18}N e ^{18}Ne .

Appare evidente come l'intensità relativa dei radionuclidi di interesse sia a volte minoritaria rispetto all'intensità dei contaminati. Ciò potrebbe comportare un serio problema per la loro discriminazione ed identificazione con l'uso di rivelatori di particelle. Se ipotizziamo una intensità per il fascio primario (^{12}C , ^{19}F) dell'ordine di 10^9 pps, avremo le seguenti intensità assolute nominali:

	Fascio Primario	Fascio Secondario	Contaminanti		
	^{12}C	^{11}Be	^{11}Li	^{11}C	^{11}B
Intensità assolute (pps)	10^9	10^6	10^4	10^8	10^8

Tabella 3-5: Intensità assolute.

	Fascio Primario	Fascio Secondario	Contaminanti			
	^{19}F	^{17}F	^{17}N	^{17}C	^{17}Ne	^{17}O
Intensità assolute (pps)	10^9	10^7	10^7	10^5	10^5	10^7

Tabella 3-6: Intensità assolute.

	Fascio Primario	Fascio Secondario	Contaminanti		
	^{19}F	^{18}F	^{18}N	^{18}Ne	^{18}O
Intensità assolute (pps)	10^9	10^8	10^6	10^6	10^8

Tabella 3-7: Intensità assolute.

Tuttavia queste intensità vanno corrette tenendo conto delle catene di decadimento radioattivo.

3.2 Attività dei fasci radioattivi.

Per avere una stima corretta delle intensità assolute è necessario conoscere le attività di ciascuna specie radioattiva. Essa è definita come il tasso di decadimento della sorgente, ed è data dalla legge fondamentale del decadimento radioattivo: $N(t)=N(0)e^{-\lambda t}$, con $N(t)$ numero di particelle all'istante t , $N(0)$ numero di particelle iniziali, λ è la costante di decadimento radioattivo (e vale $\ln 2/T_{1/2}$, dove $T_{1/2}$ è il tempo di dimezzamento della sorgente) [24].

Nel caso di catene di decadimento, ipotizzando una disintegrazione del tipo: A che decade in B, che decade in C stabile. Avremo le seguenti relazioni:

$$\begin{aligned}\frac{dN_A}{dt} &= -\lambda_A N_A \\ \frac{dN_B}{dt} &= \lambda_A N_A - \lambda_B N_B \\ \frac{dN_C}{dt} &= \lambda_B N_B\end{aligned}\quad \text{Eq. 3-1}$$

che equivale a dire:

$$\begin{aligned}N_A(t) &= N_A(0) \exp(-\lambda_A t) \\ N_B(t) &= N_B(0) + N_A(0) \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} [\exp(-\lambda_A t) - \exp(-\lambda_B t)] \\ N_C(t) &= N_C(0) + N_A(0) \left\{ 1 + \frac{1}{\lambda_B - \lambda_A} [\lambda_A \exp(-\lambda_B t) - \lambda_B \exp(-\lambda_A t)] \right\}\end{aligned}\quad \text{Eq.3-2}$$

Applicandole alle catene di decadimento radioattivo (vedi Figura 3-1, Figura 3-2, Figura 3-3):

- 1) $^{11}\text{Be} \Rightarrow ^{11}\text{B}; \quad ^{11}\text{C} \Rightarrow ^{11}\text{B}; \quad ^{11}\text{Li} \Rightarrow ^{11}\text{Be} \Rightarrow ^{11}\text{B}.$
- 2) $^{17}\text{F} \Rightarrow ^{17}\text{O}; \quad ^{17}\text{C} \Rightarrow ^{17}\text{N} \Rightarrow ^{17}\text{O}; \quad ^{17}\text{Ne} \Rightarrow ^{17}\text{F} \Rightarrow ^{17}\text{O}; \quad ^{17}\text{N} \Rightarrow ^{17}\text{O}.$
- 3) $^{18}\text{F} \Rightarrow ^{18}\text{O}; \quad ^{18}\text{N} \Rightarrow ^{18}\text{O}; \quad ^{18}\text{Ne} \Rightarrow ^{18}\text{F} \Rightarrow ^{18}\text{O}.$

otteniamo la tabella sottostante, in cui riportiamo i calcoli fatti per ciascun nucleo presente nei tre fasci, considerando un tempo di osservazione pari a 1 secondo. Per esempio, nel caso del fascio con $A=11$ accade che i quattro ioni ^{11}Be , ^{11}Li , ^{11}C e ^{11}B sono presenti nel fascio sin dall'inizio con le loro rispettive intensità assolute (vedi Tabella 3-5). Tuttavia, mentre il ^{11}Be decade in ^{11}B subendo un decremento da 10^6 pps a 9.6×10^5 dopo 1 secondo, il ^{11}B aumenta in quantità perché popolato proprio dal decadimento del Berillio. Naturalmente tale incremento è trascurabile dopo un lasso di tempo di solo 1 secondo. Nello stesso lasso di tempo, il Berillio viene ripopolato dal decadimento del ^{11}Li , e così via. Il risultato dei calcoli utilizzando i dati presenti negli schemi di decadimento (vedi Figura 3-1, Figura 3-2, Figura 3-3) è esposto nella tabella seguente:

Nuclide	$T_{1/2}$ (sec)	λ	t (sec)	N(0)	N(t) totale	Dis/sec
^{11}Be	13.81	0.050192	1	10^6	9.6×10^5	3.9×10^4
^{11}Li	0.0085	81.54673	1	10^4	3.8×10^{-32}	$\sim 10^4$
^{11}C	1223.4	0.000567	1	10^8	9.9×10^7	5.7×10^4
^{11}B	Stabile			10^8	$\sim 10^8$	0
^{17}F	64.49	0.010748	1	10^7	9.9×10^6	8×10^3
^{17}N	4.173	0.166103	1	10^7	8.6×10^6	1.4×10^6
^{17}C	0.193	3.591436	1	10^5	2.8×10^3	9.7×10^4
^{17}Ne	0.1092	6.347502	1	10^5	1.7×10^2	10^4
^{17}O	Stabile			10^7	1.2×10^7	0
^{18}F	6586.2	0.000105	1	10^8	$\sim 10^8$	~ 0
^{18}N	0.624	1.110813	1	10^6	3.3×10^5	6.7×10^5
^{18}Ne	1.672	0.414562	1	10^6	6.6×10^5	3.4×10^5
^{18}O	Stabile			10^8	$\sim 10^8$	0

Tabella 3-8: Attività dei fasci radioattivi.

L'unità di misura storica dell'attività di una sorgente radioattiva è il curie (Ci), definito come 3.7×10^{10} disintegrazioni al secondo. Oggi, nel SI si usa il becquerel (Bq), definito come 1 disintegrazione al secondo, che equivale a 2.7×10^{-11} Ci. E' importante chiarire che l'attività misura il tasso di disintegrazione della sorgente, che non è la stessa cosa del tasso di emissione della radiazione prodotta nel decadimento. In generale, è necessario utilizzare lo schema di decadimento della sorgente per avere una informazione precisa sul tasso di emissione di radiazioni a partire dalla sua attività [24].

3.3 Catene di decadimento.

Dalla consultazione dei "Table of Nuclides" ottava edizione, edita da Firestone, Shirley, Baglin, Chu e Zipkin, abbiamo tratto gran parte delle informazioni relative ai radionuclidi. Le catene di decadimento sono state consultate anche online, via Internet, presso il NuDat del Brookhaven National Laboratory.

Nelle pagine successive viene riportata una sintesi degli schemi di decadimento disponibili per isobari con $A=11$, $A=17$ e $A=18$. Gli isotopi con tempi di dimezzamento inferiori alla decina di millisecondi non sono stati presi in considerazione perché decadono prima di raggiungere i rivelatori.

I modi di decadimento diversi da quello beta, in genere, possiedono delle probabilità (*branching ratio*) del tutto trascurabili.

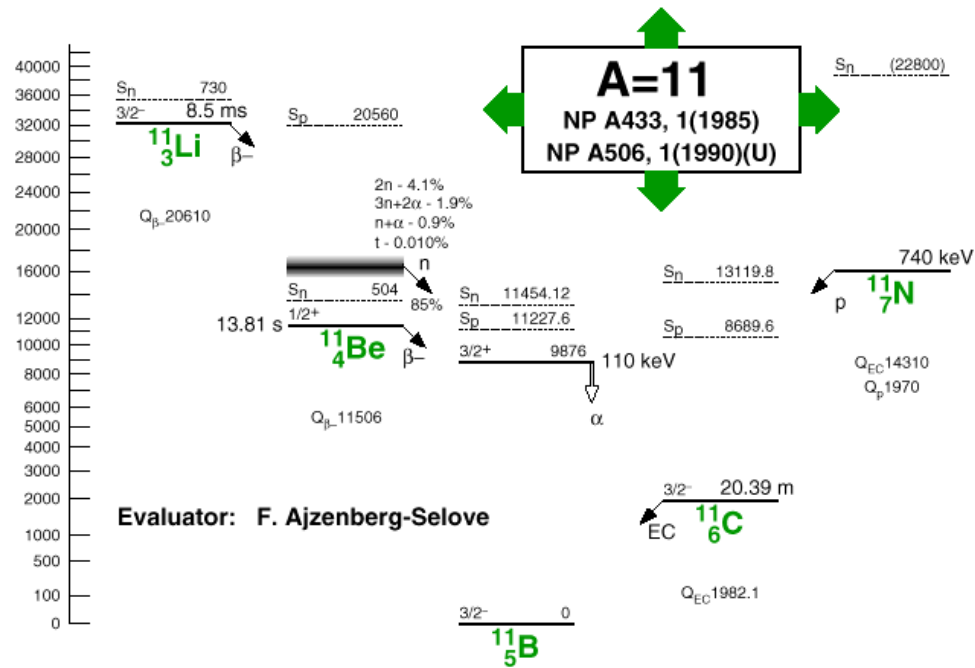


Figura 3-1: Schema dei decadimenti per A=11.

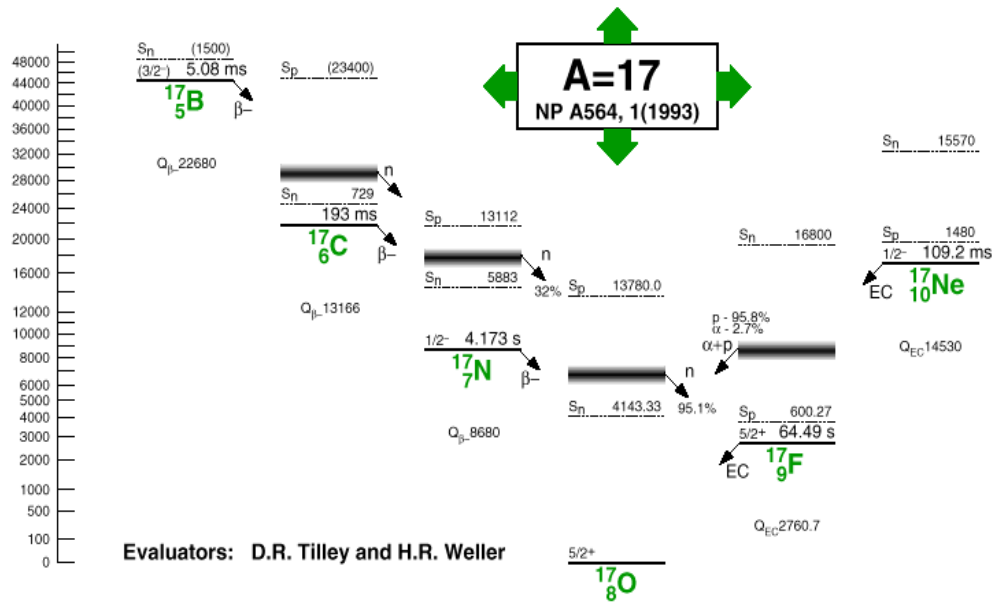


Figura 3-2: Schema dei decadimenti per A=17.

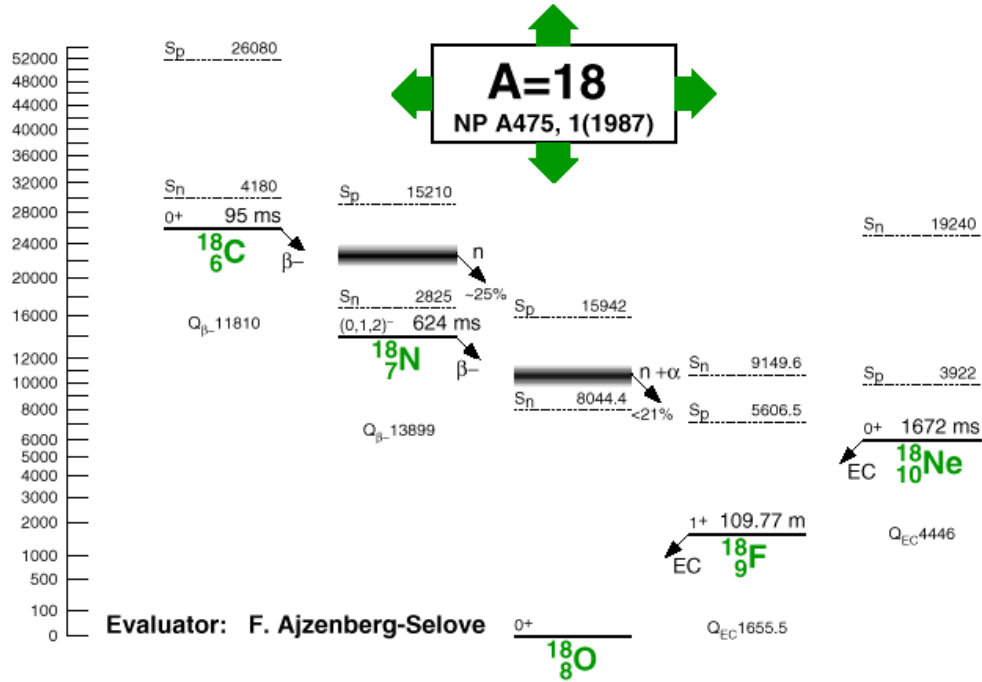


Figura 3-3: Schema dei decadimenti per A=18.

Le informazioni presenti in questo paragrafo verranno via via richiamate ed utilizzate nei successivi capitoli.

4 LEBI (LOW ENERGY BEAM IMAGER-IDENTIFIER): UN DISPOSITIVO PER L'IDENTIFICAZIONE E LA VISUALIZZAZIONE DI FASCI RADIOATTIVI A BASSA ENERGIA.

4.1 Diagnostica a bassa energia.

E' dopo il primo stadio del separatore di massa isobarico che bisogna prevedere la presenza del primo dispositivo di diagnostica per fasci radioattivi. Oltre al consueto utilizzo come indispensabile ausilio nelle normali operazioni iniziali di *tuning* del fascio, il sensore di diagnostica deve essere in grado di identificare il tipo di nuclei presenti nel fascio prima che questi vengano trasportati verso la zona degli esperimenti a bassa energia o accelerati dal Tandem.

L'energia del fascio prima dell'eventuale accelerazione da parte del Tandem è di 300 keV, trascurabile se paragonata all'energia rilasciata dalle radiazioni nel decadimento dei nuclei esotici (vedi Tabella 3-1). L'idea alla base dello sviluppo di un dispositivo che sia in grado di fornire la visualizzazione del profilo trasversale del fascio e nel contempo l'identificazione degli ioni radioattivi, si fonda sulla rivelazione della radioattività dei radionuclidi presenti nel fascio. Ciò può essere attuato per mezzo di tecniche mutate dalla fisica nucleare, utilizzando metodologie e tecnologie basate sui rivelatori di particelle.

Il dispositivo che intendiamo sviluppare per raggiungere gli obiettivi sopra elencati lo abbiamo chiamato LEBI, ovvero identificatore-visualizzatore di fasci a bassa energia. Esso, come vedremo in dettaglio nel seguito di questo capitolo, può costituire un'interessante innovazione nel campo della diagnostica per acceleratori.

4.2 Visualizzazione del fascio.

L'obiettivo, come abbiamo già accennato, è lo sviluppo di un sensore che sia in grado di visualizzare la posizione e il profilo trasversale del fascio radioattivo. Esso deve essere anche capace di procedere ad una identificazione quantitativa delle specie nucleari da accelerare in EXCYT. Questo duplice utilizzo, il previsto livello di contaminazione radioattiva e questioni di opportunità meccaniche, hanno consigliato l'ideazione di un apparato in grado di impiantare il fascio su di un nastro avvolgibile di materiale opportuno posto direttamente davanti ad una sottile lastra scintillante.

Il decadimento dei nuclei radioattivi comporta l'emissione di particelle spesso altamente energetiche, con possibile diseccitazione del nucleo figlio per mezzo di fotoni gamma. Nel nostro caso abbiamo ritenuto opportuno utilizzare l'energia rilasciata dalle particelle beta, elettroni e positroni, all'interno del materiale scintillante. La radiazione viene convertita in luce visibile e raccolta per formare una immagine luminosa del fascio impiantato sul nastro. Osservando la macchia luminosa che si forma sulla superficie del cristallo scintillante con una

telecamera CCD, si può avere un'indicazione più o meno precisa delle dimensioni e della posizione del fascio, nonché una eventuale discriminazione spaziale tra le specie nucleari presenti.

4.2.1 Il codice *BIS++* (*Beta In Scintillators*).

Al fine di mettere a punto il primo prototipo del sensore, è certamente consigliabile avere un'idea quanto più precisa possibile delle reali possibilità di visualizzazione dei fasci radioattivi per mezzo dell'energia rilasciata dai loro prodotti di decadimento, nella fattispecie particelle beta. Sfortunatamente, la via del calcolo analitico della perdita d'energia delle particelle beta nel cristallo non è praticabile, in quanto fornisce approssimazioni troppo grossolane. Così nasce l'esigenza di simulare con adeguati algoritmi informatici il comportamento del cristallo scintillante quando viene attraversato da elettroni e positroni alle energie tipiche dei decadimenti prima menzionati. La richiesta fatta alla simulazione è di poter mostrare, in prima approssimazione, la forma e le dimensioni dello *spot* di luce prodotto dalle particelle beta nel cristallo scintillante.

Lo studio di un sistema (non solo fisico) realizzato mediante la generazione di eventi casuali secondo le leggi probabilistiche associate ai singoli processi che lo compongono, prende il nome di metodo Monte Carlo. Per applicare questo metodo è sufficiente disporre di un generatore di numeri casuali uniformemente distribuiti. Il metodo Monte Carlo è sostanzialmente una tecnica di simulazione applicabile a fenomeni complessi difficilmente prevedibili su basi strettamente deterministiche. In fisica nucleare, il metodo Monte Carlo è diventato una tecnica

importante sia in fase di progetto degli apparati, per ottenere previsioni sui dati che si otterranno durante la misura, sia in fase di analisi dei dati sperimentali, come metodo di supporto e confronto [25].

Il codice BIS++ permette la simulazione col metodo Monte Carlo della risposta di uno scintillatore CsI all'attraversamento da parte di elettroni e positroni provenienti dal decadimento beta di un radionuclide. Esso è stato scritto in C++ e compilato sia su macchine UNIX che su PC.

Nel codice sorgente il dispositivo LEBI è schematicizzato da tre componenti:

- 1) una superficie piana di spessore trascurabile sulla quale si impianta la sorgente radioattiva;
- 2) una lastra scintillante di CsI(Tl) disposta parallelamente a tale superficie ad una distanza di 0.5 mm, avente dimensioni $50 \times 50 \times 2 \text{ mm}^3$;
- 3) una telecamera CCD posizionata assialmente al cristallo.

Il programma provvede inizialmente a compiere la selezione della posizione di uno ione radioattivo sulla superficie piana, all'interno della sezione trasversale del fascio. Quindi seleziona l'energia della particella beta in funzione della distribuzione ricavata dall'equazione di Fermi e poi la direzione di emissione nello spazio. A questo punto occorre seguire il percorso della particella beta all'interno del cristallo, dal punto d'ingresso a quello di uscita (a meno che il beta perda tutta la sua energia all'interno). Si suddivide il cammino della stessa in passi da $20 \mu\text{m}$ ciascuno, e ad ogni *step* si calcola l'energia persa per collisione e per via radiativa. Per ciascuno *step* si seleziona l'angolo di *scattering* del beta, facendo uso delle distribuzioni angolari riportate in letteratura. Le equazioni relative alla perdita di

energia sono state testate, mettendo a confronto i risultati avuti con quanto riportato in letteratura. Nota pertanto l'energia rilasciata dal beta ad ogni *step*, si seleziona il numero di fotoni prodotti con distribuzione gaussiana, centrata sul valore medio, pari al prodotto dell'energia persa per 56000 (numero di fotoni prodotti per ogni MeV rilasciato nel CsI). Per ciascun fotone prodotto si seleziona l'angolo di emissione nello spazio e, tenendo conto della rifrazione cristallo-aria che la luce subisce nell'uscire dal cristallo, si verifica se il fotone entra all'interno dell'obiettivo, posto ad una distanza nota dal cristallo. Se il fotone entra, l'elemento di matrice cui corrisponde il *pixel* del CCD su cui incide il fotone viene incrementato di uno. Esauriti tutti i fotoni, si passa allo ione successivo e si ripete il processo dall'inizio. Quando si esauriscono tutti gli ioni, i dati di uscita vengono scritti su file.

Per l'applicabilità del codice BIS++ è indispensabile conoscere il comportamento di elettroni e positroni nella materia, e calcolare perdita di energia specifica e *range*. Dato che i beta possiedono uno spettro dell'energia cinetica continuo, è importante conoscere la forma di tale spettro per poterla integrare nelle routine di calcolo del programma.

4.2.2 Perdita d'energia delle particelle beta nella materia.

Parte fondamentale del codice BIS++ è la routine di calcolo per la perdita di energia di elettroni e positroni nel cristallo.

Così come le particelle cariche pesanti quando attraversano la materia, elettroni e positroni subiscono perdite d'energia dovute a collisioni. Tuttavia, a causa della loro piccola massa entra in gioco un meccanismo di perdita d'energia addi-

zionale: l'emissione di radiazione elettromagnetica proveniente dalla diffusione nel campo elettrico del nucleo (noto come effetto *bremsstrahlung*). Da un punto di vista classico, ciò si spiega considerando l'accelerazione che l'elettrone (o positrone) subisce quando è soggetto ad una deviazione rispetto alla traiettoria rettilinea, causata dall'attrazione o repulsione elettrica da parte del nucleo. Ad energie di pochi MeV o meno, questo fenomeno è ancora relativamente piccolo. Ma all'aumentare dell'energia, la perdita per via radiativa diviene comparabile alla perdita dovuta al processo di collisione e ionizzazione. Ad energie superiori all'energia critica, l'effetto *bremsstrahlung* è dominante [26].

Pertanto, dal punto di vista analitico, la perdita specifica di energia totale per elettroni e positroni si compone di due parti:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} \quad \text{Eq. 4-1}$$

4.2.3 Perdita d'energia per collisione.

Sebbene il meccanismo di base che governa la perdita d'energia per collisione nel caso di particelle cariche pesanti rimane valido anche per elettroni e positroni, la formula di Bethe-Bloch deve essere modificata per due ragioni: (a) a causa della loro piccola massa non è più valida l'assunzione che la particella incidente non subisce deflessioni durante il processo di collisione; (b) per gli elettroni la collisione è un processo che coinvolge particelle identiche, quindi il calcolo deve tener conto della loro indistinguibilità. Queste considerazioni apportano alcune

modifiche alla formula, in particolare il trasferimento d'energia massimo possibile diventa $W_{max}=T_e/2$, dove T_e è l'energia cinetica dell'elettrone o positrone incidente.

Quindi la formula di Bethe-Bloch assume la nuova forma:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{\tau^2(\tau+2)}{2 \left(\frac{I}{m_e c^2} \right)^2} + F(\tau) - \delta - 2 \frac{C}{Z} \right] \quad \text{Eq. 4-2}$$

dove:

τ : energia cinetica della particella in unità di $m_e c^2$

r_e : raggio classico dell'elettrone = 2.817×10^{-13}

m_e : massa elettrone

N_A : numero di Avogadro = $6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$

I : potenziale di eccitazione medio

Z : numero atomico del materiale assorbitore

A : numero di massa del materiale assorbitore

ρ : densità del materiale assorbitore (per il silicio vale 2.33 g/cm^3)

z : carica della particella incidente in unità di e

$\beta = \frac{v}{c}$ della particella incidente

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

δ : correzione di densità

C : correzione di *shell*.

Inoltre:

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\frac{\tau^2}{8} - (2\tau + 1)\ln 2}{(\tau + 1)^2}, \text{ (per elettroni)} \quad \text{Eq. 4-3}$$

$$F(\tau) = 2 \ln 2 - \frac{\beta^2}{12} \left[23 + \frac{14}{\tau + 2} + \frac{10}{(\tau + 2)^2} + \frac{4}{(\tau + 2)^3} \right], \text{ (per positroni)} \quad \text{Eq. 4-4}$$

Il potenziale di eccitazione medio I è essenzialmente la frequenza orbitale media $\bar{\nu}$ della formula di Bohr moltiplicato per la costante di Planck h , cioè $h\bar{\nu}$. Esistono alcune formule semiempiriche per il calcolo di I :

$$\frac{I}{Z} = 12 + \frac{7}{Z} \text{ eV}, \quad Z < 13 \quad \text{Eq. 4-5}$$

$$\frac{I}{Z} = 9.76 + 58.8Z^{-1.19} \text{ eV}, \quad Z \geq 13 \quad \text{Eq. 4-6}$$

per il silicio il valore tabellato dedotto da misure di dE/dx vale 173 eV [26].

4.2.4 Le correzioni di *shell* e di densità.

Le quantità δ e C sono correzioni alla formula di Bethe-Bloch importanti ad alte e basse energie, rispettivamente. L'effetto di densità dipende dal fatto che il campo elettrico generato dalla particella tende a polarizzare gli atomi lungo il suo

percorso. A causa di questa polarizzazione gli elettroni lontani dal percorso della particella sono schermati dall'intensità totale del campo elettrico. Le collisioni con questi elettroni “esterni” contribuiranno meno all'energia totale persa, rispetto a quanto predetto dalla formula di Bethe-Bloch. Questo effetto diventa più importante nel momento in cui l'energia della particella aumenta. Chiaramente tale effetto dipende dalla densità del materiale, dato che la polarizzazione indotta sarà maggiore nei materiali molto densi rispetto a sostanze meno dense, come i gas.

I valori di δ sono dati dalla formula di Sternheimer:

$$\delta = \begin{cases} 0 & X < X_0 \\ 4.6052X + C + a(X_1 - X)^m & X_0 < X < X_1 \\ 4.6052X + C & X > X_1 \end{cases} \quad \text{Eq. 4-7}$$

dove $X = \log_{10}(\beta\gamma)$.

Le quantità X_0 , X_1 , C , a ed m dipendono dal materiale assorbitore. Il parametro C è definito come:

$$C = - \left(2 \ln \frac{I}{h\nu_p} + 1 \right) \quad \text{Eq. 4-8}$$

dove $h\nu_p$ è la cosiddetta frequenza di plasma del materiale, cioè:

$$\nu_p = \sqrt{\frac{N_e e^2}{\pi m_e}} \quad \text{Eq. 4-9}$$

dove N_e (densità degli elettroni) = $N_a \rho Z/A$. Le rimanenti costanti sono determinate da *best fit* di dati sperimentali.

I valori per diversi materiali sono riportati in Tabella 4-1.

Table 2.1. Constants for the density effect correction

Material	I [eV]	$-C$	a	m	X_1	X_0
Graphite						
density = 2	78	2.99	0.2024	3.00	2.486	-0.0351
Mg	156	4.53	0.0816	3.62	3.07	0.1499
Cu	322	4.42	0.1434	2.90	3.28	-0.0254
Al	166	4.24	0.0802	3.63	3.01	0.1708
Fe	286	4.29	0.1468	2.96	3.15	-0.0012
Au	790	5.57	0.0976	3.11	3.70	0.2021
Pb	823	6.20	0.0936	3.16	3.81	0.3776
Si	173	4.44	0.1492	3.25	2.87	0.2014
NaI	452	6.06	0.1252	3.04	3.59	0.1203
N ₂	82	10.5	0.1534	3.21	4.13	1.738
O ₂	95	10.7	0.1178	3.29	4.32	1.754
H ₂ O	75	3.50	0.0911	3.48	2.80	0.2400
Lucite	74	3.30	0.1143	3.38	2.67	0.1824
Air	85.7	10.6	0.1091	3.40	4.28	1.742
BGO	534	5.74	0.0957	3.08	3.78	0.0456
Plastic						
Scint.	64.7	3.20	0.1610	3.24	2.49	0.1464

Tabella 4-1: Costanti per la correzione dovuta all'effetto di densità.

La correzione di *shell* tiene conto di effetti che si innescano quando la velocità della particella incidente è comparabile o minore della velocità orbitale degli elettroni legati. A tali energie l'assunzione che l'elettrone è stazionario rispetto alla particella incidente non è più valida, e la formula di Bethe-Bloch fallisce nelle sue predizioni. La correzione è generalmente piccola, come si può vedere in Figura 4-1.

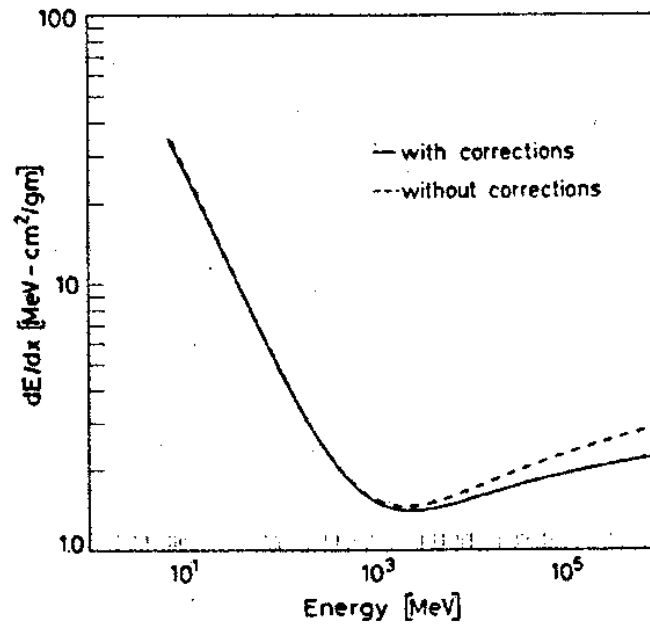


Figura 4-1: Comparazione della formula di Bethe-Bloch con e senza le correzioni di shell e densità. Il calcolo è stato fatto per il rame.

4.2.5 Perdita di energia per radiazione: effetto *bremsstrahlung*.

Elettroni e positroni sono le sole particelle per cui la perdita d'energia per radiazione fornisce un contributo sostanziale alla perdita d'energia complessiva, almeno ad energie più o meno elevate. Dato che l'emissione *bremsstrahlung* dipende dall'intensità del campo elettrico a cui è soggetto l'elettrone, gioca un ruolo importante l'effetto di schermo prodotto dagli elettroni atomici intorno al nucleo [26].

Tralasciando la dimostrazione, possiamo scrivere che la perdita d'energia di elettroni e positroni per radiazione può essere calcolata con la seguente formula:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = NE_0\Phi_{rad} \quad \text{Eq. 4-10}$$

dove:

E_0 è l'energia totale dell'elettrone o positrone;

N è il numero di atomi del materiale nell'unità di volume, si può esprimere come $N = \rho N_a / A$ (ρ densità del materiale, N_a numero di Avogadro, A numero di massa);

Per $m_e c^2 \ll E_0 \ll 137 m_e c^2 Z^{\frac{1}{3}}$ non vi è alcun effetto di schermo da parte degli elettroni atomici e la funzione Φ_{rad} assume la seguente espressione:

$$\Phi_{rad} = 4Z^2 r_e^2 \alpha \left(\ln \frac{2E_0}{m_e c^2} - \frac{1}{3} - f(Z) \right) \quad \text{Eq. 4-11}$$

Per $E_0 \gg 137 m_e c^2 Z^{\frac{1}{3}}$ l'effetto di schermo è completo e la funzione assume la forma:

$$\Phi_{rad} = 4Z^2 r_e^2 \alpha \left(\ln \left(183 Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{18} - f(Z) \right) \quad \text{Eq. 4-12}$$

$$\alpha = 1/137;$$

$$f(Z) \cong a^2 \left[(1 + a^2)^{-1} + 0.20206 - 0.0369a^2 + 0.0083a^4 - 0.002a^6 \right];$$

$$a = Z/137.$$

E' interessante comparare la formula della perdita d'energia per radiazione con quella per ionizzazione. Laddove la perdita per ionizzazione varia in maniera logaritmica con l'energia e linearmente con Z , la perdita per radiazione cresce quasi linearmente con l'energia e quadraticamente con Z . Tale dipendenza spiega la rapida crescita della perdita per radiazione [26].

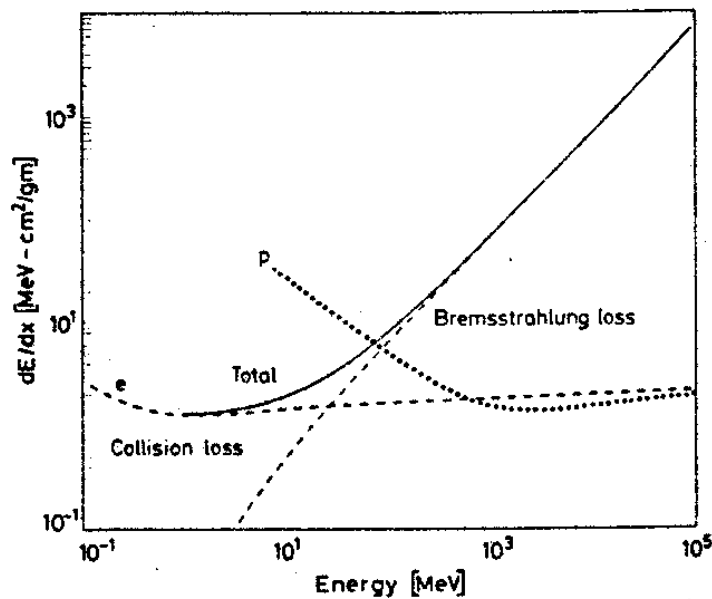


Figura 4-2: Perdita per radiazione comparata a quella per ionizzazione nel caso di elettroni in rame.

4.2.6 L'equazione di Bethe-Bloch per composti.

La formula di Bethe-Bloch data in precedenza è applicabile per materiali composti da un solo elemento. Una buona approssimazione della formula suddetta per materiali composti da più elementi, come nel caso del CsI, può essere data

mediando dE/dx per ciascun elemento presente nel composto pesato con la frazione di elettroni appartenenti a ciascun elemento.

Quindi possiamo scrivere:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \frac{w_1}{\rho_1} \left(\frac{dE}{dx} \right)_1 + \frac{w_2}{\rho_2} \left(\frac{dE}{dx} \right)_2 + \dots \quad \text{Eq. 4-13}$$

dove w_1, w_2 , etc. sono le frazioni del “peso” dell’elemento 1, 2,nel composto. Più esplicitamente, se a_i è il numero di atomi dell’elemento i -esimo nella molecola M , allora:

$$w_i = \frac{a_i A_i}{A_m} \quad \text{Eq. 4-14}$$

dove A_i è il peso atomico dell’ i -esimo elemento, $A_m = \sum a_i A_i$ [26].

4.2.7 Il range degli elettroni.

Gli elettroni sono estremamente soggetti a diffusione multipla da parte dei nuclei; ciò comporta una notevole differenza tra il *range* degli elettroni in un materiale e la lunghezza del percorso ottenuta dall’integrazione della formula di Bethe-Bloch. Ci possono essere differenze che spaziano dal 20 al 400%, a seconda del materiale e dall’energia in gioco. Inoltre, la perdita d’energia degli elettroni fluttua molto di più rispetto a quella delle particelle pesanti. Ciò è dovuto al maggiore trasferimento d’energia per collisioni ed all’emissione *bremsstrahlung* [27].

E' possibile in entrambi casi che già poche collisioni assorbano la maggior parte dell'energia degli elettroni.

In aggiunta alle collisioni inelastiche con gli elettroni atomici, le particelle cariche che attraversano la materia sono pure soggette a ripetute diffusione elastiche dovute al potenziale coulombiano dei nuclei, sebbene con probabilità minori. Questo tipo di collisioni sono governate, individualmente, dalla formula di Rutherford e proprio a causa della dipendenza di questa formula da $1/\sin^4(\theta/2)$ la maggior parte di queste collisioni causano una piccola deflessione angolare. Naturalmente assumiamo qui che i nuclei sono molto più massivi delle particelle incidenti, così che il piccolo trasferimento di energia al nucleo è trascurabile. La particella nell'attraversare la materia segue una traiettoria a "zigzag", e l'effetto cumulativo di tutte queste deflessioni a piccoli angoli è rappresentato da una deflessione considerevole dalla direzione originale della particella. In genere la diffusione coulombiana viene divisa in tre tipi: diffusione singola, plurale e multipla [26].

Il caso di nostro interesse è il terzo, in cui il numero medio di diffusioni indipendenti è certamente maggiore di 20 e la perdita d'energia è piccola. In tal caso il problema può essere trattato statisticamente, ottenendo una distribuzione di probabilità per l'angolo di deflessione in funzione dello spessore del materiale attraversato. In genere, il calcolo rigoroso della diffusione multipla è estremamente complesso e molte soluzioni sono state formulate. Tuttavia può essere fatta una stima dello scattering multiplo nell'approssimazione gaussiana [26].

Se ignoriamo la piccola probabilità di uno scattering singolo a grande angolo, una buona approssimazione della diffusione multipla in un dato materiale può essere ottenuta considerando solamente la distribuzione risultante dalla diffusione singola a piccoli angoli. Una stima migliore è fornita da una formula empirica proposta da *Highland*, valida per un numero atomico maggiore di 20 (il CsI rientra in questa condizione) e per spessori del bersaglio $10^{-3}L_{rad} < x < 10L_{rad}$:

$$\sqrt{\langle \vartheta^2 \rangle} = z \frac{20[MeV/c]}{p\beta} \sqrt{\frac{x}{L_{rad}}} \left(1 + \frac{1}{9} \log_{10} \frac{x}{L_{rad}} \right), \quad (\text{in radianti}) \quad \text{Eq. 4-15}$$

dove:

L_{rad} :lunghezza di radiazione del materiale;

x : spessore del materiale;

p : impulso della particella;

z : carica della particella.

La suddetta formula per il calcolo dell'angolo di scattering degli elettroni che attraversano lo scintillatore è stata implementata nel codice BIS++.

Gli elettroni, data la loro piccola massa, sono particolarmente soggetti a deflessioni a grandi angoli a causa della diffusione con i nuclei. Questa probabilità è talmente alta che, di fatto, essi vengono deflessi talmente tante volte da tornare indietro ed uscire dal materiale dalla stessa direzione da cui sono entrati. Questo effetto è particolarmente intenso per elettroni a bassa energia ed aumenta con l'aumentare del numero atomico del materiale assorbitore.

La diffusione all'indietro (*backscattering*) dipende dall'angolo di incidenza; ovviamente gli elettroni che entrano ad angoli obliqui rispetto alla superficie dell'assorbitore hanno una maggiore probabilità di essere diffusi indietro rispetto a quelli che incidono perpendicolarmente. Il fenomeno del *backscattering* è importante per i rivelatori di elettroni, in quanto una grande percentuale di elettroni può venire deflessa indietro prima di essere in grado di produrre un segnale utile. Per esempio, nel caso di materiale con grande numero atomico come il CsI, anche l'80% degli elettroni può essere riflesso indietro [27].

Esiste un certo numero di formule empiriche per il calcolo del *range* di elettroni in funzione della loro energia. Esse sono state elaborate da Katz e Penfold basandosi su una raccolta di dati sperimentali disponibili.

Riportiamo qui le più utilizzate ed affidabili (l'energia è espressa in MeV):

$$R_0 (mg / cm^2) = 412 E^n, \quad n = 1.265 - 0.0954 \ln E \quad \text{Eq. 4-16}$$

valida per energie da 0.01 a 3 MeV.

$$R_0 (mg / cm^2) = 530 E - 106 \quad \text{Eq. 4-17}$$

valida per energie da 1 a 10 MeV [19].

Sebbene queste relazioni siano state compilate per elettroni, esse trovano ampia validità nel caso di elettroni e positroni con spettri energetici continui. In tal

caso R_0 rappresenta il *range* massimo e E la cosiddetta *end-point energy* dello spettro beta, ossia l'energia massima raggiungibile da un beta.

Nel caso ipotetico di una particella β^+ di energia massima pari a 10MeV, la formula semiempirica Eq. 4-17 fornisce un valore per il *range* del positrone pari a circa 11.5 mm (la conversione da mg/cm^2 a millimetri è stata fatta dividendo per la densità del CsI, che pari a $4.51 \text{ g}/\text{cm}^3$).

Abbiamo sviluppato un foglio di calcolo per trovare la perdita di energia totale (Eq. 4-1) ed il *range* delle particelle beta all'interno di un mezzo. Ciò è stato fatto sommando la perdita di energia per collisione (Eq. 4-2) e per radiazione (Eq. 4-10), distinguendo tra elettroni (Eq. 4-3) e positroni (Eq. 4-4). Abbiamo inoltre implementato le correzioni di shell e di densità e tenuto conto della formula per materiali composti (Eq. 4-13), dato che usiamo il CsI. La dE/dx totale è stata infine integrata per un opportuno numero di *step* in energia al fine di calcolare il *range* delle particelle.

Per un positrone con un'energia pari a 10 MeV, che attraversa un cristallo di CsI, il *range* ottenuto col foglio di calcolo vale circa 10.3 mm. Il ch , in prima approssimazione, si pu  considerare in discreto accordo con la formula semiempirica riportata nella Eq. 4-17. La stessa routine di calcolo   stata naturalmente implementata nel codice BIS++.

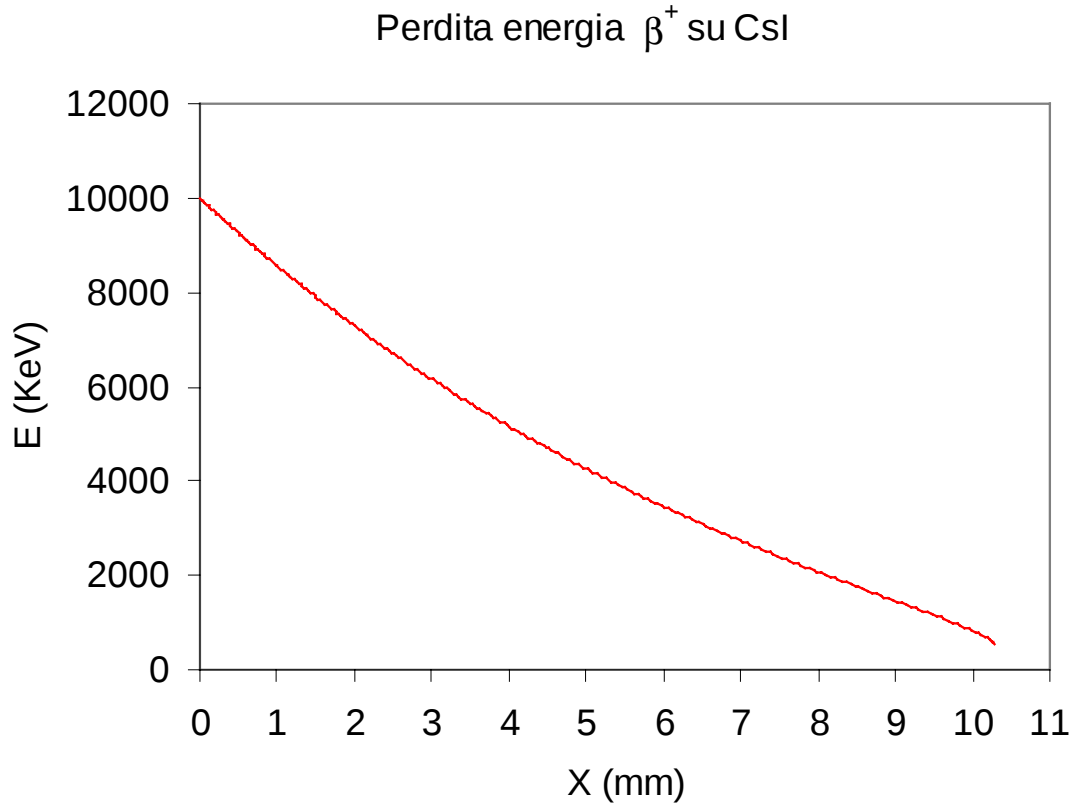


Figura 4-3: Calcolo della perdita di energia, eseguito secondo la Bethe-Bloch, per un positrone da 10 MeV. Il range è circa 10.3 mm.

4.2.8 Lo spettro continuo delle particelle beta.

Per inserire nel codice BIS++ il corretto valore dell'energia iniziale di elettroni e positroni, è necessario calcolare la distribuzione in energia degli stessi per mezzo dell'equazione di Fermi [24].

Non è scopo di questa tesi affrontare una problematica teorica così complessa come quella riguardante la teoria di Fermi del decadimento beta, tuttavia, par-

tendo da essa e con semplici considerazioni analitiche abbiamo trovato una forma numericamente calcolabile della stessa.

L'equazione di Fermi è:

$$w(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{g^2 m^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} |M_{if}|^2 F(Z, \varepsilon) (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 \varepsilon \eta d\varepsilon \quad \text{Eq. 4-18}$$

Sapendo che la costante di decadimento:

$$\lambda = \frac{g^2 m^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} |M_{if}|^2 f(Z, \varepsilon_0) \quad \text{Eq. 4-19}$$

ma che è anche uguale a $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{\frac{1}{2}}}$ otteniamo:

$$w(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{\lambda}{f(Z, \varepsilon_0)} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 F(Z, \varepsilon) \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} \quad \text{Eq. 4-20}$$

dove:

$$F(Z, \varepsilon) \cong \frac{2\pi y}{1 - e^{-2\pi y}}, \quad y = \frac{\pm Z}{137\beta}, \quad \begin{cases} +Z \text{ per } \beta^- \\ -Z \text{ per } \beta^+ \end{cases} \quad \text{Eq. 4-21}$$

La funzione da graficare per ottenere la distribuzione in energia dei beta è la 24, in cui:

λ : costante di decadimento radioattivo;

$f(Z, \varepsilon_0)$: funzione tabulata che dipende dal numero atomico del nucleo emettitore beta e dall'energia del beta;

ε_0 : energia massima del beta.

Per verificare la correttezza dei nostri calcoli abbiamo confrontato gli spettri beta del ^{64}Cu presenti in letteratura, con quelli calcolati secondo la Eq. 4-20. La concordanza è soddisfacente, come si può vedere dalle figure [19]:

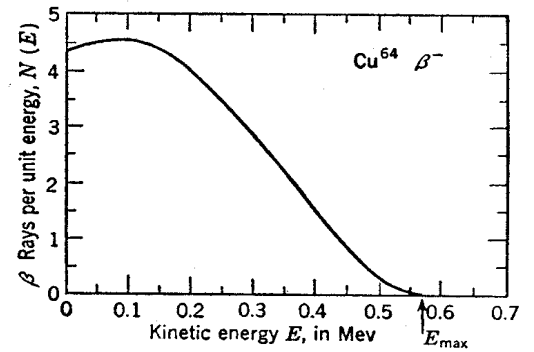
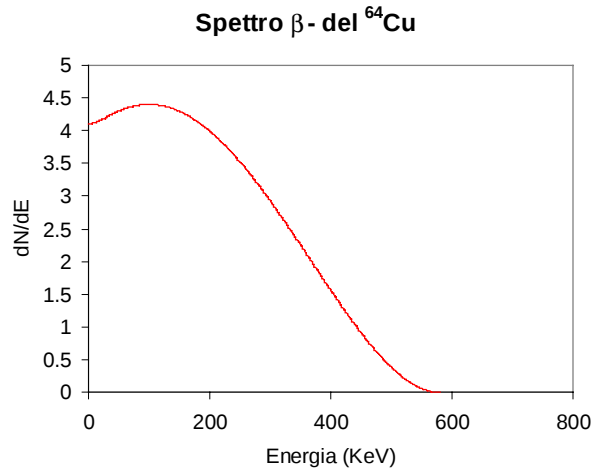


Fig. 1.4 Energy spectrum of the negatron β rays from Cu^{64} . (Calculated from Fig. 1.3.)

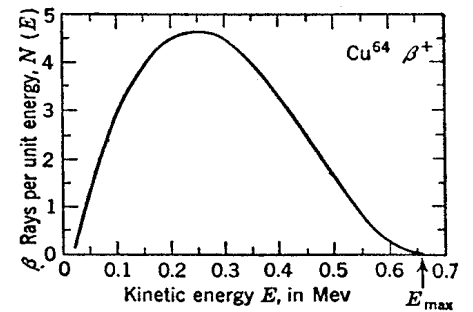
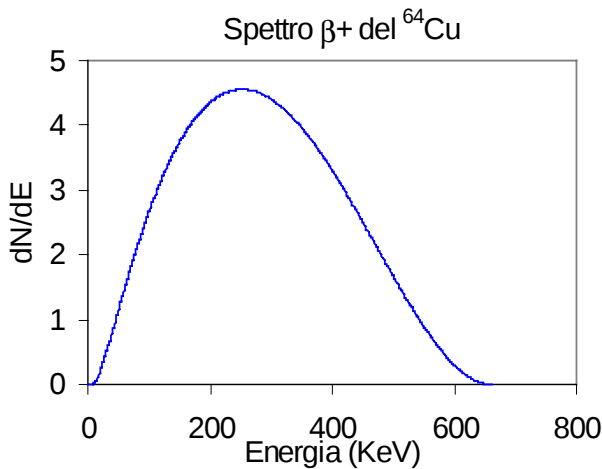


Fig. 1.6 Energy spectrum of the positron β rays from Cu^{64} . (Calculated from Fig. 1.5.)

Figura 4-5: A sinistra spettri beta del ^{64}Cu calcolati con le procedure descritte sopra. A destra spettri beta del ^{64}Cu estratti dalla letteratura [19].

Una volta tracciate le distribuzioni in energia delle particelle beta, si può utilizzare una procedura semplificativa in grado di estrarre l'energia del beta, selezionandola nell'intervallo di energie sotteso dalla curva di Fermi. Per far ciò calcoliamo il *best fit* polinomiale per la curva (in genere è sufficiente una polinomiale di 4° grado), per trovare una funzione da inserire nella simulazione ed applicare ad essa il metodo di estrazione di un valore (energia) basato sul principio del rigetto. Nota la funzione polinomiale, si seleziona un valore di x all'interno del campo di esistenza della funzione e si calcola il valore corrispondente della $f(x)$. Successivamente viene estratto un valore di y nell'intervallo compreso fra zero e il valore massimo della funzione e lo si confronta con $f(x)$. Se y è minore o uguale a $f(x)$, il valore estratto di x rappresenta l'energia che il simulatore adopera; se y è maggiore di $f(x)$ si scarta l'evento e si passa all'estrazione di un'altra coppia di valori x, y .

4.3 Simulazione con sorgente ^{90}Sr .

La possibilità concreta di visualizzare un fascio radioattivo, mediante la perdita d'energia dei suoi prodotti di decadimento in uno scintillatore, non è affatto certa.

Il codice BIS++ rappresenta quindi uno strumento di verifica di tale possibilità, e ci consentirà di decidere in che modo proseguire nello sviluppo di LEBI.

Pertanto lo useremo per simulare il comportamento del cristallo irradiato dalle particelle beta provenienti dal decadimento dei nuclei esotici presenti nel fascio.

Prima è opportuno simulare cosa accade se utilizziamo una sorgente beta adeguata, con la quale sia possibile fare anche un test sperimentale. A quel punto potremo confrontare il risultato della simulazione per la sorgente con l'immagine ottenuta dal test.

La sorgente disponibile è lo ^{90}Sr , quindi simuleremo il comportamento di LEBI con essa. Poi passeremo ad un test che metta alla prova il primo prototipo. La sorgente possiede un'attività di 31 MBq, ha un tempo di dimezzamento di 28.78 anni ed emette un β^- con energia massima pari a 546.2 keV. L'altra particella beta di cui tener conto è quella proveniente dal nucleo figlio, cioè ^{90}Y . Questo radionuclide ha un tempo di dimezzamento di 64.10 ore ed emette un β^- con energia massima 2280.1 keV. La catena di decadimento si esaurisce con ^{90}Zr , che è stabile. In tutta la catena di decadimento non sono presenti raggi gamma.

Per effettuare la simulazione è necessario calcolare gli spettri beta dei due radionuclidi, essenziali per il Monte Carlo.

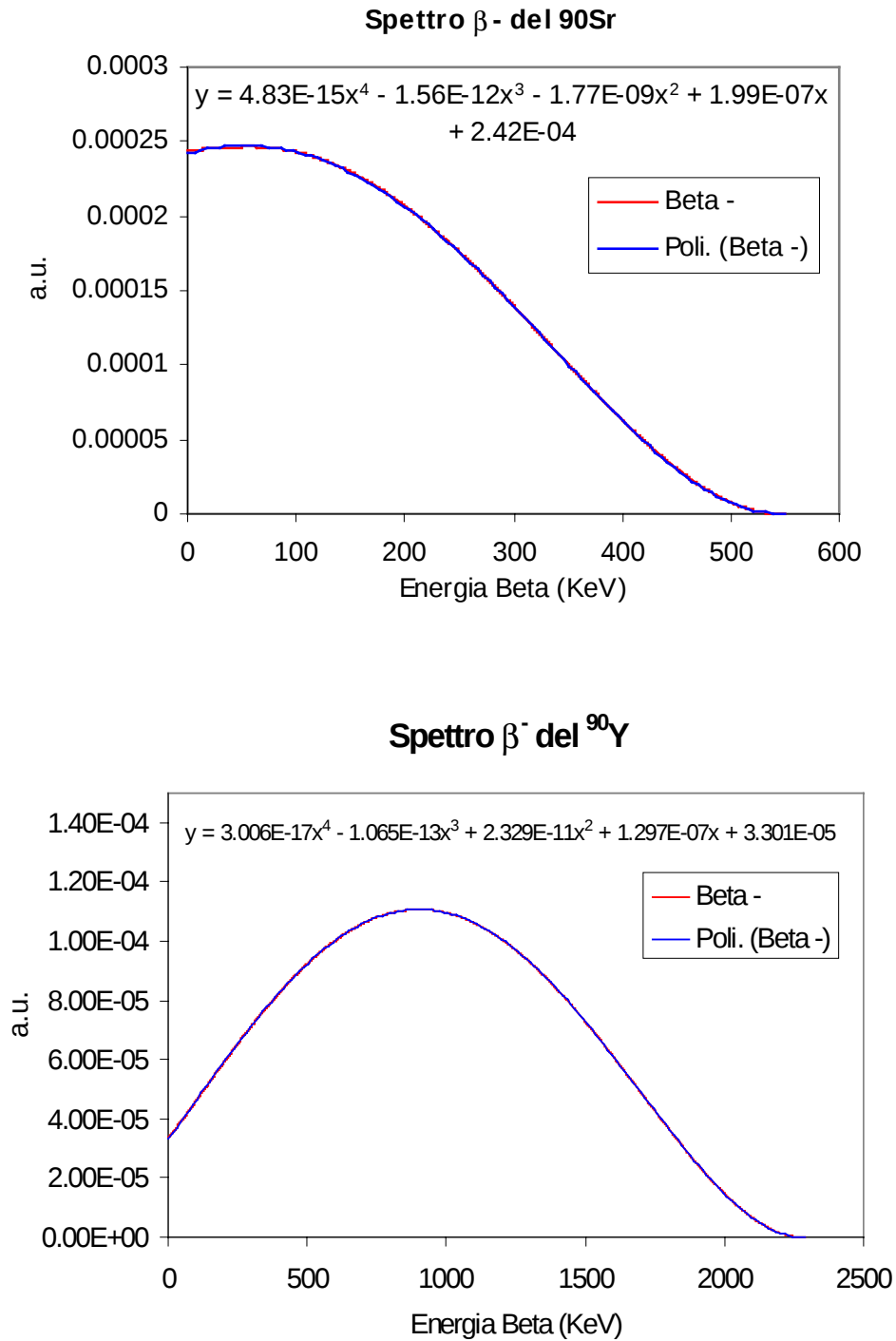


Figura 4-6: Oltre allo spettro beta, in rosso, è possibile vedere la curva, in blu, della polinomiale e la sua equazione.

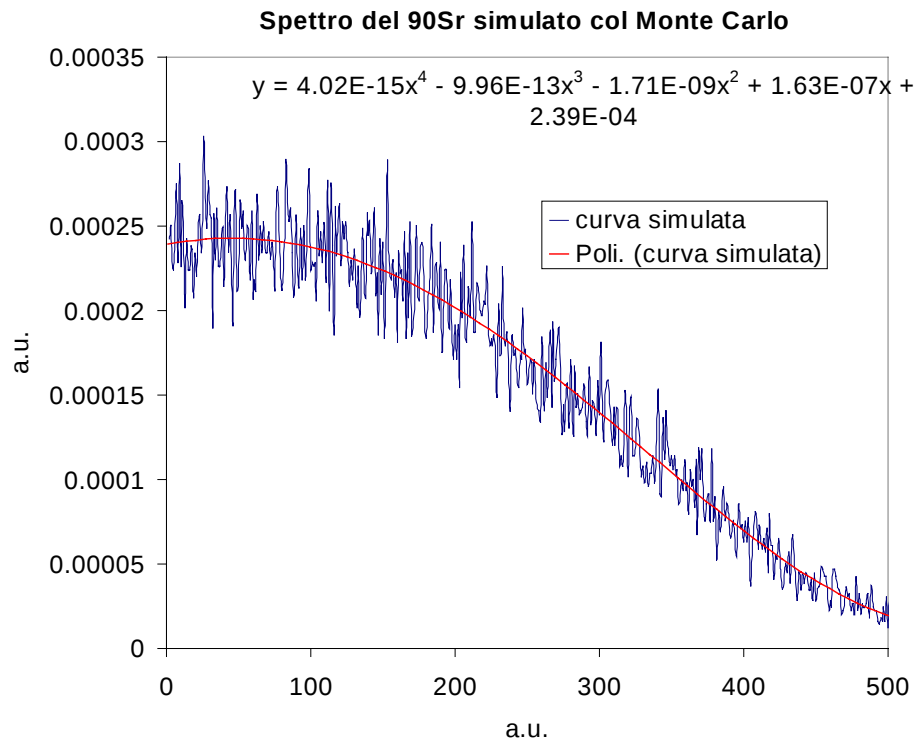


Figura 4-7: Spettro simulato col metodo del rigetto e best fit polinomiale, di cui è riportata l'equazione.

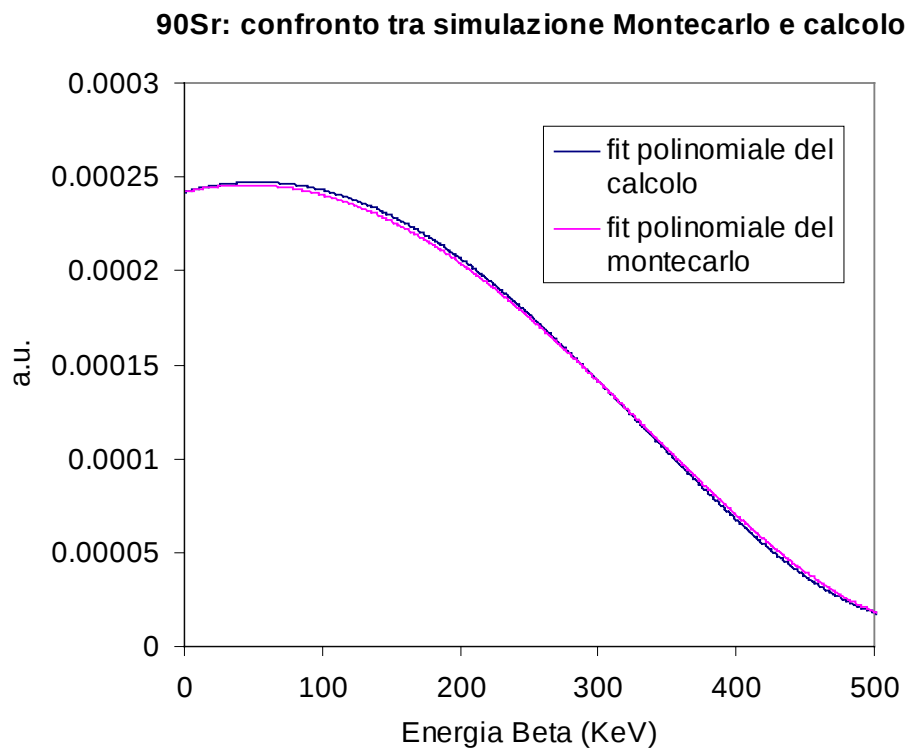


Figura 4-8: Si noti il buon accordo tra spettro calcolato e spettro ottenuto col metodo del rigetto.

A questo punto, per ottenere una simulazione attendibile, bisogna definire le condizioni sperimentali con le quali condurre il test. In particolare, impostiamo i seguenti dati di input:

- distanza telecamera CCD- cristallo CsI = 11 cm;
- diametro sorgente beta = 6 mm;
- spessore del cristallo = 2 mm;
- numero di nuclei emettitori beta = 40000;
- apertura lente (rapporto tra focale e diaframma) = 11.4;
- sensibilità CCD dell'ordine delle decine di fotoni per pixel.

La simulazione col codice BIS++ fornisce i seguenti risultati. La matrice è stata graficata col software ROOT in ambiente UNIX.

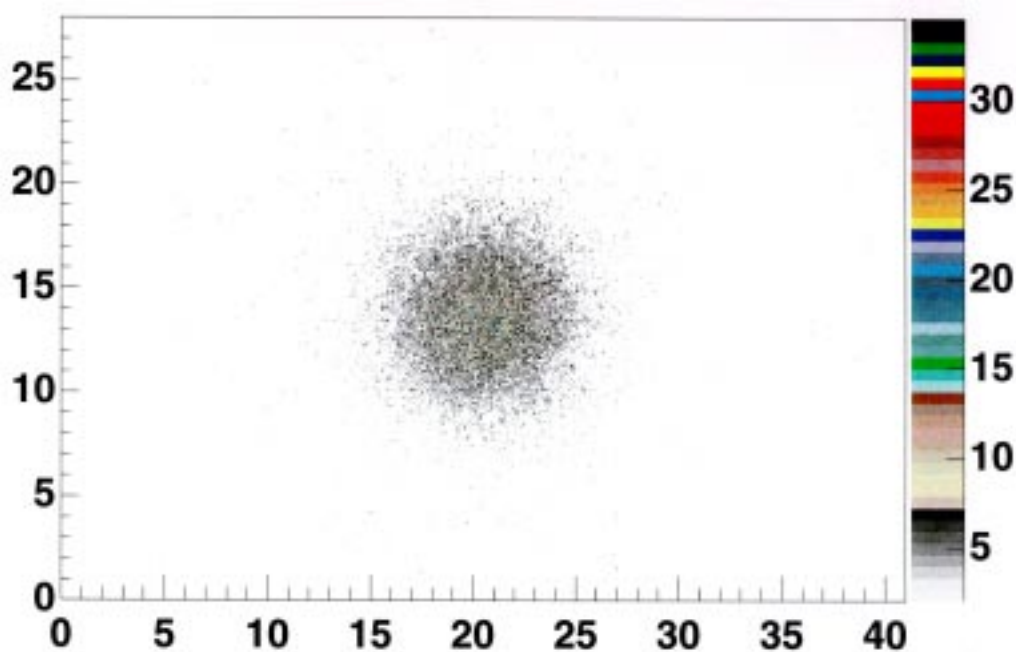


Figura 4-9: Spot luminoso simulato con BIS++ per una sorgente ^{90}Sr . Le scale sono in millimetri.

Come è possibile notare, la simulazione fornisce l'immagine di una struttura granulare di forma pressoché circolare che ben si adatta a ciò che ci si potrebbe aspettare in casi simili. Tuttavia, la prova decisiva che attesti la possibilità di visualizzare il fascio radioattivo deve venire da un test sperimentale.

In basso riportiamo i profili estratti dallo spot simulato del ^{90}Sr .

In Figura 4-10 è rappresentato il profilo trasversale dello spot, integrato e proiettato sull'asse delle ascisse. Grazie ad un best fit gaussiano abbiamo potuto calcolare la FWHM che è pari a 7.2 mm.

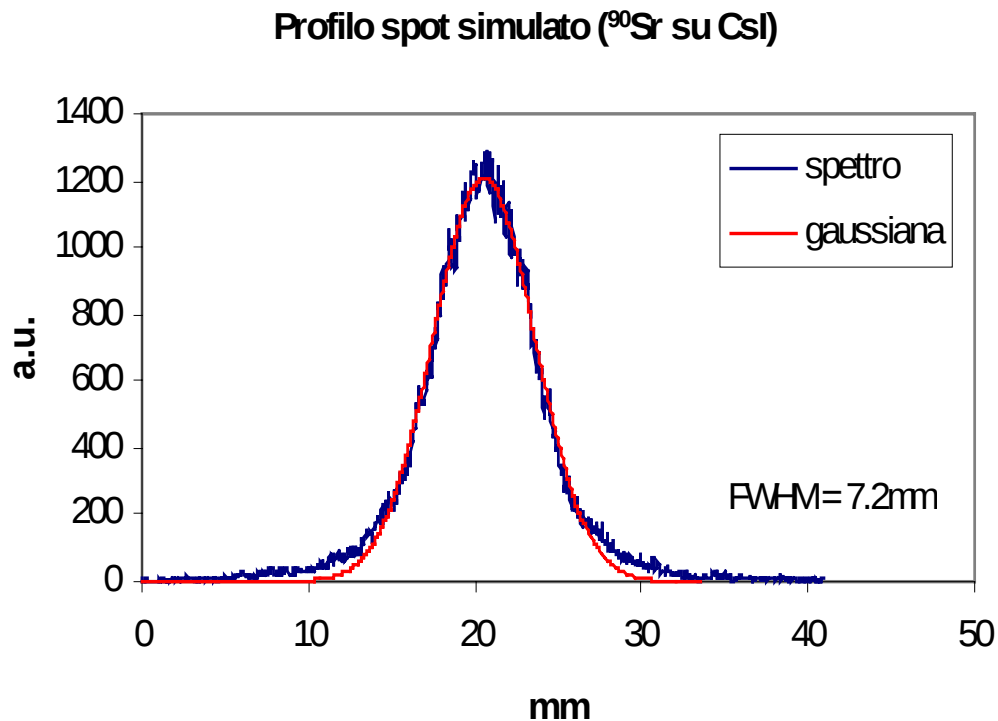


Figura 4-10: Profilo trasversale dello spot luminoso, causato dal ^{90}Sr sul cristallo di CsI, integrato e proiettato sull'asse delle ascisse.

In Figura 4-11 è rappresentato il profilo trasversale estratto lungo il diametro dello spot luminoso. Qui, il FWHM vale 6.7 mm.

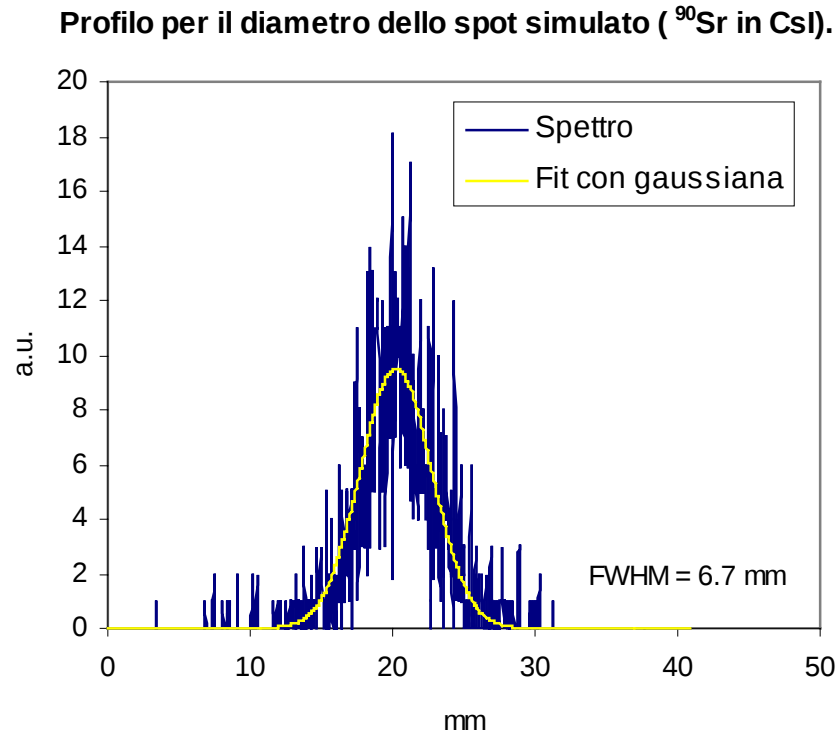


Figura 4-11: *Profilo trasversale dello spot luminoso causato dal ^{90}Sr sul cristallo di CsI, calcolato lungo il diametro e proiettato sull'asse delle ascisse.*

Per il momento, possiamo concludere che la simulazione attesta che la “visualizzazione” di una sorgente beta posta a brevissima distanza da un cristallo di CsI è possibile, inoltre siamo in grado di calcolarne le dimensioni.

4.4 Test sperimentale con sorgente ^{90}Sr .

Dopo aver eseguito la simulazione, è molto importante verificare sperimentalmente la possibilità di visualizzare lo *spot* luminoso con LEBI.

4.4.1 *Lo scintillatore CsI.*

La rivelazione delle radiazioni ionizzanti per mezzo della luce di scintillazione prodotta in certi materiali è uno dei metodi più utili disponibili per la rivelazione e la spettroscopia di molti tipi di radiazione.

Il materiale di scintillazione ideale dovrebbe possedere le seguenti proprietà:

- 1) dovrebbe convertire l'energia cinetica delle particelle cariche in luce rivelabile con un'alta efficienza di scintillazione;
- 2) questa conversione dovrebbe essere lineare, la resa in luce dovrebbe essere proporzionale all'energia depositata;
- 3) il mezzo dovrebbe essere trasparente alla lunghezza d'onda della sua stessa emissione per una buona raccolta di luce;
- 4) il tempo di decadimento della luminescenza indotta dovrebbe essere breve, così che segnali d'impulsi veloci possono essere generati;
- 5) il materiale dovrebbe essere di buona qualità ottica, e costruito in forme e dimensioni abbastanza grandi per essere d'interesse come rivelatore;
- 6) il suo indice di rifrazione dovrebbe essere vicino a quello del vetro per consentire un accoppiamento efficiente della luce di scintillazione con un tubo fotomoltiplicatore.

Nessun materiale possiede contemporaneamente tutte queste caratteristiche e la scelta di un particolare scintillatore è sempre un compromesso tra i diversi fattori.

Lo Ioduro di Cesio attivato con Tallio, CsI(Tl), è un alogenuro alcalino molto apprezzato tra gli scintillatori inorganici. Ha un coefficiente di assorbimento dei raggi gamma, per unità di lunghezza, maggiore rispetto allo ioduro di sodio, inoltre presenta una minore fragilità ed igroscopicità. Lo spettro di emissione del CsI(Tl) è centrato ad una lunghezza d'onda più lunga del NaI(Tl), per questa ragione l'emissione di luce del CsI(Tl) è considerata minore.

Alla luce delle caratteristiche degli scintillatori sopra menzionate, abbiamo ritenuto opportuno scegliere una lastra sottile di CsI, il quale garantisce alta efficienza luminosa, Z elevato, bassa igroscopicità e buona resistenza meccanica [27].

4.4.2 L'apparato sperimentale.

Abbiamo realizzato una piccola camera oscura entro cui collocare una telecamera CCD (marca COHU, diaframma $f/1.4$, 16 mm di focale) ed una lastra di scintillazione CsI spessa 2 mm e di lato 10 cm. La telecamera è collegata ad un monitor che permette di vedere l'immagine in tempo reale. Un PC acquisisce le immagini grazie ad una scheda *frame grabber* (modello DT2867LC) e al software Global Lab Image.



Figura 4-12: *Apparato sperimentale per la visualizzazione dello spot causato dalla perdita d'energia dei beta del ^{90}Sr .*

La sorgente beta viene posta dietro lo scintillatore, a contatto con un foglio di cartoncino nero dello spessore di mezzo millimetro o meno, ad una distanza di circa 3 mm, in modo da simulare l'impiantazione di un fascio radioattivo su di un nastro inerte. Grazie all'ottima sensibilità del nostro dispositivo siamo stati in grado di vedere *on line*, sul monitor, lo spot prodotto dalla perdita d'energia dei beta nel CsI.

Quindi abbiamo acquisito l'immagine proveniente dalla telecamera con il *frame grabber* del computer. Tale acquisizione ci permette di analizzare l'immagine *off-line* in modo da misurare le dimensioni dello spot e confrontarle con quelle della simulazione. Naturalmente abbiamo avuto cura di eseguire una calibrazione spaziale ponendo un righello graduato in millimetri.

L'immagine finale mostrata in Figura 4-13 è ottenuta come sottrazione dell'immagine del fondo, acquisita in assenza di sorgente, dall'immagine mediata su 256 acquisizioni. Grazie alla calibrazione ed al fit gaussiano degli spettri siamo risaliti alla larghezza della curva a mezza altezza, che è un buon indice per il confronto tra simulazione ed esperimento.

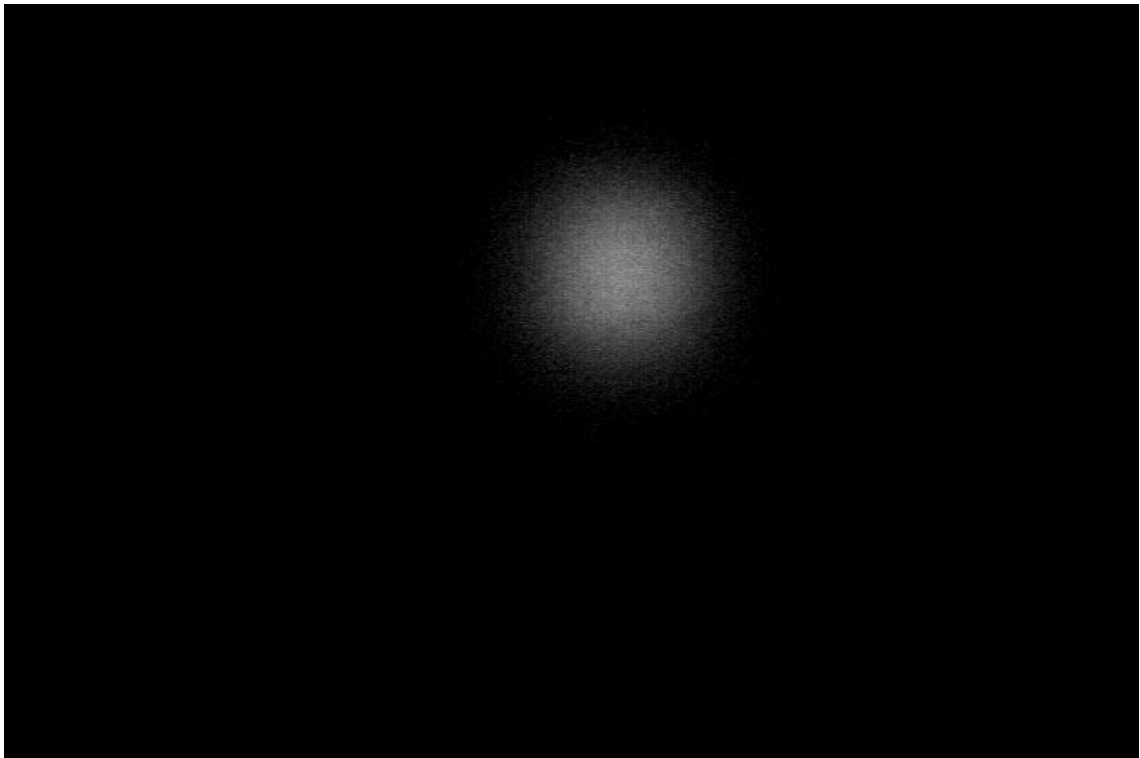


Figura 4-13: Immagine catturata dalla scheda d'acquisizione del PC. Lo spot luminoso prodotto dalla perdita d'energia degli elettroni sul cristallo di scintillazione è ben evidente.

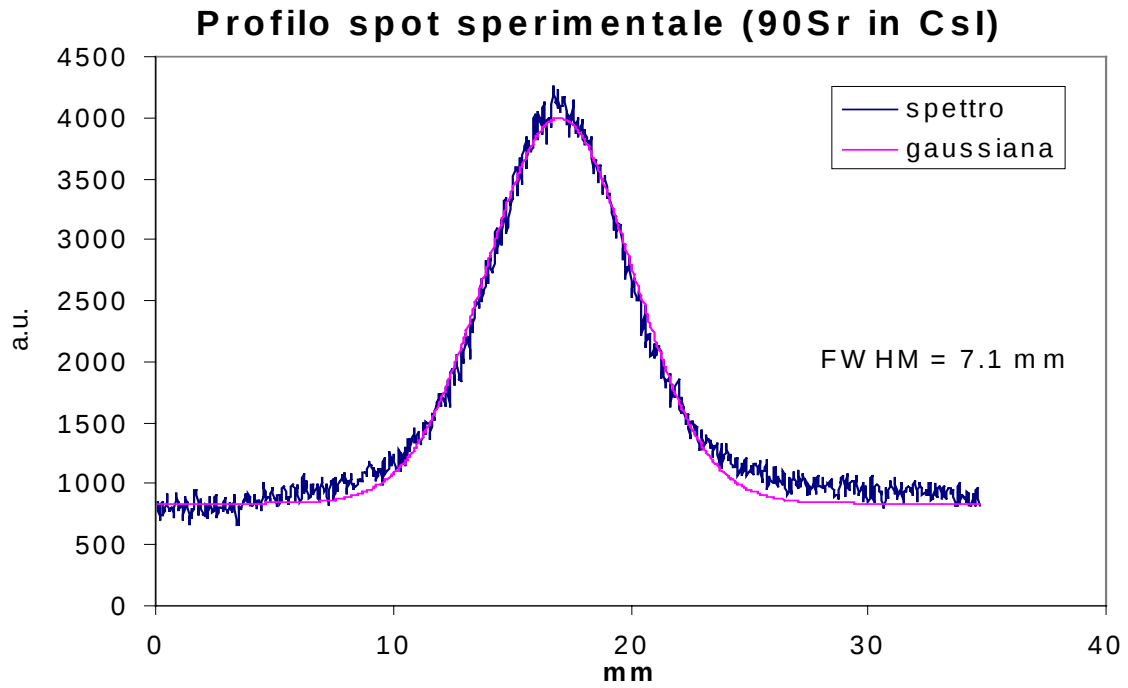


Figura 4-14: Profilo trasversale integrato e proiettato, spot luminoso sperimentale..

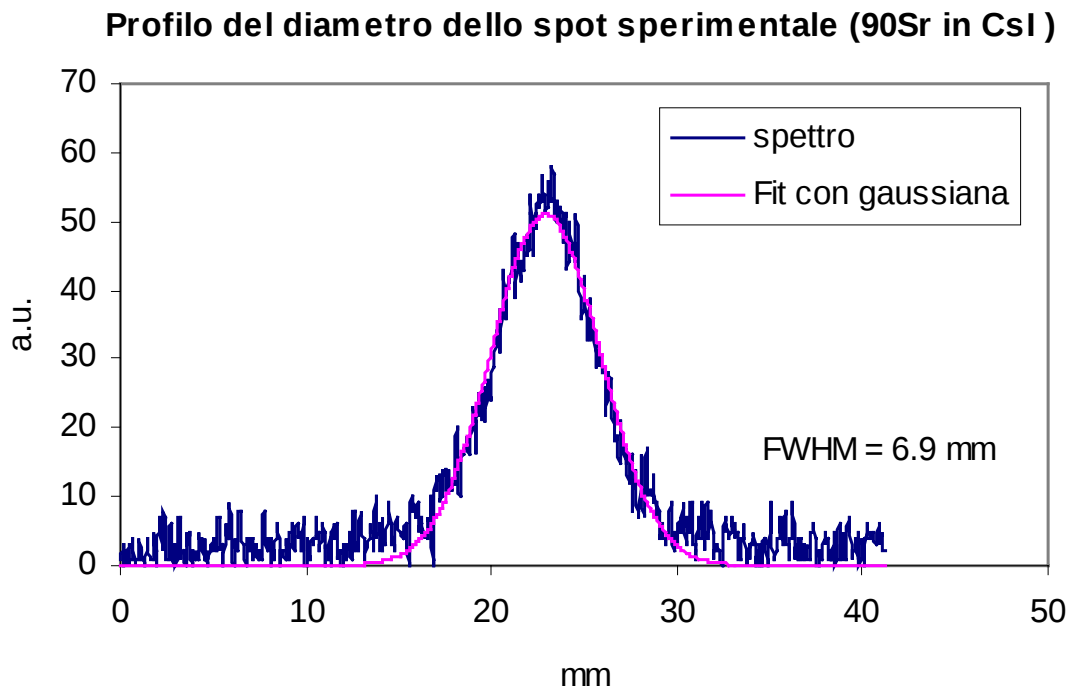


Figura 4-15: Profilo trasversale del diametro dello spot luminoso causato dalla sorgente beta sullo scintillatore.

A giudicare dal calcolo del FWHM, l'accordo tra la simulazione condotta con BIS++ e l'esperimento è molto buono. Infatti, il FWHM calcolato nel profilo integrato e proiettato dello spot sperimentale vale 7.1 mm contro i 7.2 mm della simulazione. Buono anche l'accordo tra il FWHM del diametro proiettato: quello sperimentale vale 6.9 mm, quello teorico 6.7 mm.

È anche vero che esiste una certa inomogeneità tra la forma della curva teorica e quella sperimentale, quest'ultima sembra avere una base più ampia.

A conclusione di questo test sperimentale possiamo affermare che il codice BIS++ può, in prima approssimazione, essere uno strumento di calcolo adeguato per stimare la dimensione e la forma degli spot luminosi che i fasci radioattivi generano su di un cristallo di CsI.

Il contributo dato alla produzione di luce dagli eventuali raggi gamma, provenienti dalla diseccitazione dei nuclei figli dei fasci esotici, non è stato al momento investigato, anche perché non avevamo a disposizione una sorgente gamma abbastanza intensa da permettere un confronto tra simulazione ed esperimento. Tuttavia, in base ai meccanismi di perdita d'energia dei raggi gamma nella materia, alle energie in gioco ed allo spessore del CsI riteniamo che, in prima approssimazione, possiamo non tenere conto del contributo dei raggi gamma. Ci proponiamo, tuttavia, di implementare tale caratteristica in future versioni del codice BIS++, se utile per una maggiore comprensione del funzionamento di LEBI.

4.5 Simulazioni per il fascio secondario ^{18}F .

A questo punto possiamo immaginare di applicare il codice BIS++ ad uno dei fasci radioattivi che si intende produrre in EXCYT. In particolare, abbiamo scelto il ^{18}F con i suoi contaminanti radioattivi ^{18}N ed ^{18}Ne . Il nostro dispositivo non è sensibile ai nuclei stabili. Al fine di simulare un caso abbastanza realistico in base alle informazioni in nostro possesso, è importante capire a quali distanze relative e con quali intensità il fascio secondario ed i suoi contaminanti si impiantano sul nastro inerte. E' opportuno realizzare il nastro in Mylar alluminizzato, che permette una efficace dispersione del calore prodotto dal fascio. Inoltre gli ioni di nostro interesse si impiantano al suo interno non oltre la profondità di qualche centinaio di nanometri.

I dati da inserire nella simulazione sono:

- le intensità relative tra ^{18}F ed i suoi contaminanti (riportate in Tabella 3-4);
- l'attività (vedi Tabella 3-8);
- le distanze relative tra i radionuclidi che si impiantano sul nastro (vedi Figura 4-16);
- le distribuzioni in energia (spettri beta di Figura 4-18) di elettroni e positroni.

In base ai calcoli ed ai dati riportati nel Capitolo 3, se il numero di eventi simulato (numero di ioni sul nastro) per il ^{18}F è posto pari a 1000, allora il numero di ioni di ^{18}N deve essere circa 64 volte maggiore, mentre un fattore 32 circa è da applicare al numero di ioni ^{18}Ne . Il numero di particelle beta emesse dai radionuclidi va calcolato seguendo lo schema di decadimento (vedi Figura 3-3). Tuttavia per operare una semplificazione nei calcoli, nella simulazione non consideriamo il

decadimento del ^{18}Ne in ^{18}F poiché dà luogo ad un numero trascurabile di beta provenienti dal ^{18}F stesso a causa del suo lungo tempo di dimezzamento. La distanza scintillatore-telecamera è sempre di 11 cm, l'apertura della lente è pari a 11.4 mm e la soglia nel numero di fotoni è minore di 10^2 .

Le distanze relative con cui i radioisotopi appartenenti allo stesso fascio si impiantano sul nastro dipendono, a causa dell'ottica dei magneti che trasportano i fasci in EXCYT, dall'eccesso di massa [28]. Al riguardo sono stati fatti dei calcoli da parte del gruppo che si occupa dell'ottica di EXCYT (Figura 4-16).

Nel 1° stage, ossia dopo il primo stadio del separatore isobarico, abbiamo considerato una larghezza dei fasci pari a $270\text{ }\mu\text{m}$ ed un'altezza di 4 mm. Distanza Fluoro-Neon pari a 0.5 mm, distanza Neon-Azoto pari a 1 mm [28].

Nel 2° stage, ossia dopo il secondo stadio del separatore isobarico, i fasci hanno una larghezza di $560\text{ }\mu\text{m}$ ed altezza 8 mm. Distanza Azoto-Neon pari a 3.2 mm, distanza Neon-Fluoro pari a 2 mm [28].

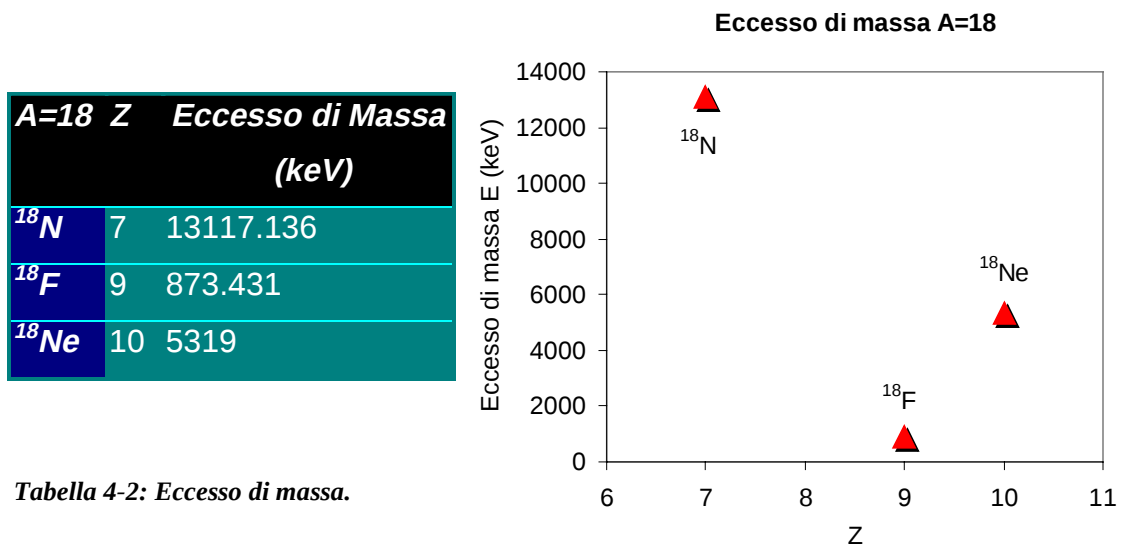


Tabella 4-2: Eccesso di massa.

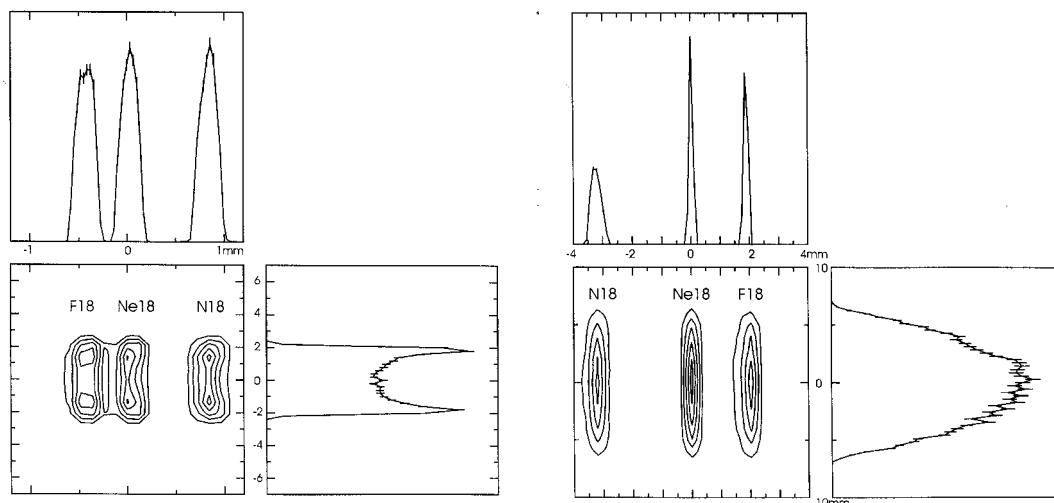
Exit slit 1st stageExit slit 2nd stage

Figura 4-16: Posizioni relative degli ioni ^{18}F , ^{18}Ne e ^{18}N in funzione del loro eccesso di massa. Grafici calcolati in due punti distinti della linea di trasporto del fascio. Si noti la diversa posizione dei fasci nei due casi e, soprattutto, le diverse distanze relative. Le intensità non sono attendibili.

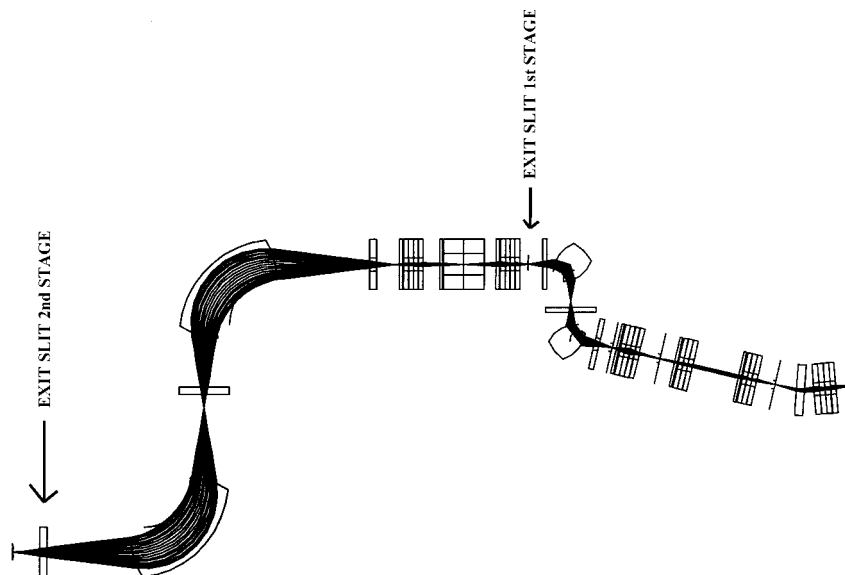


Figura 4-17: Ottica della linea di trasporto di EXCYT. Le frecce indicano il punto in cui sono stati fatti i calcoli.

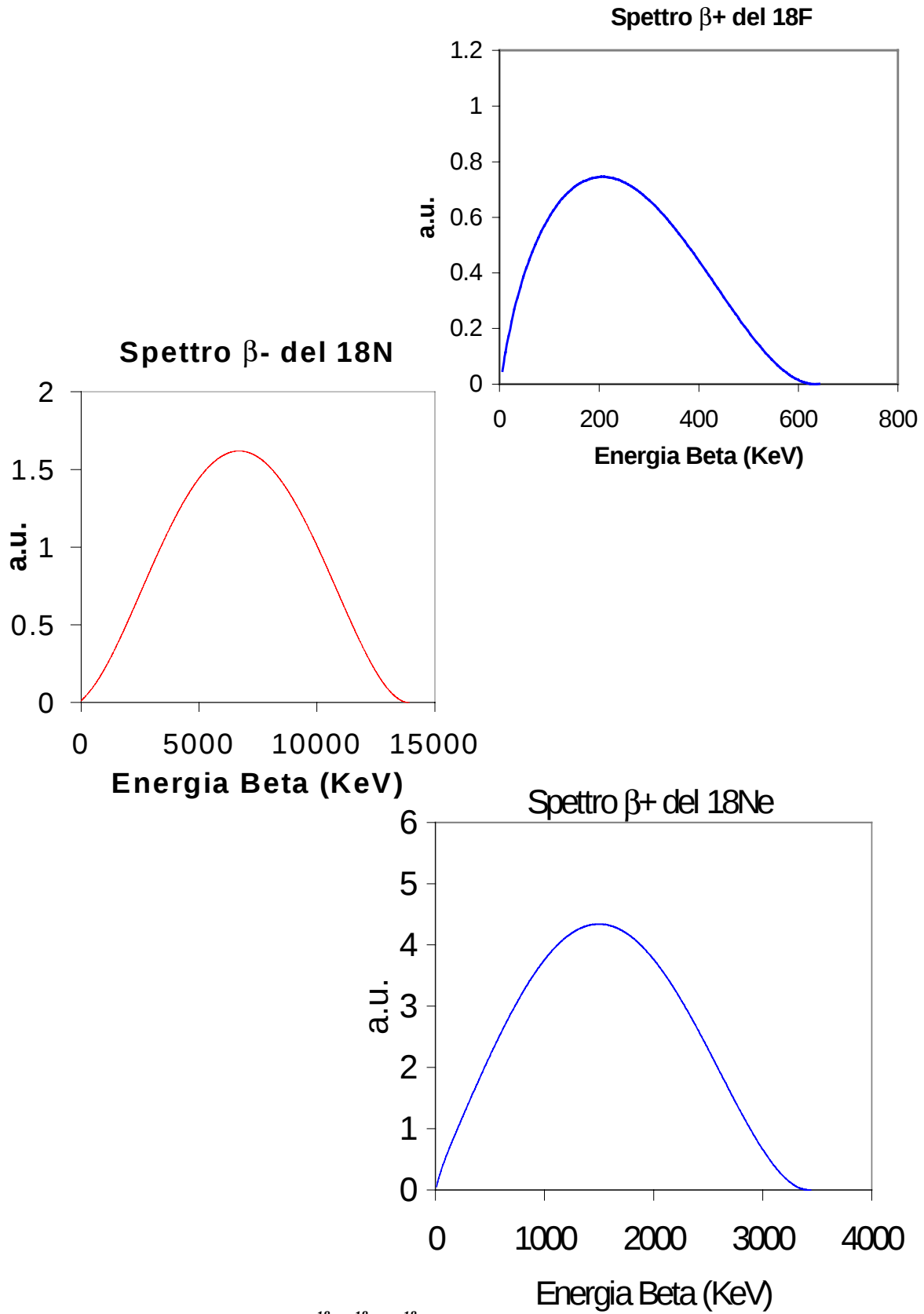


Figura 4-18: Spettri beta per ^{18}F , ^{18}N e ^{18}Ne .

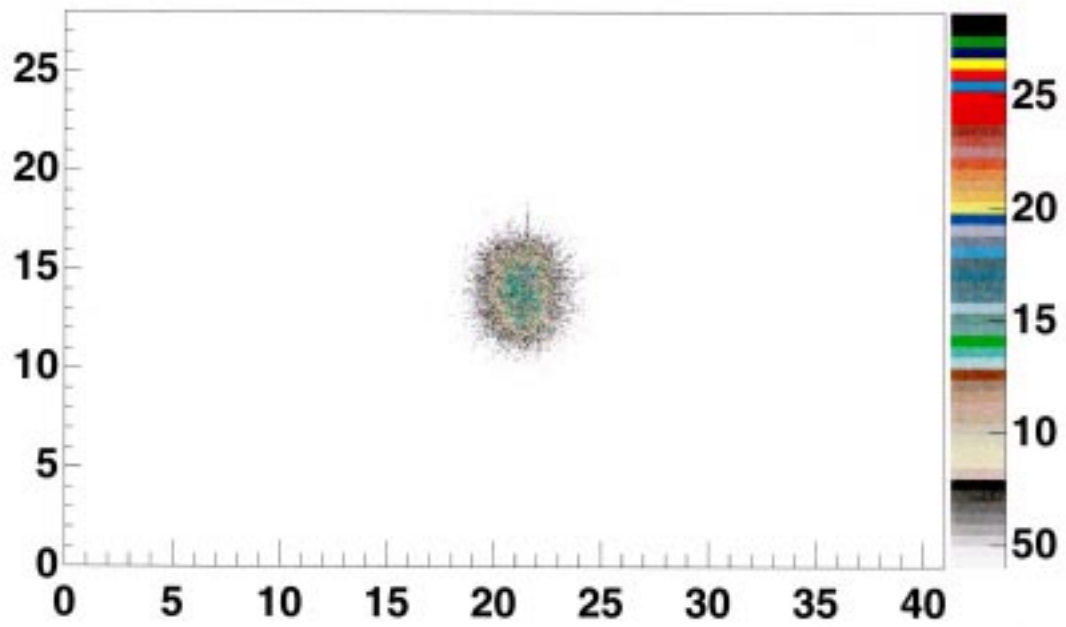


Figura 4-19: Simulazione del fascio con $A=18$ nel 1° stage. Le scale sono in millimetri.

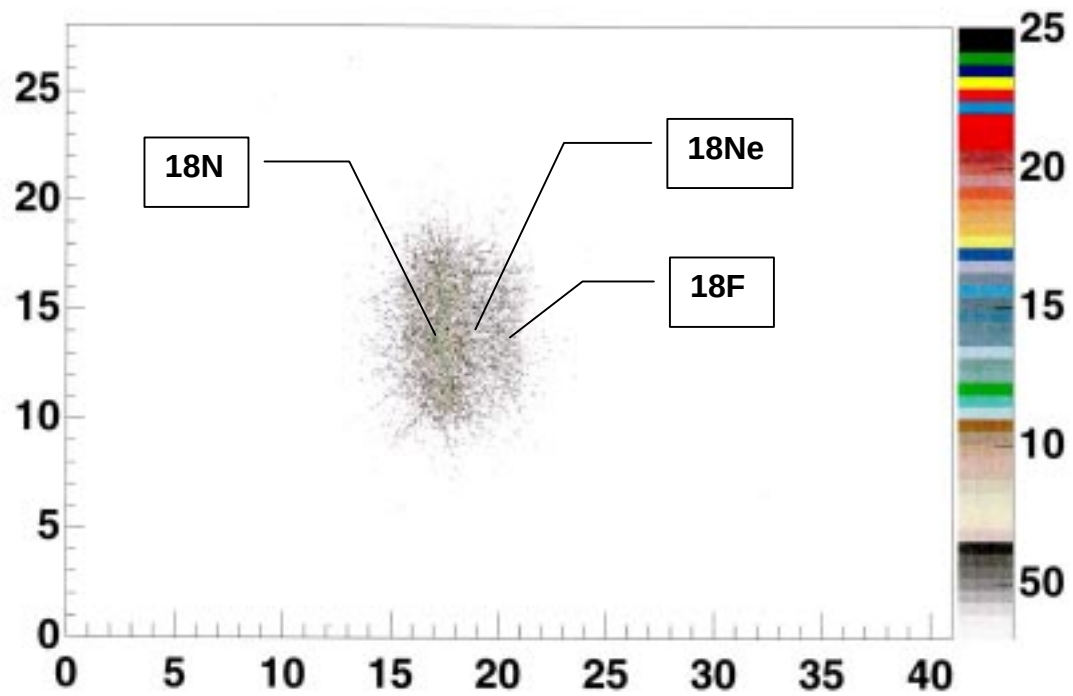


Figura 4-20: Simulazione del fascio con $A=18$ nel 2° stage. Le scale sono in millimetri.

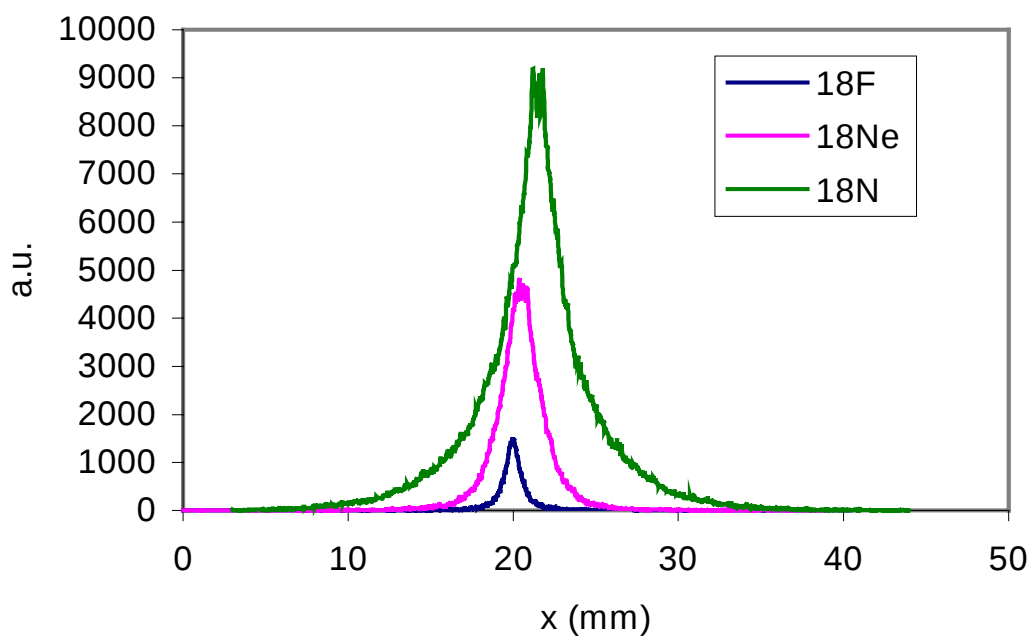
Profili spots simulati ^{18}N , ^{18}Ne , ^{18}F (1° stage)

Figura 4-21: Profili trasversali integrati e proiettati, estratti dalle simulazioni fatte per ogni singolo nucleo (primo stage).

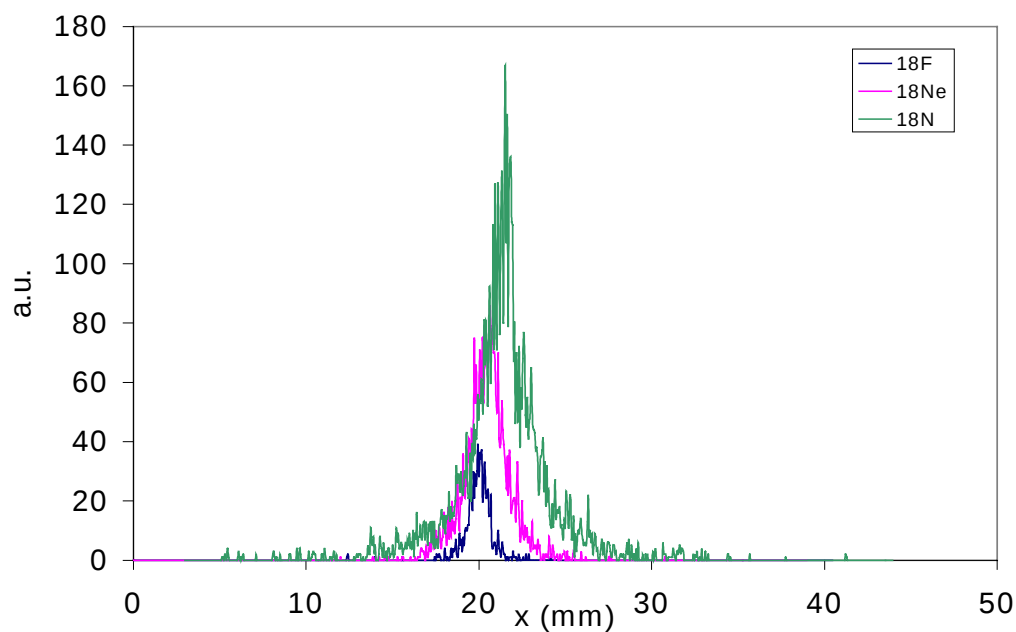
Profili trasversali lungo x di ^{18}N , ^{18}Ne , ^{18}F (1° stage)

Figura 4-22: Profili trasversali lungo la direzione x, estratti dalle simulazioni fatte per ogni singolo nucleo (primo stage).

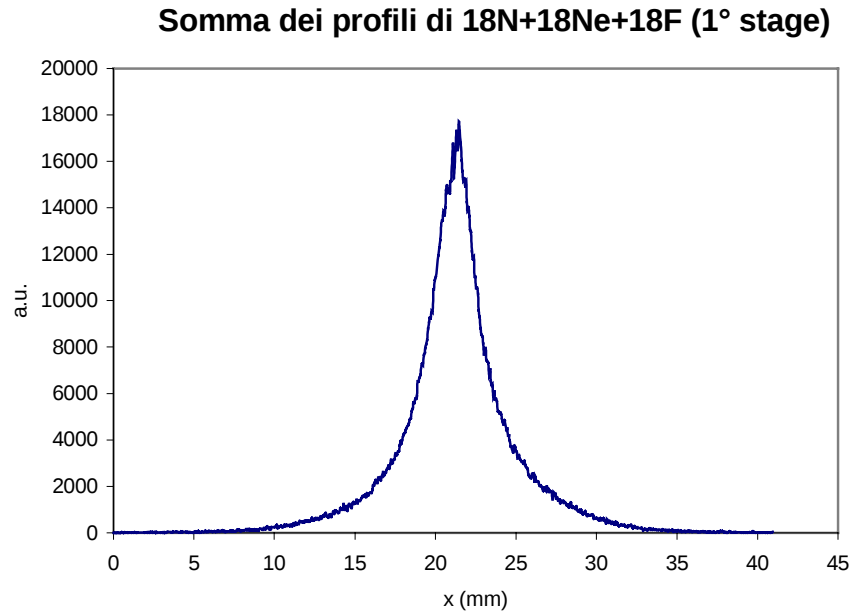


Figura 4-23: Somma dei profili integrati e proiettati, estratti dalle simulazioni fatte per ogni singolo nucleo (primo stage).

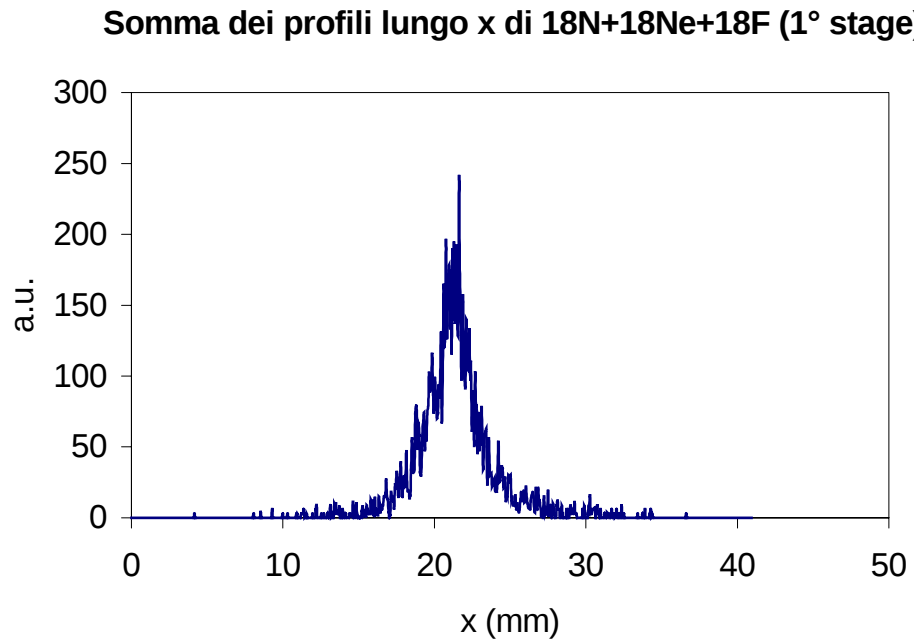


Figura 4-24: Somma dei profili lungo x, estratti dalle simulazioni fatte per ogni singolo nucleo (primo stage).

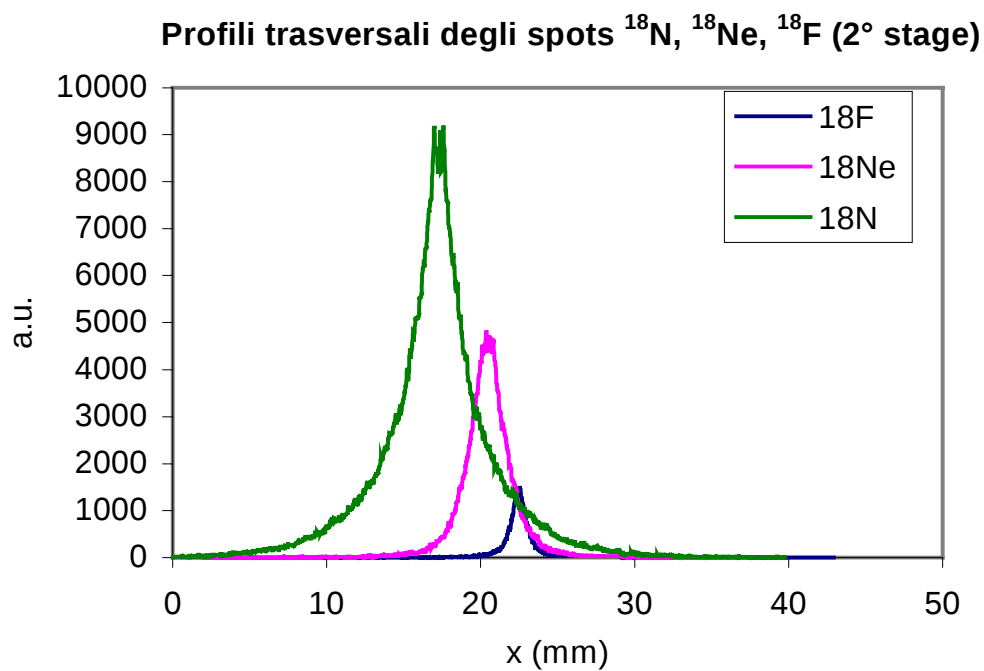


Figura 4-25: Profili integrati e proiettati, estratti dalle simulazioni fatte per ogni singolo nucleo (secondo stage).

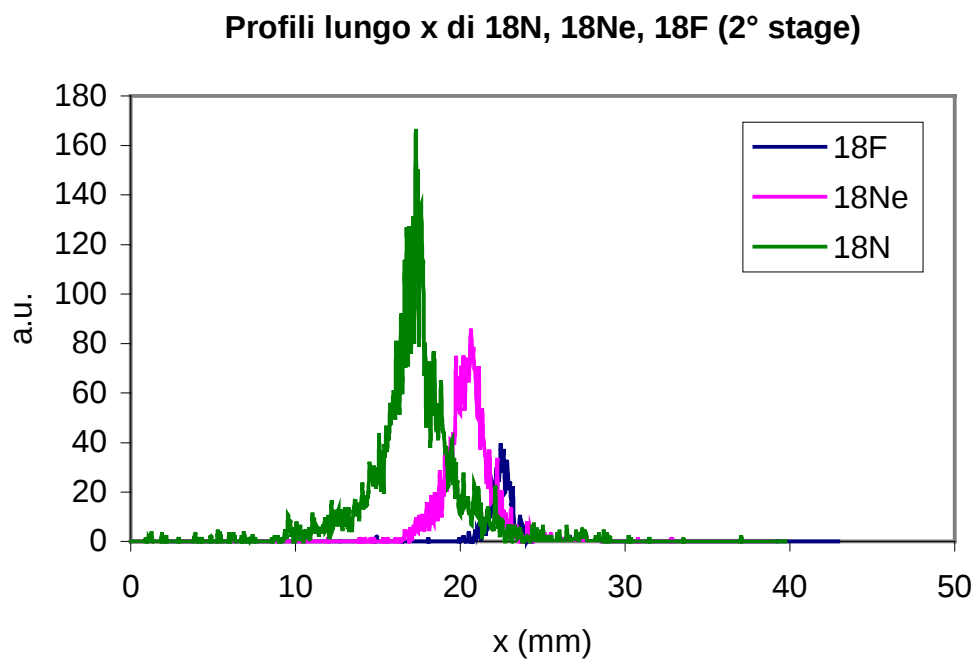


Figura 4-26: Profili trasversali lungo x, estratti dalle simulazioni fatte per ogni singolo nucleo (secondo stage).

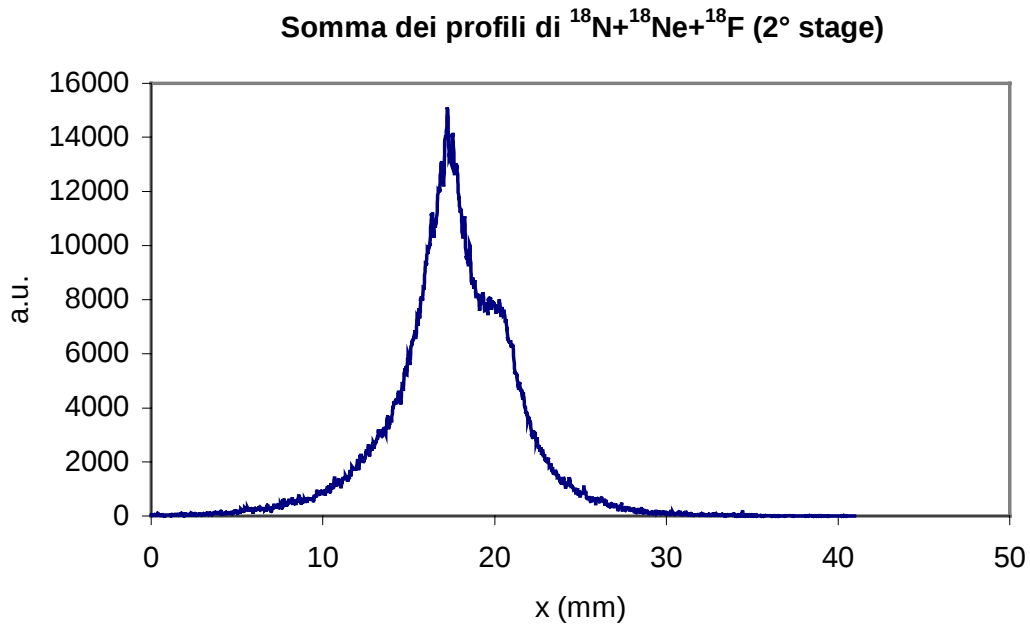


Figura 4-27: Somma dei profili integrati e proiettati, estratti dalle simulazioni fatte per ogni singolo nucleo (secondo stage).

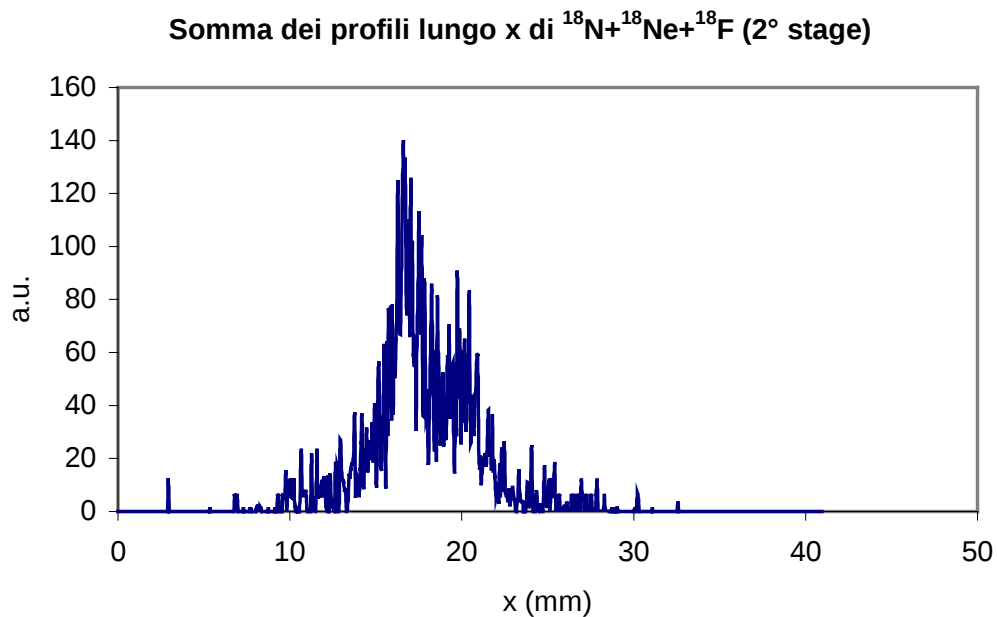


Figura 4-28: Somma dei profili lungo x, estratti dalle simulazioni fatte per ogni singolo nucleo (secondo stage).

Nel primo stage della linea di fascio è impossibile discriminare visualmente tra una specie nucleare e l'altra. Ciò è dovuto alla piccola distanza che separa i tre fasci fra loro.

Invece, nel secondo stage è possibile distinguere tre sotto strutture ellittiche in seno allo spot complessivo. Questo dipende dal fatto che le distanze relative fra i tre spot sono maggiori del caso precedente. La loro intensità in luce dipende chiaramente dalle diverse intensità, tasso di decadimento ed energie dei beta. In particolare, l'Azoto predomina sia sul Neon sia sul Fluoro (che è il nuclide di nostro interesse). Tuttavia quest'ultimo si trova a sinistra della macchia di luce e risulta distinguibile dagli altri nuclei esotici.

A conclusione delle simulazioni effettuate per i fasci esotici, è indispensabile fare alcune precisazioni sul modo in cui l'immagine si forma sul cristallo. L'immagine del fascio è ricostruita per "prossimità", giacché il nastro su cui s'impiantano i radionuclidi è posto molto vicino al CsI, ma non a contatto. Le indeterminazioni dimensionali sui profili simulati derivano proprio da questa distanza, dallo spessore del cristallo e dal *range* reale degli elettroni.

La simulazione fornisce in ogni caso risultati incoraggianti, che ci fanno ben sperare sull'efficacia di LEBI per una soddisfacente visualizzazione del fascio. Soprattutto, essa indica che è possibile stimarne la forma, le dimensioni e naturalmente la posizione.

4.6 Identificazione dei radionuclidi.

E' possibile delegare l'identificazione delle varie specie nucleari instabili presenti nei fasci prodotti in EXCYT ad una coppia di rivelatori al germanio. Essi sono l'ideale per fare spettroscopia gamma, da cui si può risalire ai livelli caratteristici del nucleo che li ha emessi nel momento in cui si diseccita. La gran parte dei nuclei esotici di nostro interesse è un emettitore beta. E buona parte di essi, dopo aver emesso la particella beta decade in un nucleo figlio, spesso eccitato. E' proprio la diseccitazione dei livelli nucleari mediante raggi gamma che permette un'efficace identificazione del nucleo padre.

Nelle tabelle degli isotopi esistenti in letteratura, è quasi sempre possibile avere una dettagliata rappresentazione dei livelli nucleari che si diseccitano emettendo raggi gamma caratteristici.

4.6.1 *Interazione dei raggi gamma con la materia.*

Sono tre i meccanismi d'interazione dei raggi gamma con la materia, e giocano un ruolo importante nella rivelazione delle radiazioni: l'assorbimento fotoelettrico, lo scattering Compton e la produzione di coppie. In tutti questi processi avviene un parziale o completo trasferimento dell'energia del fotone agli elettroni.

Nell'assorbimento fotoelettrico un fotone scompare a causa dell'interazione con un atomo assorbitore, al suo posto viene emesso un elettrone dalle *shell* interne dell'atomo. L'interazione avviene con l'intero atomo e non può avvenire con i soli elettroni liberi. I fotoelettroni emessi avranno energia:

$$E_e = h\nu - E_b \quad \text{Eq. 4-22}$$

dove E_b indica l'energia di legame dell'elettrone nella sua *shell* originaria. L'atomo, interagendo con il fotone, rimane ionizzato in seguito al vuoto creato in una delle sue *shell*. Questo vuoto è rapidamente colmato attraverso la cattura di un elettrone libero nel mezzo, oppure per il riarrangiamento degli elettroni dalle altre *shell* dell'atomo. Allora possono essere emessi uno o più raggi X caratteristici. Sebbene in molti casi, questi ultimi siano riassorbiti subito dopo l'emissione attraverso nuovi processi fotoelettrici con elettroni appartenenti alle *shell* più esterne (e quindi meno legati), la loro migrazione e possibile "fuga" dal rivelatore può influenzare la risposta del segnale rivelato. In alternativa, è possibile che l'energia d'eccitazione dell'atomo venga ceduta attraverso l'emissione di un elettrone Auger.

E' da sottolineare, per inquadrare le problematiche legate alla rivelazione dei raggi gamma, che l'assorbimento fotoelettrico è predominante a basse energie e per alti numeri atomici degli atomi assorbitori. Proprio sfruttando questa proprietà si utilizzano materiali ad elevato numero atomico per schermare dalle radiazioni gamma.

Lo scattering Compton avviene tra il fotone incidente e un elettrone del materiale assorbitore. Nello *scattering* Compton il fotone gamma è deflesso dalla sua traiettoria originaria e parte della sua energia incidente viene ad essere ceduta ad un elettrone supposto fermo, detto di rinculo. Dato che tutti gli angoli di scattering sono possibili, l'energia trasferita all'elettrone può variare da zero fino a gran parte dell'energia incidente del fotone. E' possibile dimostrare, utilizzando i prin-

cipi di conservazione della quantità di moto e dell'energia che il fotone, che ha subito lo scattering, avrà un'energia espressa dalla seguente equazione:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos \vartheta)} \quad \text{Eq. 4-23}$$

dove m_0c^2 è la massa a riposo dell'elettrone. Come si evince dall'equazione precedente, per piccoli angoli di scattering solo una piccola quantità d'energia viene trasferita all'elettrone. La probabilità d'emissione Compton cresce con l'aumentare del numero degli elettroni del mezzo e quindi del numero atomico Z , e risulta prevalere alle energie tipiche dei fotoni emessi da sorgenti radioattive.

La produzione di coppie è energeticamente possibile quando l'energia del gamma incidente è superiore a due volte la massa a riposo dell'elettrone (1.02 MeV). In pratica, la probabilità che avvenga quest'interazione rimane piuttosto bassa finché l'energia del fotone è di alcuni MeV, pertanto è predominante solo per gamma ad alte energie.

Nell'interazione che ha luogo con il campo coulombiano del nucleo, il fotone gamma sparisce ed è sostituito da una coppia elettrone-positrone. L'energia superiore a quella necessaria per la formazione di coppie viene divisa tra l'elettrone e il positrone. Poiché il positrone subisce un'annichilazione quasi istantanea, si avranno come prodotti secondari due fotoni d'annichilazione, i quali giocano un importante ruolo nella risposta dei rivelatori [27].

4.6.2 Caratteristiche dei rivelatori al Germanio

A causa del piccolo *gap* energetico tra le bande (0.7 eV) é impossibile operare con i rivelatori al germanio a temperatura ambiente, in quanto verrebbe ad instaurarsi una notevole corrente termica di perdita. Per evitare che tale corrente rovini l'ottima risoluzione, tipica di questi rivelatori, occorre raffreddarli; normalmente la temperatura viene ridotta a 77 K attraverso l'utilizzo di un vaso *dewar*, nel quale un recipiente di azoto liquido viene mantenuto a contatto termico con il rivelatore. Per i rivelatori al Ge(Li) la bassa temperatura deve essere continuamente mantenuta per prevenire una redistribuzione del litio, che rapidamente ha luogo a temperatura ambiente. Quest'inconveniente del litio é eliminato nei rivelatori HPGe (Hyper Pure Germanium), pertanto possono anche giungere a temperature ambientali. Tale vantaggio é il principale motivo che ha fatto sì che i rivelatori del tipo HPGe soppiantassero la configurazione Ge(Li) [27].

4.6.3 Spettroscopia gamma con i rivelatori a germanio

L'elevata risoluzione dei rivelatori al germanio, dell'ordine di pochi decimi percentuali, permette di separare, in certi casi, picchi altrimenti sovrapposti. Sono quindi chiaramente preferiti per la misura di spettri gamma con molti picchi, tipica nel caso di fasci radioattivi in cui possono essere presenti molti contaminanti instabili.

Una parte prominente dello spettro gamma é dovuta all'effetto Compton, e il rapporto picco-spalla Compton é talvolta citato come una caratteristica del rivelatore. L'indice delle prestazioni del rivelatore é definito come il rapporto tra il

conteggio nel canale relativo al fotopicco, e il conteggio in un tipico canale del continuo Compton associato a quel picco.

A causa della grande trasparenza del rivelatore ai gamma secondari diventano importanti i cosiddetti picchi di fuga. Essi si presentano quando una fissata quantità d'energia può essere persa dal rivelatore. Tali picchi possono divenire prominenti per fotoni a basse energie, poiché l'assorbimento fotoelettrico diviene molto probabile e l'interazione tenderà ad avvenire vicino la superficie del rivelatore. Per gamma ad alte energie, diventa significativa la probabilità di formazione di coppie elettrone-positrone; il successivo annichilamento del positrone produce due fotoni. Nei rivelatori al germanio c'è un'alta probabilità che uno di essi o entrambi non riescano ad essere rivelati. Pertanto i picchi appariranno in corrispondenza di eventi in cui uno o entrambi i fotoni d'annichilazione portano via una porzione dell'energia originale del gamma. Se entrambi non riescono ad essere rivelati, apparirà un picco ad un'energia pari a 1.022 MeV inferiore a quella del fotone incidente; qualora invece uno solo dei due fotoni non dovesse interagire con il rivelatore, l'energia del picco risulterà inferiore di 0.51 MeV. Se l'energia del fotone incidente è molto alta, la probabilità che venga assorbita l'intera energia risulta piuttosto bassa, e i picchi di fuga sono talvolta quelli più prominenti presenti nello spettro [27].

4.7 Apparato sperimentale.

Al fine di provare la capacità di identificazione di una coppia di rivelatori al germanio da usare nel sensore LEBI, abbiamo deciso di impiegare una sorgente di

^{60}Co e misurare i caratteristici picchi gamma. Essa emette due raggi gamma: uno da 1173.24 keV e l'altro da 1332.50 keV.

La scelta dei rivelatori è caduta su un modello fisso della EG&G Ortec, che richiede una tensione di +2500 V. Esso è fornito di contenitore *dewar* di grande capacità, in modo da avere un'autonomia di diversi giorni. L'altro rivelatore è un modello portatile EG&G Ortec GMX-15190-S da alimentare con una tensione di -3000 V, con autonomia del dewar di poche ore. In seguito indicheremo il modello fisso come Rivelatore B ed il modello portatile come Rivelatore A.

I rivelatori al germanio sono posti entrambi in direzione della sorgente gamma con un angolo reciproco di circa 170° . Il rivelatore A ed il rivelatore B distano circa 3 cm dalla sorgente.

L'elettronica di *front-end* è così costituita:

- i preamplificatori integrati nei rivelatori;
- due amplificatori spettroscopici EG&G Ortec 672 vengono usati per l'amplificazione del segnale proveniente dai due rivelatori, e per inviarlo all'ingresso di un ADC CAEN V419;
- un modulo con porta logica OR riceve i segnali dai due discriminatori, e li manda ad un *gate delay generator*, il quale genera un segnale in logica TTL inviandolo al *trigger* dell'ADC.

Il software di acquisizione dati, basato su computer Macintosh e codice in FORTRAN, è molto versatile e potente. Esso ci ha permesso di acquisire contemporaneamente e con estrema semplicità sia gli istogrammi canale-conteggio condizionati e non di entrambi i rivelatori, sia la matrice. L'insieme di elettronica e

sistema di acquisizione dati è stato assemblato in un unico *rack* per renderlo portatile (Figura 4-29).



Figura 4-29: Sistema di acquisizione dati completo. In basso, nel rack, è sistemata l'elettronica. In alto si può vedere il computer di acquisizione collegato ad un altro monitor per seguire la misura on-line. A destra sono sistemati i rivelatori al germanio.

Col software di acquisizione dati abbiamo definito 6 spettri ed una matrice, precisamente:

- 1) matrice dei due rivelatori;
- 2) spettro rivelatore A (senza condizioni);
- 3) spettro rivelatore B (senza condizioni);
- 4) spettro rivelatore A condizionato al picco 1 del rivelatore B;
- 5) spettro rivelatore A condizionato al picco 2 del rivelatore B;
- 6) spettro rivelatore B condizionato al picco 1 del rivelatore A;
- 7) spettro rivelatore B condizionato al picco 2 del rivelatore A;

Il software di acquisizione permette di definire agevolmente gli spettri condizionati scegliendo delle opportune finestre in canali che includano i picchi gamma selezionati.

4.7.1 Rivelatori in coincidenza.

Sebbene la spettroscopia gamma di radionuclidi possa benissimo essere fatta con l'uso di un solo rivelatore al germanio, possono verificarsi casi in cui l'uso di due rivelatori al germanio, posti in coincidenza, permette di eliminare certe ambiguità nell'identificazione delle specie nucleari. Infatti, nei casi in cui la statistica di eventi acquisiti e la forma particolare dello spettro non sono sufficienti per una chiara discriminazione, ad esempio in presenza di una grande quantità di fondo o di righe gamma molto vicine fra loro causate anche dalla presenza di molte specie nucleari, la discriminazione fra una riga e l'altra e quindi l'identificazione delle particelle può risultare ambigua e difficoltosa.

Se siamo in presenza di nuclidi che emettono almeno due gamma in cascata, è possibile sfruttare la tecnica dei due rivelatori al germanio in coincidenza. Essa si basa, sostanzialmente, sull'uso del primo rivelatore per selezionare un picco gamma appartenente alla specie nucleare che vogliamo identificare, mentre il secondo rivelatore acquisisce lo spettro in cui sono favoriti solo i picchi relativi allo stesso nucleo che ha emesso il gamma selezionato rispetto ad una serie di eventi incorrelati dovuti al fondo e alle emissioni provenienti da altre specie nucleari. Costruiamo quindi uno spettro condizionato alla presenza, nel primo rivelatore, del gamma di energia prescelta. In tal modo è possibile attenuare fortemente l'ambiguità nella identificazione dei livelli e quindi dei nuclei emettitori.

E' comunque necessario adattare la tecnica di spettroscopia gamma in funzione del tipo di nuclidi che si intende rivelare.

4.7.2 Misure e calibrazione.

Riportiamo di seguito la matrice e gli spettri calibrati in energia usando i due picchi gamma del ^{60}Co .

Con picco 1 si intende la riga a 1173.24 keV, e con picco 2 quella a 1332.50 keV. Le finestre in canali definite per il rivelatore B sono 2580-2600 per il picco 1 e 2925-2945 per il picco 2. Le finestre in canali definite per il rivelatore A sono 2180-2205 per il picco 1 e 2475-2500 per il picco 2.

Calibrazione in energia Rivelatore A

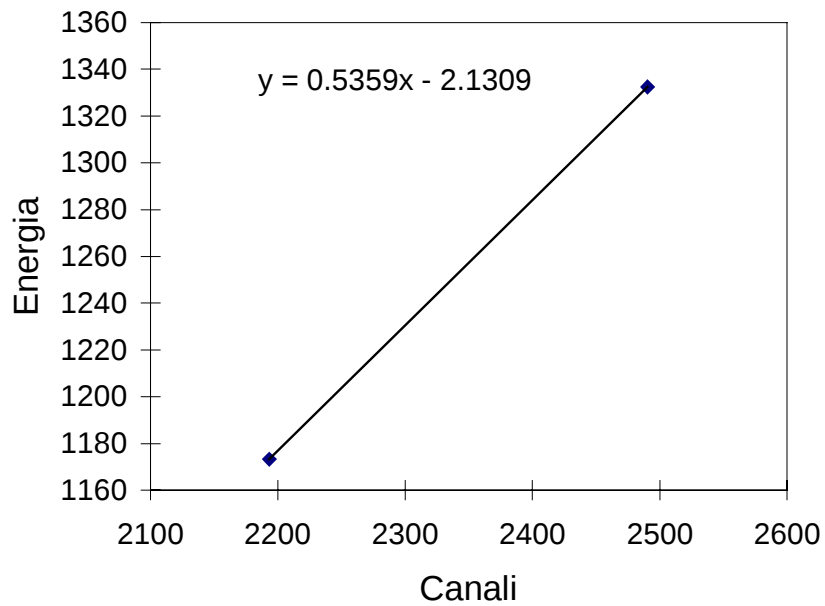


Figura 4-30: Un canale vale circa 0.54 keV. L'offset è 2.12 keV.

Spettro Rivelatore Germanio A Sorgente ^{60}Co

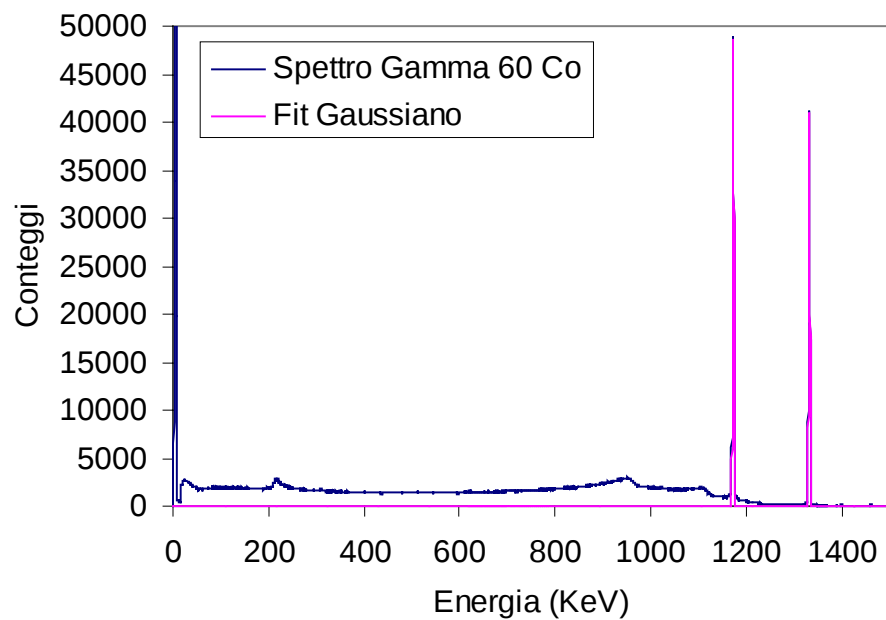


Figura 4-31: Spettro acquisito senza condizioni. La risoluzione è intorno allo 0.25 %.

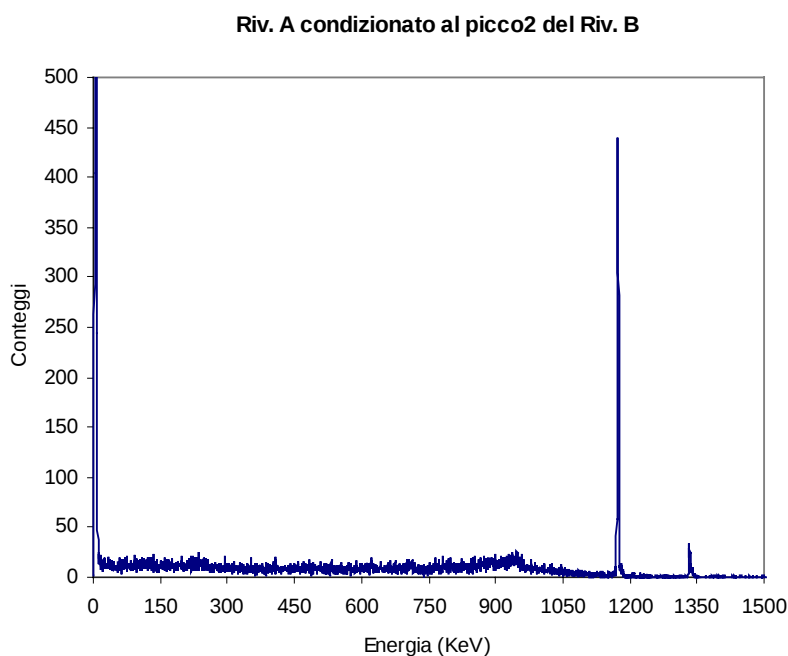


Figura 4-32: Spettro acquisito col rivelatore A condizionato al picco 2 del rivelatore B. Il rivelatore B viene utilizzato per selezionare il picco da 1332.50 keV del ^{60}Co , mentre il rivelatore A mostra l'altro picco della sorgente, quello a 1173.24 keV.

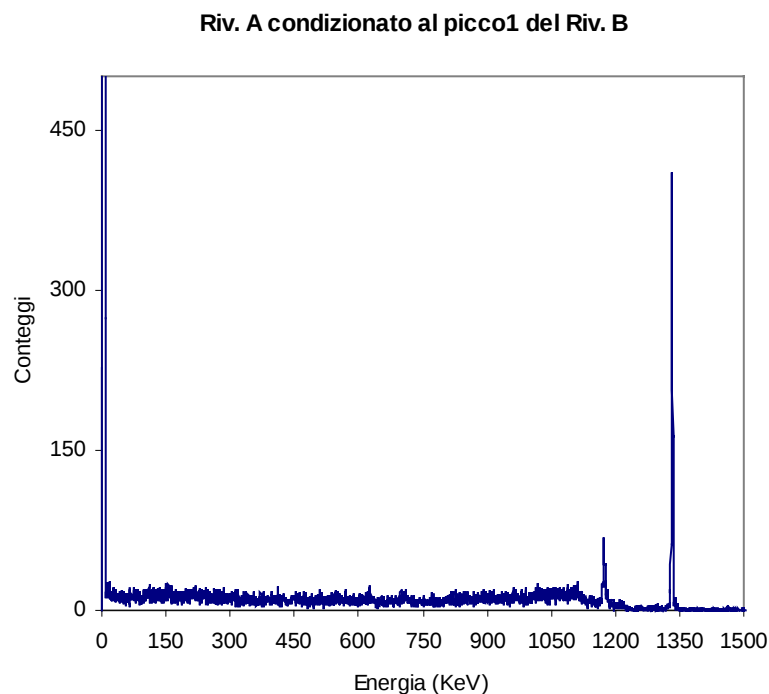


Figura 4-33: Spettro acquisito col rivelatore A condizionato al picco 1 del rivelatore B. Il rivelatore B viene utilizzato per selezionare il picco da 1173.24 keV del ^{60}Co , mentre il rivelatore A mostra l'altro picco della sorgente, quello a 1332.50 keV.

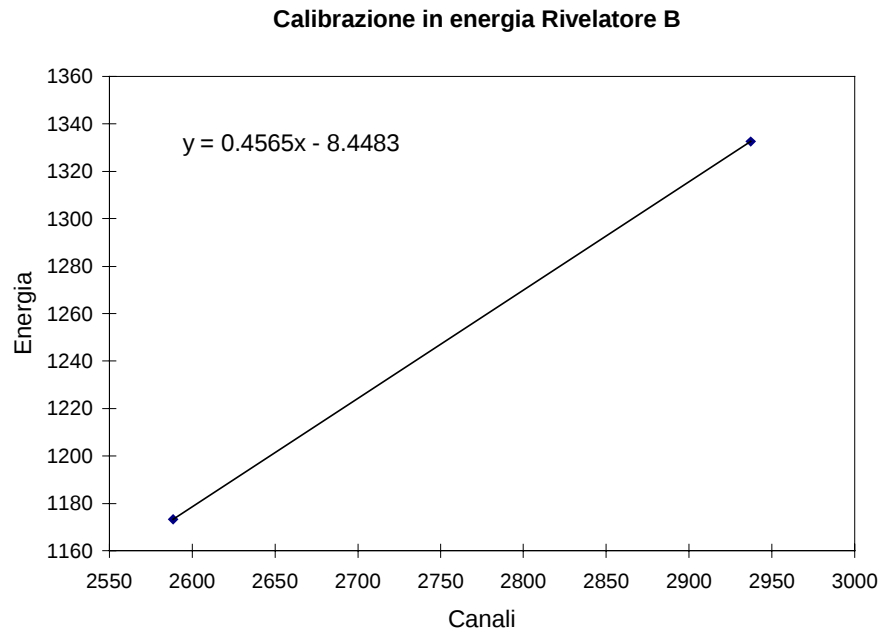


Figura 4-34: Un canale vale circa 0.46 keV. L'offset è 8.45 keV.

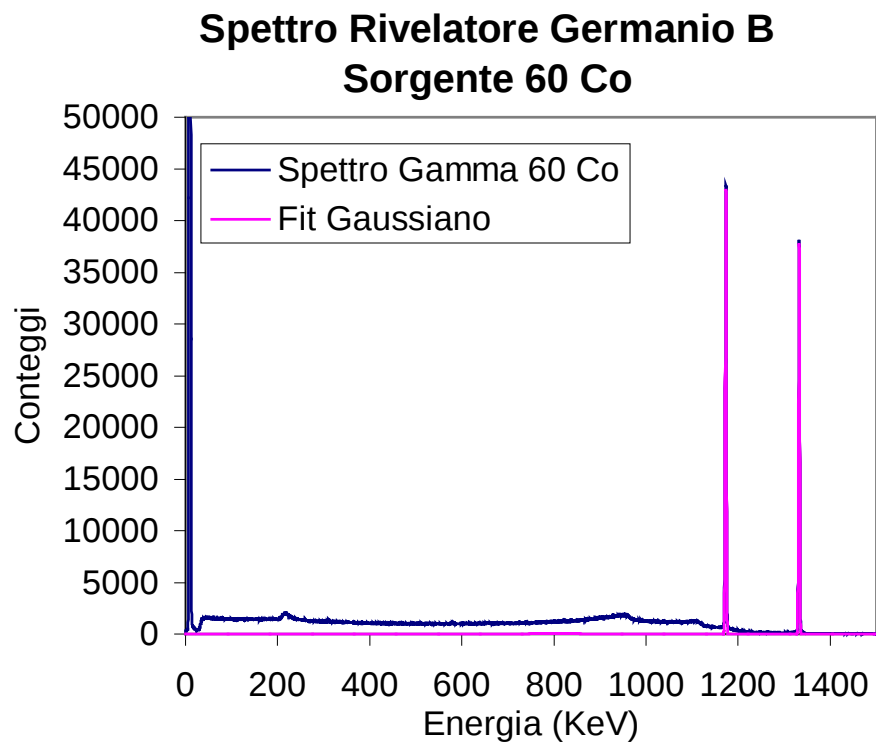


Figura 4-35: Spettro acquisito senza condizioni. La risoluzione è intorno allo 0.23 %.

Riv.B condizionato al picco 2 del Riv. A

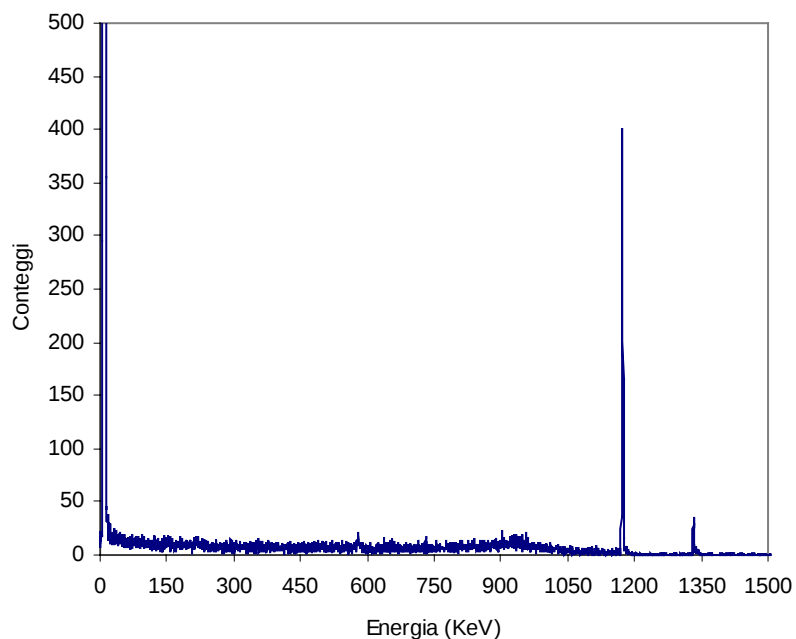


Figura 4-36: Spettro acquisito col rivelatore B condizionato al picco 2 del rivelatore A. Il rivelatore A viene utilizzato per selezionare il picco da 1332.50 keV del ^{60}Co , mentre il rivelatore B mostra l'altro picco della sorgente, quello a 1173.24 keV.

Riv. B condizionato al picco 1 del Riv. A

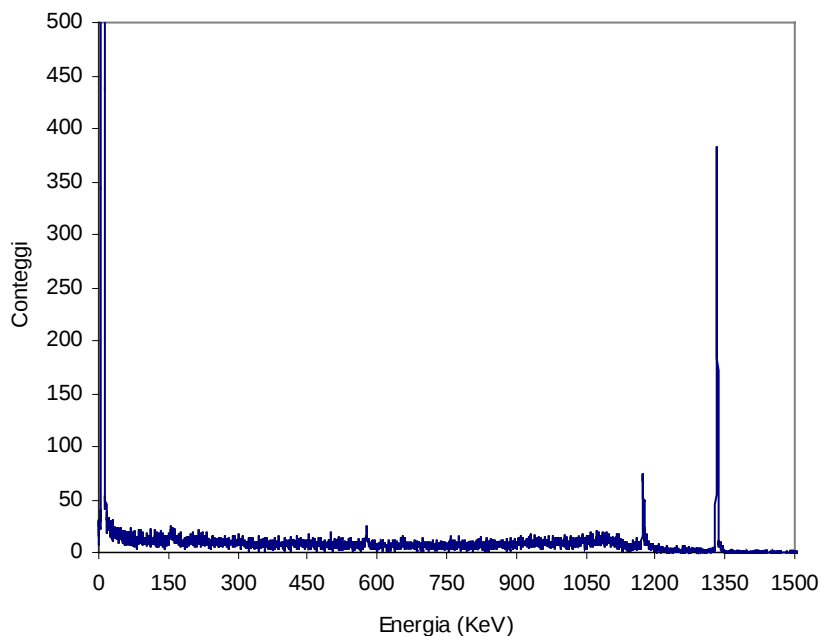


Figura 4-37: Spettro acquisito col rivelatore B condizionato al picco 1 del rivelatore A. Il rivelatore A viene utilizzato per selezionare il picco da 1173.24 keV del ^{60}Co , mentre il rivelatore B mostra l'altro picco della sorgente, quello a 1332.50 keV.

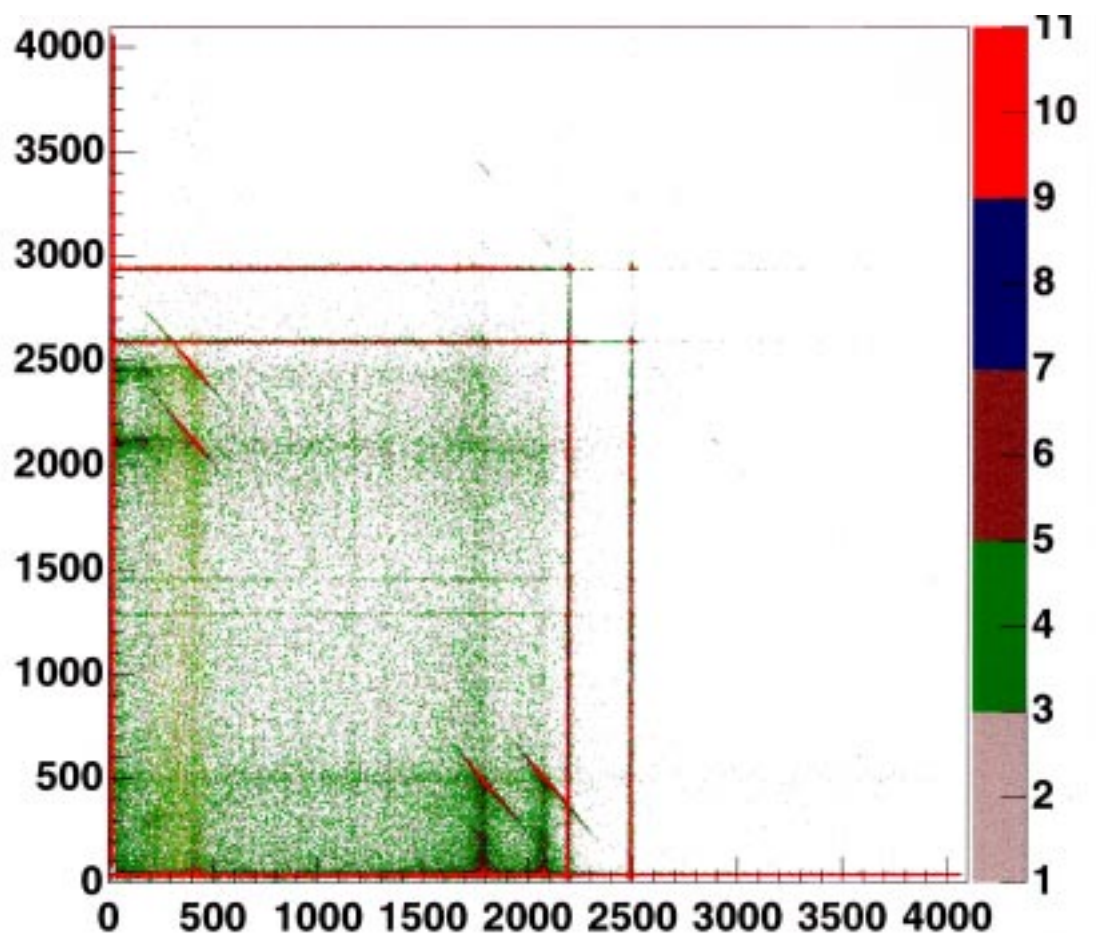


Figura 4-38: Matrice rivelatore A-rivelatore B. Non ancora calibrata in energia.

Nella matrice ottenuta con gli spettri incondizionati dei rivelatori A e B si possono notare le strutture tipiche presenti nello spettro gamma del ^{60}Co . I due picchi del ^{60}Co e le spalle Compton corrispondenti.

Le rette diagonali rappresentano la conservazione dell'energia nel caso in cui si verifichi un evento dovuto all'effetto Compton su un rivelatore, seguito da un arresto completo del raggio gamma nell'altro rivelatore.

4.8 Il primo dispositivo LEBI.

Gli studi ed i test sperimentali sin qui condotti per lo sviluppo di un dispositivo per l'identificazione e la visualizzazione di fasci radioattivi prima dell'accelerazione con il Tandem, hanno dimostrato la fattibilità e l'efficacia di tale sensore, quindi si è passati alla realizzazione del primo dispositivo LEBI. Uno schema esemplificativo è riportato nella figura sottostante.

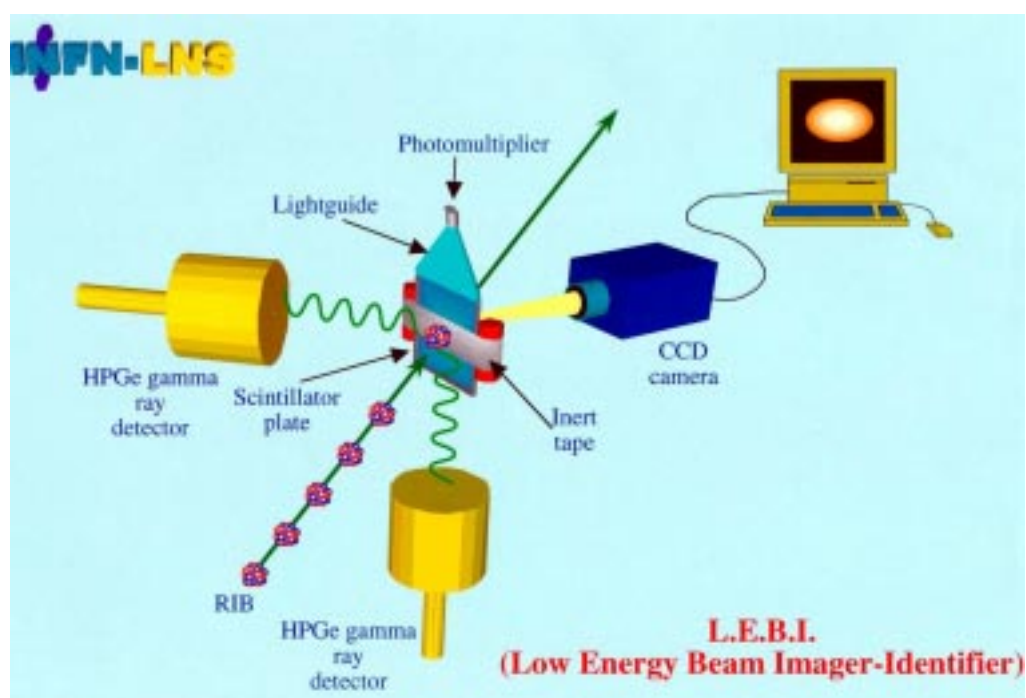


Figura 4-39: Schema di LEBI.

I componenti di LEBI attualmente in fase di assemblaggio, sono:

- uno scintillatore CsI, inserito in una struttura che permette il posizionamento di cristalli di spessore variabile (tipicamente 1 - 2 mm);

- un nastro di Mylar alluminizzato posto davanti allo scintillatore, riavvolgibile mediante un sistema meccanico basato su due bobine motorizzate (*winder*); in tal modo è possibile cambiare la parte di nastro contaminato dal fascio;
- una guida ottica che conduce la luce prodotta dallo scintillatore ad un fotomoltiplicatore, utile per eventuali misure di tempo di dimezzamento (per l'identificazione dei radionuclidi), oppure quando l'intensità luminosa è estremamente ridotta e il CCD non è più sensibile.
- una coppia di rivelatori al germanio HPGe posti a 90° e rivolti verso il nastro;
- un sistema d'acquisizione analogo a quello utilizzato per i test;
- una telecamera CCD; in certi casi, probabilmente, sarà necessario usare una telecamera ad intensificazione di luce;
- un attuatore meccanico in grado di effettuare l'inserimento o il disinserimento della struttura, che contiene il nastro e lo scintillatore, lungo l'asse del fascio.

E' anche possibile identificare alcuni dei radionuclidi che non emettono raggi gamma, permettendo l'irraggiamento del nastro per un breve periodo di tempo. Dopo si arresta il fascio e si misura l'andamento temporale dell'intensità di luce prodotta nello scintillatore e raccolta dal fotomoltiplicatore. Contemporaneamente si può monitorare l'andamento del tasso di conteggio nel fotomoltiplicatore in funzione del tempo. Dall'analisi delle due informazioni si può risalire alla curva di decadimento radioattivo e quindi all'identificazione della specie nucleare. Tuttavia, l'identificazione di radionuclidi che non emettono raggi gamma può risultare complessa e di non facile attuazione, sebbene sia previsto l'uso del fotomoltiplicatore.

Uno dei limiti di utilizzo di LEBI è rappresentato dalla scarsa risoluzione spaziale del dispositivo quando intercetta il fascio radioattivo subito dopo il primo stadio del separatore isobarico; quindi è impossibile risolvere visivamente il nucleo d'interesse dai contaminanti. C'è da dire, comunque, che la determinazione della posizione dello spot è sufficiente per le normali esigenze di *tuning* del fascio.

In caso di fasci di bassissima intensità, e/o con emissioni beta a bassa energia, la produzione di luce potrebbe non essere sufficiente per vedere il fascio a causa della bassa sensibilità del CCD. In tal caso si potrebbe utilizzare una telecamera ad alta sensibilità, o utilizzare il fotomoltiplicatore.

Il primo dispositivo LEBI è attualmente in costruzione e si prevede di effettuarne il test entro il 1999.

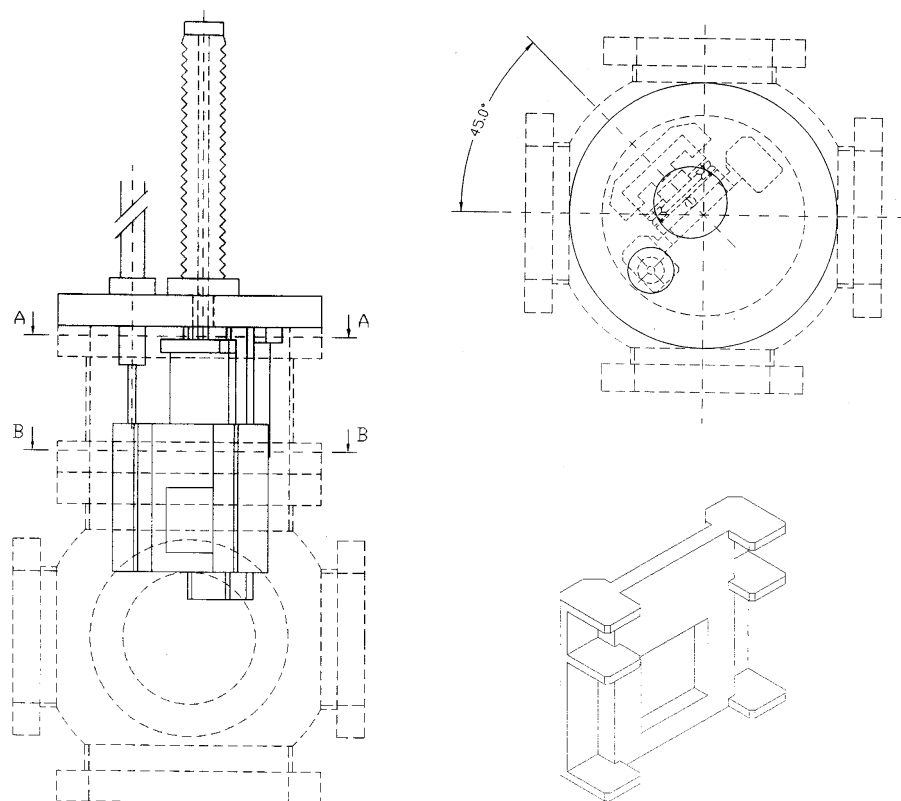


Figura 4-40: Disegni tecnici relativi a LEBI. A sinistra si può vedere la struttura che ospita il dispositivo (cosiddetta “crociera”) con la slitta motorizzata che abbassa o innalza il “frame” porta scintillatore (in basso a destra). In alto a sinistra c’è la stessa struttura vista in pianta. Il porta cristallo-nastro ha un angolo di 45° rispetto al fascio. I rivelatori al germanio vengono posti all’esterno della crociera, che va integrata nella linea di fascio di EXCYT, a 90° l’uno dall’altro. Uno verrà posizionato in basso in verticale e l’altro in orizzontale.

5 HEBI (HIGH ENERGY BEAM IDENTIFIER): UN DISPOSITIVO PER L'IDENTIFICAZIONE DI FASCI RADIOATTIVI DOPO L'ACCELERAZIONE COL TANDEM.

In questo capitolo ci occuperemo dello studio di un dispositivo per la diagnostica di fasci radioattivi a bassa intensità e ad alta energia. Come già accennato in precedenza, il fascio secondario può essere accelerato dal Tandem per consentire l'esecuzione di esperimenti presso le sale sperimentali già presenti ai LNS o in via di costruzione. Per questo motivo è necessario considerare la realizzazione e l'opportuno posizionamento di un sensore per fasci radioattivi ad alta energia. Le energie massime raggiungibili per ioni pesanti grazie all'accelerazione del Tandem sono, tipicamente, dell'ordine di 15 MeV per ogni stato di carica fatto assumere al proiettile mediante il sottile foglio di carbonio, detto *stripper*, presente a metà della lunghezza della *tank* del Tandem.

L'idea che ci ha guidati nello studio di questo secondo dispositivo si basa sulla constatazione che, per le basse intensità stimate dei fasci radioattivi in esame e per le loro energie, si possa utilizzare un metodo di identificazione basato su un sistema di rivelatori di tipo telescopio.

Per capire fino a che punto questa tecnica sia in grado di identificare e distinguere fasci di ioni radioattivi dai rispettivi contaminanti stabili e no, abbiamo

eseguito una serie di calcoli prima di effettuare dei test sperimentali che potessero confermare le nostre previsioni al riguardo.

5.1 La perdita di energia per particelle cariche pesanti.

In generale, due fenomeni fisici caratterizzano il passaggio di particelle cariche nella materia: (a) la perdita d'energia della particella e (b) la deflessione della particella dalla sua direzione incidente. Questi effetti sono, principalmente, il risultato di due processi:

- 1) collisioni anelastiche con gli elettroni atomici del materiale;
- 2) diffusione elastica da parte dei nuclei.

Queste interazioni si verificano moltissime volte lungo la traiettoria che la particella compie nella materia, ma non sono i soli fenomeni che causano la perdita di energia delle particelle cariche. Altri processi minoritari sono:

- 1) emissione di radiazione Cherenkov;
- 2) reazioni nucleari;
- 3) effetto bremsstrahlung.

Questi sono processi estremamente rari se paragonati ai processi di collisione atomica. Tuttavia è necessario separare le particelle cariche in due categorie: (a) elettroni e positroni; (b) particelle pesanti come muoni, pioni, protoni, alfa e nuclei leggeri.

Dei due processi elettromagnetici coinvolti, la collisione anelastica è quasi completamente responsabile per la perdita d'energia di particelle pesanti nella

materia. In queste collisioni, l'energia è trasferita dalla particella all'atomo causando la ionizzazione o l'eccitazione di quest'ultimo.

La diffusione elastica da parte dei nuclei avviene frequentemente, sebbene non così spesso come le collisioni elettroniche. In genere pochissima energia è trasferita durante questo tipo di collisioni, dal momento che le masse dei nuclei di molti materiali sono grandi se comparate alla massa della particella incidente. Quindi la maggior parte della perdita di energia è dovuta alle collisioni con gli elettroni atomici. Le collisioni anelastiche sono, naturalmente, di natura statistica, tuttavia, le fluttuazioni nella perdita d'energia totale sono piccole e nei calcoli si può considerare semplicemente la perdita media di energia lungo il percorso. Questa quantità è spesso chiamata potere di frenamento (*stopping power*) o semplicemente dE/dx .

Una forma completa dell'equazione di Bethe-Bloch per particelle cariche pesanti è la seguente:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \text{ Eq. 5-1}$$

dove:

r_e : raggio classico dell'elettrone = 2.817×10^{-13}

m_e : massa elettrone

N_A : numero di Avogadro = $6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$

I : potenziale di eccitazione medio

Z : numero atomico del materiale assorbitore

A : numero di massa del materiale assorbitore

ρ : densità del materiale assorbitore (per il silicio vale 2.33 g/cm^3)

z : carica della particella incidente in unità di e

$\beta = \frac{v}{c}$ della particella incidente

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

δ : correzione di densità

C : correzione di *shell*

W_{max} : trasferimento massimo di energia in una collisione singola

Delle correzioni di shell e di densità abbiamo già discusso nel capitolo precedente. La formula di Bethe-Bloch, con le correzioni per l'effetto di shell e di densità, è l'espressione normalmente impiegata per il calcolo della perdita d'energia. Per particelle elementari e per nuclei fino ^4He tale formula fornisce, generalmente, risultati accurati per velocità che vanno dalla regione relativistica fino a $\beta \cong 0.1$. Tale accuratezza può essere aumentata ed estesa a nuclei con numero atomico maggiore (fino a circa $Z=26$) introducendo una correzione dipendente dalla carica. Per $\beta \leq 0.05$ molte delle assunzioni fatte per la Bethe-Bloch non sono più valide, anche se vengono inserite le correzioni. Di fatto tra $0.01 < \beta < 0.05$ non esiste ancora una teoria soddisfacente per i protoni. Per nuclei più pesanti abbiamo tenuto conto dell'effetto della cattura elettronica nel foglio di calcolo, trovando lo Z efficace. Per $\beta \cong 0.01$, comunque, una spiegazione soddisfa-

cente è fornita dalla teoria di Lindhard, che noi non riportiamo. Alla luce di queste limitazioni nella precisione della Bethe-Bloch, possiamo ritenerci soddisfatti di una stima non perfetta ma certamente indicativa delle perdite d'energia in gioco nel caso di ioni pesanti.

Il trasferimento massimo di energia W_{max} è quello prodotto da una collisione frontale. Per una particella incidente di massa M , vale la seguente relazione:

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1 + 2s\sqrt{1 + \eta^2 + s^2}} \quad \text{Eq. 5-2}$$

dove $s = m_e/M$ e $\eta = \beta\gamma$.

Un'altra caratteristica interessante è rappresentata dalla dipendenza della perdita d'energia specifica dE/dx dall'energia della particella incidente. In Figura 5-1 è rappresentata la formula di Bethe-Bloch in funzione dell'energia cinetica per diversi tipi di particelle.

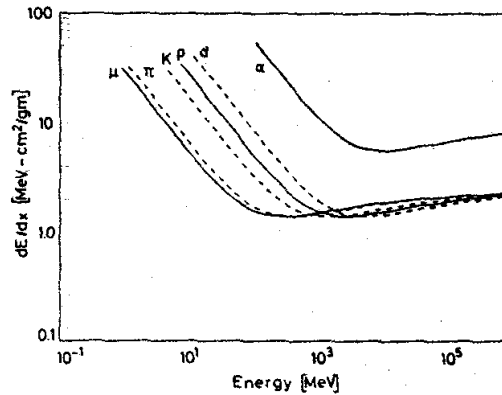


Figura 5-1: Lo stopping power dE/dx in funzione dell'energia.

Ad energie non relativistiche, dE/dx è dominato dal fattore $1/\beta^2$ e diminuisce all'aumentare della velocità fino a circa $v = 0.96c$. E' da notare che il valore minimo di dE/dx è quasi lo stesso per tutte le particelle della stessa carica. Quando l'energia aumenta oltre questo punto, il termine $1/\beta^2$ diventa quasi costante e dE/dx sale nuovamente a causa della dipendenza logaritmica dell'equazione di Bethe-Bloch. Per energie inferiori al valore minimo di ionizzazione, ciascuna particella mostra una curva di dE/dx che, in molti casi, è distinta dalle particelle di altro tipo. Questa caratteristica è spesso utilizzata in fisica come un mezzo per l'identificazione delle particelle in questo intervallo di energie. Tuttavia, è da rimarcare il fatto che nella regione a bassa energia la formula di Bethe-Bloch non è più valida. A basse velocità, comparabili alla velocità degli elettroni orbitali del materiale, dE/dx raggiunge il massimo e quindi scende rapidamente. Qui un numero notevole di effetti complicati entrano in gioco, il più importante dei quali è dato dalla tendenza della particella a catturare elettroni per una parte del tempo. Ciò diminuisce la carica effettiva della particella e quindi la perdita d'energia. Dalla Figura 5-1 appare chiaro come per le particelle cariche lo *stopping power* aumenti al diminuire dell'energia cinetica. Questo effetto è rappresentato nella curva di Bragg, la quale mostra la quantità di ionizzazione creata da una particella pesante in funzione della sua posizione lungo il percorso in cui perde energia. Sebbene gran parte dell'energia è depositata vicino alla fine del percorso, è proprio alla fine della traiettoria che la particella inizia a raccogliere elettroni e dE/dx va a zero. Per inciso, questo fenomeno è molto usato nelle applicazioni mediche

della fisica nucleare nel momento in cui è necessario irradiare con un'alta dose di radiazioni in profondità, evitando di distruggere i tessuti [26].

5.2 Tecnica di rivelazione con telescopi.

Trascurando, nel caso di ioni pesanti, tutti quei fenomeni che possono causare una diminuzione nella produzione di coppie elettrone-lacuna, quali la perdita di energia degli ioni nella finestra di entrata e nello strato morto del rivelatore, la tendenza degli ioni pesanti a perdere energia anche per collisioni nucleari, il tasso di ricombinazioni elettrone-lacuna, il numero di portatori di carica creati è proporzionale all'energia totale della particella incidente. In alcune applicazioni, come appunto l'identificazione in carica di ioni pesanti, la perdita di energia specifica dE/dx della particella incidente è di notevole interesse, insieme alla sua energia totale. In questo caso vengono scelti rivelatori che abbiano uno spessore inferiore rispetto al percorso massimo (*range*) che la particella è in grado di fare in quel mezzo in virtù della sua energia cinetica. La particella attraverserà completamente lo spessore del rivelatore cedendovi parte della sua energia, producendo quindi un segnale proporzionale a dE/dx , ma conservando gran parte dell'energia totale iniziale. In tali dispositivi questo rivelatore è sovente chiamato ΔE .

Un problema piuttosto comune negli esperimenti di fisica nucleare è, dunque, l'identificazione della carica Z delle particelle emesse nelle reazioni nucleari o in seguito ad urti elastici. In generale viene adottata la tecnica basata su un ri-

velatore a telescopio a due stadi: un primo rivelatore sottile misura l'energia ceduta dalla particella (ΔE), un secondo rivelatore più spesso misura la sua energia residua (E). E' possibile identificare la carica della particella combinando i due segnali in uscita, ed accettando solo quegli eventi rivelati in coincidenza tra i due rivelatori. Per particelle cariche non relativistiche di massa m e carica ze , l'equazione di Bethe-Bloch prevede che:

$$\frac{dE}{dx} = C_1 \frac{mz^2}{E} \ln C_2 \frac{E}{m} \quad \text{Eq. 5-3}$$

dove C_1 e C_2 sono costanti. Se calcoliamo il prodotto $E(dE/dx)$, il risultato è solo blandamente dipendente dall'energia della particella ma è un indicatore sensibile del valore di mz^2 , che caratterizza la particella. Se il fascio incidente è formato da un insieme di particelle diverse la cui energia non differisce per grandi fattori, il prodotto delle ampiezze d'impulso da entrambi i rivelatori è un parametro unico per ciascun tipo di particella rivelata. Poiché l'energia incidente può essere ottenuta sommando le ampiezze d'impulso dai rivelatori E e ΔE , è perciò possibile la determinazione simultanea sia dell'energia sia del numero atomico di ciascuna particella incidente [27].

5.3 Il telescopio monolitico.

Un tipo relativamente nuovo di telescopio ci è parso adatto ai nostri scopi, soprattutto per la notevole compattezza. Quindi abbiamo deciso di basare i nostri calcoli preliminari e, successivamente, i nostri test sperimentali sul cosiddetto “telescopio monolitico” riportato in Figura 5-2.

In molti casi i rivelatori al silicio si usano come stadi ΔE , specialmente quando è necessario realizzare dispositivi di rivelazione molto compatti, il che rappresenta un bisogno stringente per sensori di diagnostica da posizionare in spazi, spesso angusti, lungo le linee di fascio. Sfortunatamente, anche se notevoli sforzi sono stati compiuti per la produzione di rivelatori molto sottili, essi sono disponibili commercialmente solo a partire da spessori da 5 μm in su. Inoltre, essi sono piuttosto costosi a causa delle difficoltà di realizzazione e produzione. Per il nostro scopo si è deciso di testare ed eventualmente utilizzare un rivelatore “telescopio monolitico” con uno stadio ΔE dello spessore di 1 μm , prodotto per mezzo di impiantazione ionica sopra uno stadio E spesso 400 μm . Il grande vantaggio di questo metodo è il superamento dei problemi legati alla fragilità di rivelatori di silicio molto sottili, ed il decremento del loro costo. Il rivelatore è stato sviluppato all'interno di una collaborazione tra un gruppo dei LNS e la sezione INFN di Catania; realizzato presso la STMicroelectronics di Catania, in collaborazione con il laboratorio CNR-IMETEM. Il rivelatore utilizzato (Figura 5-2) ha un'area attiva di 4 x 4 mm²[29].

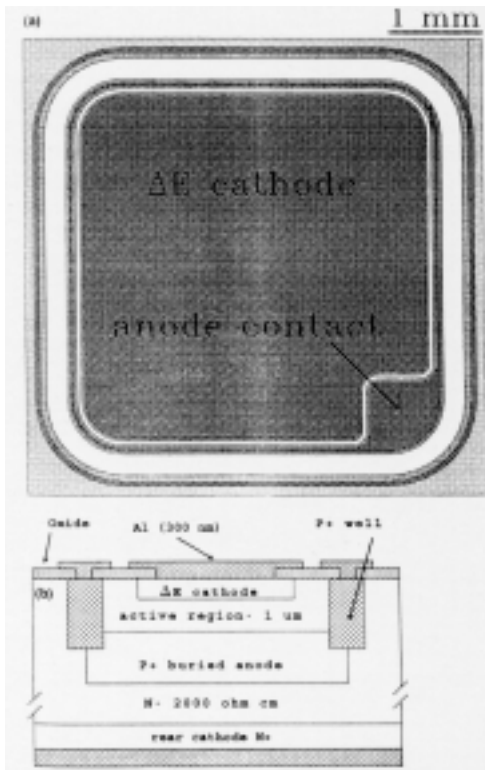


Figura 5-2: Schema del rivelatore telescopico al silicio: (a) vista frontale, (b) vista in sezione (non in scala)

5.4 Test con sorgente alfa.

Per misurare la risoluzione del rivelatore E abbiamo deciso di sottoporlo ad un test con sorgente alfa.

5.4.1 Apparato sperimentale.

Al fine di eseguire un test per la rivelazione di particelle alfa, è stato necessario realizzare un supporto adatto ad alloggiare il rivelatore stesso, che si presentava montato su un di un tipico supporto per transistor. La struttura esterna del dispositivo lasciava chiaramente intuire la delicatezza dei contatti superficiali. Es-

so è stato montato su di un supporto provvisorio costituito da una basetta “millefori”. Quindi sono stati collegati due cavi BNC a $93\ \Omega$ del tipo RG-62/U che servono per trasportare i segnali in uscita dai due diodi ΔE ed E , verso gli opportuni preamplificatori e nel contempo forniscono l'alimentazione dei diodi stessi. In particolare, si è provveduto a collegare i poli caldi dei BNC con i due catodi e la calza con l'anodo comune.

Per i primi test ci siamo serviti della seguente elettronica montata su *crate* NIM:

- alimentatore (bias supply) EG&G Ortec 710 a quattro canali;
- preamplificatori: EG&G Ortec 142C per il rivelatore ΔE , e 142 B per il rivelatore E ;
- amplificatori EG&G Ortec 571;
- gate/delay generator modello 794, a quattro canali, della Phillips Scientific;
- discriminatore EG&G Ortec – ESN CF8000 a 8 canali;
- ADC modello V419, del tipo peak sensing a 4 canali, della Caen;
- sistema di acquisizione dati portatile, basato su standard VME e computer Macintosh.

In base all'esperienza acquisita ci siamo accorti che lo stadio ΔE del telescopio monolitico è molto sensibile ai disturbi di origine elettromagnetica, che possono interferire con il segnale in uscita dal diodo. Nonostante gli accorgimenti presi per ridurre tali disturbi, sebbene il loro livello fosse calato in maniera molto soddisfacente nel rivelatore E , esso rimaneva ancora piuttosto alto nel rivelatore

ΔE , compromettendo la risoluzione del rivelatore. Ciò è probabilmente dovuto alle dimensioni critiche dello stadio ΔE , di solo 1 μm .

Particolare accortezza abbiamo avuto nella scelta del giusto preamplificatore per entrambi i rivelatori. Per lo stadio E abbiamo scelto un preamplificatore EG & G Ortec modello 142 B, in quanto la capacità interna è adatta a supportare la capacità del rivelatore da 400 μm . Per lo stadio ΔE è stato necessario usare un preamplificatore EG & G Ortec modello 142 C a causa dell'alta capacità del rivelatore. Infatti, da un rapido calcolo basato sulle dimensioni del rivelatore ΔE si evince che la sua capacità si aggira sui 1700 pF, il che ci costringe all'uso del preamplificatore 142 C, compatibile con rivelatori di capacità da 400 a 2000 pF.

La tensione per alimentare il rivelatore ΔE è di 2 Volt, mentre la tensione per lo stadio E è di 50 Volt.

Il software di acquisizione dati è lo stesso di quello utilizzato per il test con i rivelatori al germanio. Esso ci ha permesso di acquisire contemporaneamente e con estrema semplicità sia gli istogrammi canale-conteggio, sia la matrice (*scatter plot*) ΔE - E .

Prima di iniziare le misure abbiamo provveduto a definire due spettri a 4096 canali con una dinamica di 32 bit per canale per entrambi i rivelatori, ed una matrice ΔE - E , 1024 x 1024 canali, con una dinamica di 16 bit per canale.

Per quanto riguarda i parametri di amplificazione da adottare per i due rivelatori: il rivelatore ΔE , avendo un rapporto segnale rumore sfavorevole rispetto al rivelatore E , ha bisogno di un gain di amplificazione non elevato e di uno *shaping time* dell'ordine dei 6 μsec . Inoltre, prima di iniziare l'acquisizione dati, è stato

necessario un attento e paziente *settaggio* dei seguenti parametri della catena elettronica:

- il livello di soglia del discriminatore è stato opportunamente regolato per rigettare tutti gli eventi spuri dovuti al fondo;
- la tecnica di rivelazione ed identificazione di particelle mediante telescopio, impone l'uso di un meccanismo di coincidenza che permetta al sistema di rigettare gli eventi dovuti alle particelle che non hanno attraversato i due stadi ΔE ed E si è dunque usato il segnale tempo proveniente dal preamplificatore del rivelatore E come segnale di trigger;
- l'uscita tempo del preamplificatore di E è stata adoperata per la generazione del trigger dell'ADC.

Per le misure con sorgente alfa ci siamo serviti di una camera da vuoto opportuna (Figura 5-3), connessa ad una pompa rotativa capace di raggiungere 10^{-2} mbar.

La sorgente è costituita da tre emettitori alfa: ^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm che emettono, rispettivamente, particelle alfa da 5155 keV, 5484 keV, 5806 keV. L'uso di una sorgente a tre picchi ci ha permesso di effettuare anche la calibrazione in energia del diodo E , oltre che di misurarne la risoluzione.



Figura 5-3: Camera da vuoto e pompa rotativa. All'interno è sistemato il rivelatore monolitico da cui si dipartono i cavi che lo collegano ai due preamplificatori.

5.4.2 Misura con sorgente alfa.

La misura definitiva ha inizio dopo aver sistemato un collimatore in alluminio spesso 1 mm e con un foro del diametro di due. Il collimatore è necessario per evitare che le particelle alfa arrivino al rivelatore seguendo un percorso non ortogonale alla superficie, quindi seguendo una traiettoria obliqua all'interno del silicio con conseguente maggiore perdita di energia nello stadio ΔE . Il rivelatore E è stato alimentato con una tensione di 50 Volt. L'amplificatore aveva un guadagno di 250 e *shaping time* 6 μ s. Il rivelatore ΔE riceveva una tensione di 2 Volt e l'amplificatore era regolato per un guadagno di 5000 e *shaping time* 6 μ s. Nella

camera, in cui è sistemato il telescopio collimato e la sorgente alfa viene fatto un vuoto da rotativa dell'ordine di 10^{-2} mbar. Durante le ore di acquisizione abbiamo potuto seguire, grazie al software di acquisizione *on-line*, la formazione degli istogrammi per entrambi i rivelatori. La scarsa risoluzione del diodo ΔE impedisce la chiara e netta distinzione dei tre picchi, mentre lo spettro del rivelatore *E* mostrava tre picchi ben distinti e definiti.

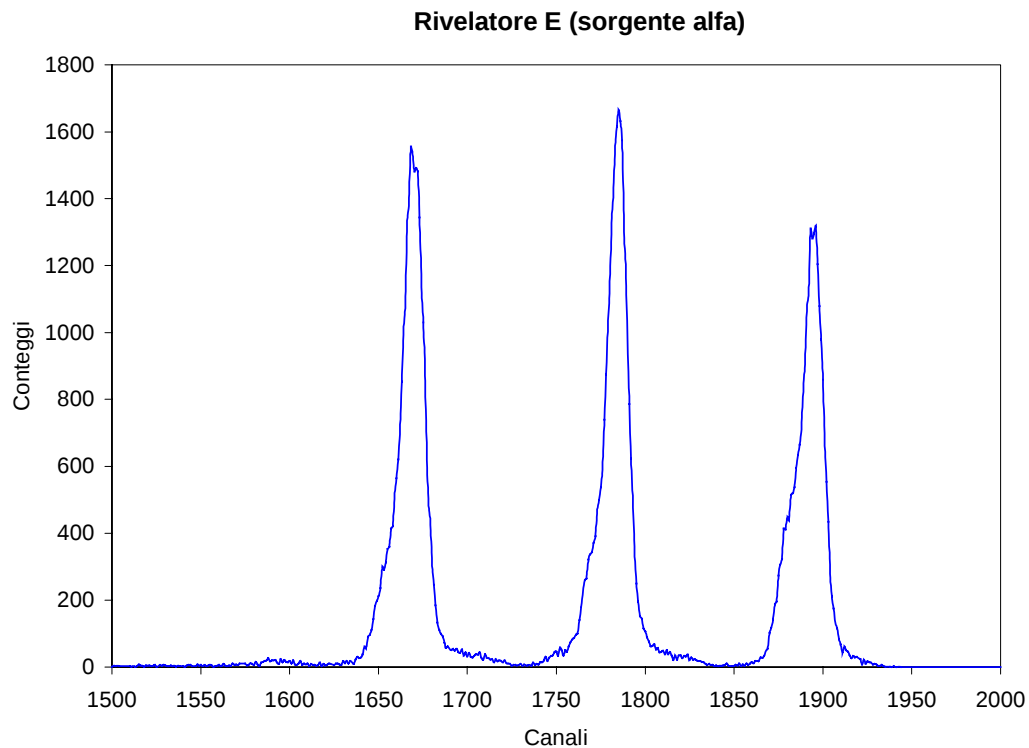


Figura 5-4: Rivelatore E. Spettro ottenuto con sorgente alfa. Ciascun picco corrisponde all'emissione di una particella alfa da parte, rispettivamente, di ^{239}Pu , ^{241}Am e ^{244}Cm .

5.4.3 Calibrazione in energia.

Una volta acquisiti gli spettri abbiamo iniziato il lavoro di calibrazione in energia. Esso prevede il *best fit* lineare, secondo il metodo dei minimi quadrati, dei tre punti che hanno come ordinate le energie corrispondenti centroidi dei tre

picchi della sorgente alfa, e come ascisse i valori in canali. Nota l'energia dei picchi è possibile assegnare l'energia per canale nell'istogramma canali-conteggi.

Grazie ad un *best fit* gaussiano - ottenuto minimizzando il χ^2 calcolato tra i punti di una funzione di Gauss ed i punti relativi ai conteggi misurati – abbiamo potuto stabilire i tre parametri (deviazione standard, ampiezza della gaussiana e centroide) relativi alle migliori curve di Gauss che si adattassero ai tre picchi.

A questo punto siamo in grado di calcolare la retta di calibrazione: $y=2.9048x + 304.98$. Con y si intende l'energia in keV e con x i canali. Quindi un canale vale circa 2.9 keV con un *offset* pari a 304.98 keV.

Quindi abbiamo potuto stabilire che la FWHM (Full Width at Half Maximum, pari a 2.35 volte la deviazione standard) mediata fra i tre picchi vale circa 45 keV. Dai grafici riportati di seguito si è potuto evincere che la risoluzione del rivelatore E è intorno allo 0.9 %.

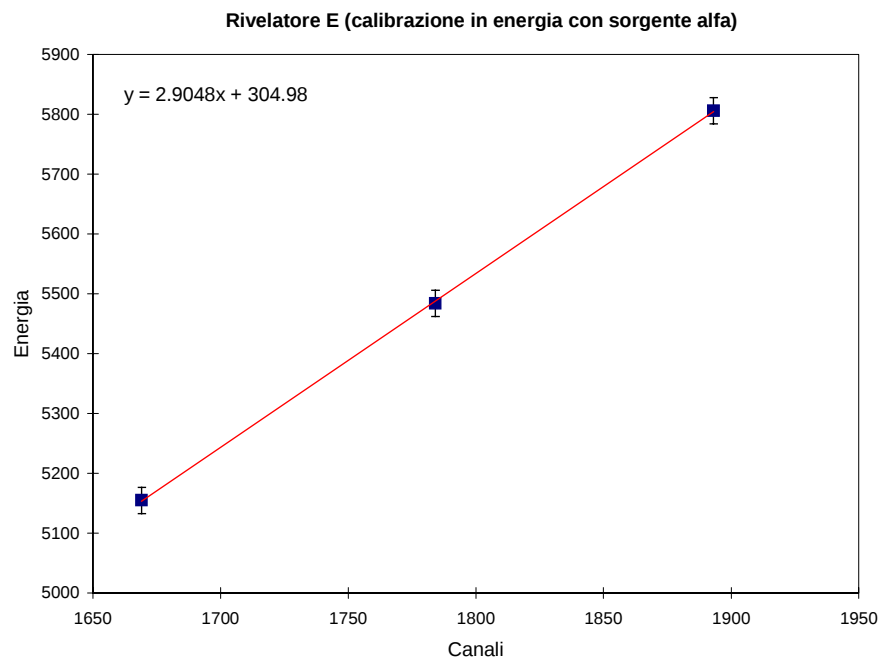


Figura 5-5: Calibrazione in energia del rivelatore E. I punti sono ottenuti dai tre picchi alfa.

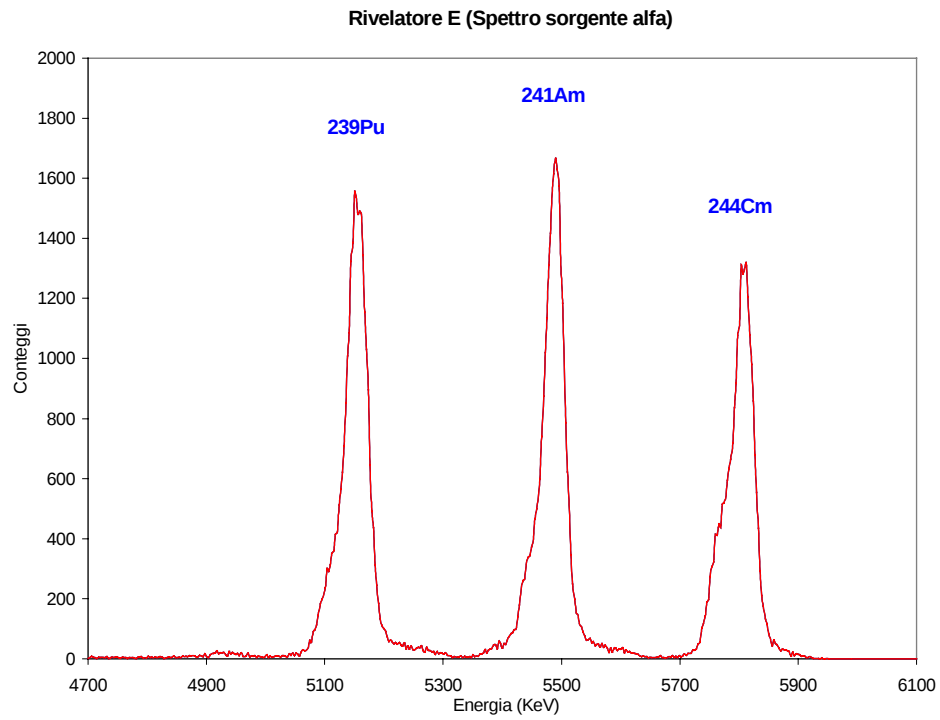


Figura 5-6: Rivelatore E. Spettro in energia ottenuto grazie alla calibrazione. I tre picchi alfa hanno, rispettivamente, le seguenti energie: 5155 keV, 5484 keV e 5806 keV.

5.5 Previsione sull'identificazione di particelle.

5.5.1 Fasci di ioni radioattivi.

Affinché si possa prevedere l'efficacia di un dispositivo per la rivelazione, identificazione e discriminazione di fasci di ioni radioattivi, è necessario eseguire una serie di calcoli che permettano di prevedere come si dispongono le varie specie nucleari nella matrice ΔE - E .

Abbiamo ipotizzato di dover rivelare ed identificare tre distinti fasci radioattivi accelerati dal Tandem con una tensione di terminale pari a 15 MV. In

Tabella 5-2 riportiamo le specie nucleari considerate e le rispettive energie massime calcolate secondo la relazione:

$$E=(q+1)V$$

in cui E rappresenta l'energia cinetica totale massima assunta dallo ione, q è lo stato di carica e V la tensione di accelerazione.

Dai test effettuati con la sorgente alfa appare chiaro come la risoluzione del rivelatore ΔE sia del tutto insufficiente per i nostri scopi, cioè per la rivelazione di particelle ad alta energia. La bassa risoluzione del rivelatore ΔE del telescopio monolitico non ci permetterà di distinguere l'uno dall'altro i nuclei isobari (ossia fascio secondario e contaminanti), che noi intendiamo rivelare ed identificare dopo l'accelerazione da parte del Tandem. In uno spessore utile del rivelatore pari ad $1\text{ }\mu\text{m}$ l'energia rilasciata dai nuclei esotici nel rivelatore ΔE è talmente bassa (

Tabella 5-1), rispetto alla risoluzione del rivelatore, da non poterli identificare in una matrice ΔE - E . Il dispositivo di diagnostica che intendiamo realizzare deve essere in grado di separare la specie nucleare che ci interessa dai suoi contaminanti isobari, sia radioattivi che stabili. Per far ciò abbiamo sostituito lo stadio ΔE da 1 μm con un rivelatore spesso 20 μm .

Nu- cleo	Energia massima iniziale (MeV)	Perdita energia in 1 μm di Silicio (MeV)
11Be	75	0.176
11Li	60	0.117
11C	105	0.303
11B	90	0.238
17F	150	0.707
17N	120	0.512
17Ne	165	0.807
17C	105	0.419
17O	135	0.608
18F	150	0.736
18N	120	0.533
18Ne	165	0.84
18O	135	0.633

Tabella 5-1: Perdita di energia dei nuclei esotici in 1 μm di Silicio.

Si è optato per un rivelatore al silicio ORTEC TD-75-200-20. Esso è un rivelatore della serie D, planare, a barriera superficiale, completamente svuotato ed ha uno spessore di 20 μm . L'idea è di assemblarlo assieme al telescopio monolitico, in modo da utilizzare il rivelatore ORTEC come stadio ΔE e lo stadio da 400 μm del rivelatore monolitico come stadio E . Di conseguenza, i nostri calcoli per la perdita d'energia sono eseguiti per lo stadio ΔE spesso 20 μm e per lo stadio di energia residua E di spessore 400 μm , tenendo ovviamente conto dell'energia persa nello strato morto di silicio da 1 μm posto frontalmente al rivelatore E . Inoltre, essendo le intensità attese dei fasci radioattivi molto basse, per i calcoli preliminari ipotizziamo di porre il rivelatore sull'asse del fascio, a zero gradi e senza l'ausilio di alcun bersaglio per deflettere il fascio.

Per il calcolo della perdita d'energia degli ioni negli stadi ΔE ed E , basato sulla formula di Bethe-Bloch per particelle cariche pesanti, abbiamo utilizzato il codice EL (in FORTRAN), che permette di tabulare l'energia e la perdita d'energia in funzione della distanza percorsa in un materiale, nota l'energia iniziale dello ione. In seguito, i valori ΔE ed E sono stati posti su di un grafico in modo da riprodurre l'andamento atteso per il singolo ione.

Nucleo	Energia massima (MeV)
¹¹ Be	75
¹¹ Li	60
¹¹ C	105
¹¹ B	90
¹⁷ F	150
¹⁷ C	105
¹⁷ N	120
¹⁷ Ne	165
¹⁷ O	135
¹⁸ F	150
¹⁸ N	120
¹⁸ O	135
¹⁸ Ne	165

Tabella 5-2: Energie massime dei fasci radioattivi per una tensione del Tandem pari a 15 MV. Gli atomi si considerano totalmente ionizzati, cioè col massimo stato di carica.

In base ai calcoli effettuati, riportiamo di seguito le curve su cui giacciono i punti che hanno come coordinate le perdite di energia in ΔE ed E del nucleo accelerato ad energie variabili fino all'energia massima, riportata in

Tabella 5-2. Le curve sono state calcolate per il fascio secondario e per i contaminanti stabili e radioattivi.

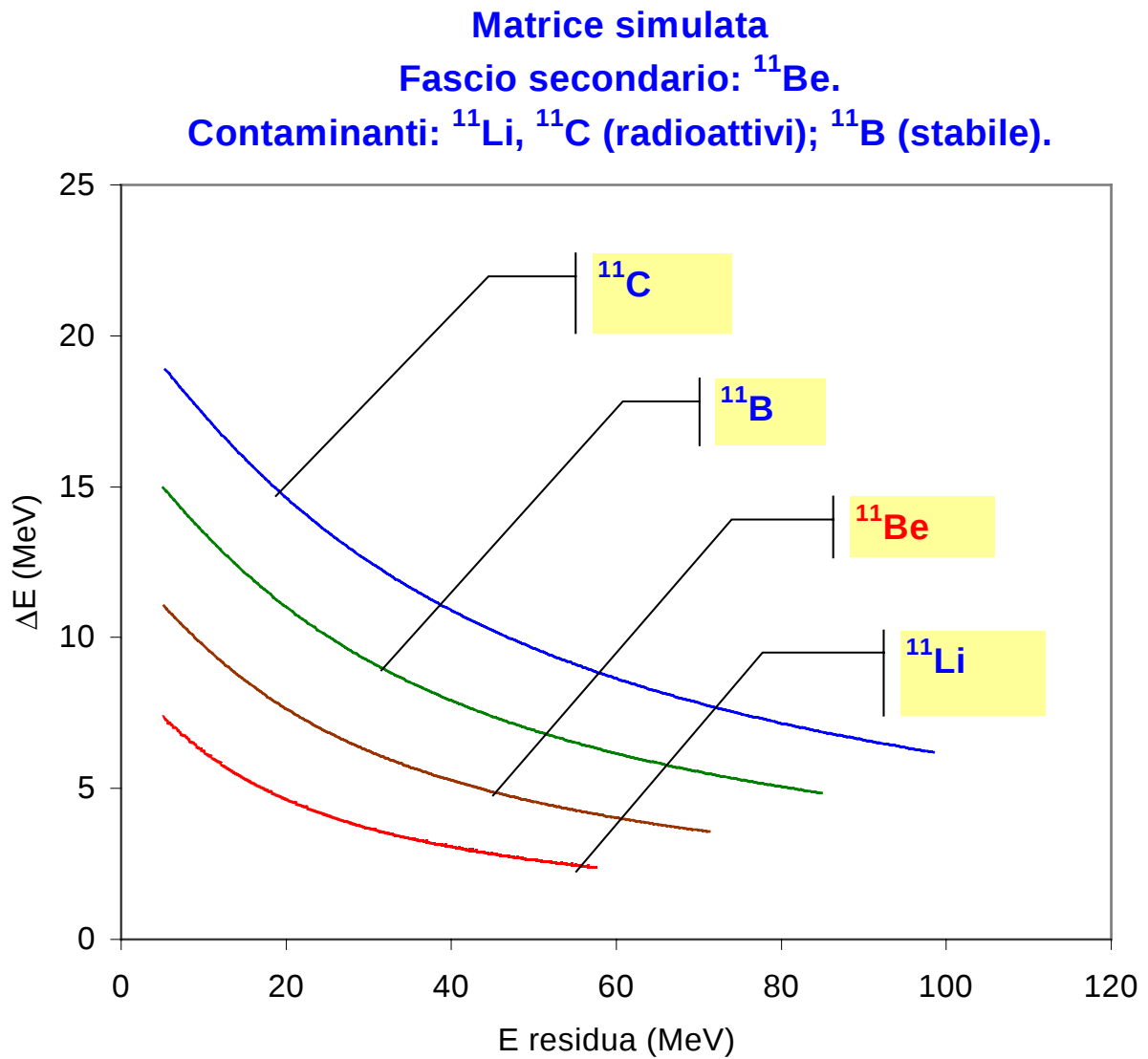


Figura 5-7: Matrice teorica, calcolata con la formula di Bethe-Bloch, per $A=11$. Il nuclide da discriminare è il ^{11}Be . Gli altri isotopi sono contaminanti, radioattivi e no.

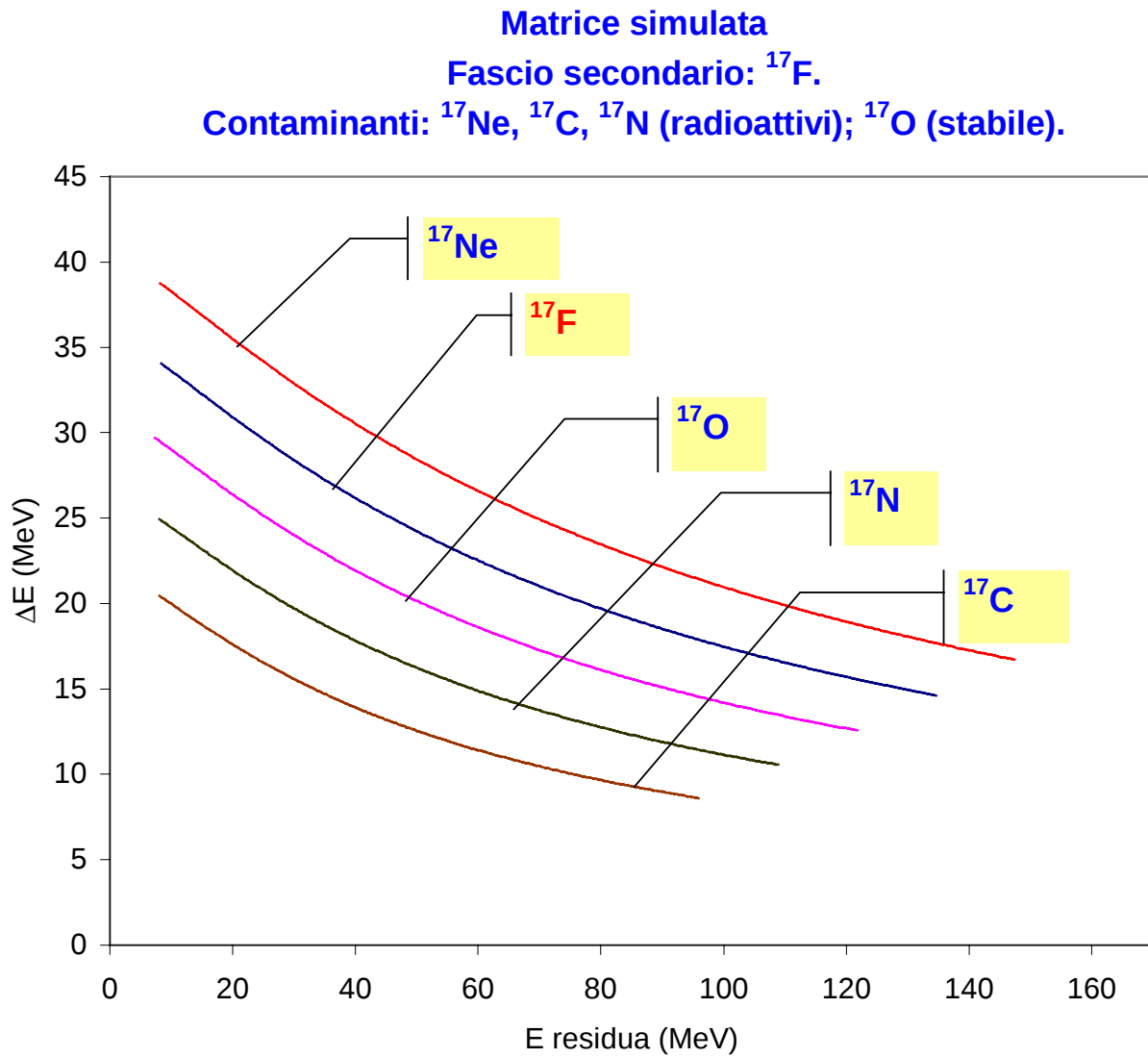


Figura 5-8: Matrice teorica, calcolata con la formula di Bethe-Bloch, per $A=17$. Il nuclide da discriminare è il ^{17}F . Gli altri isotopi sono contaminanti, radioattivi e no.

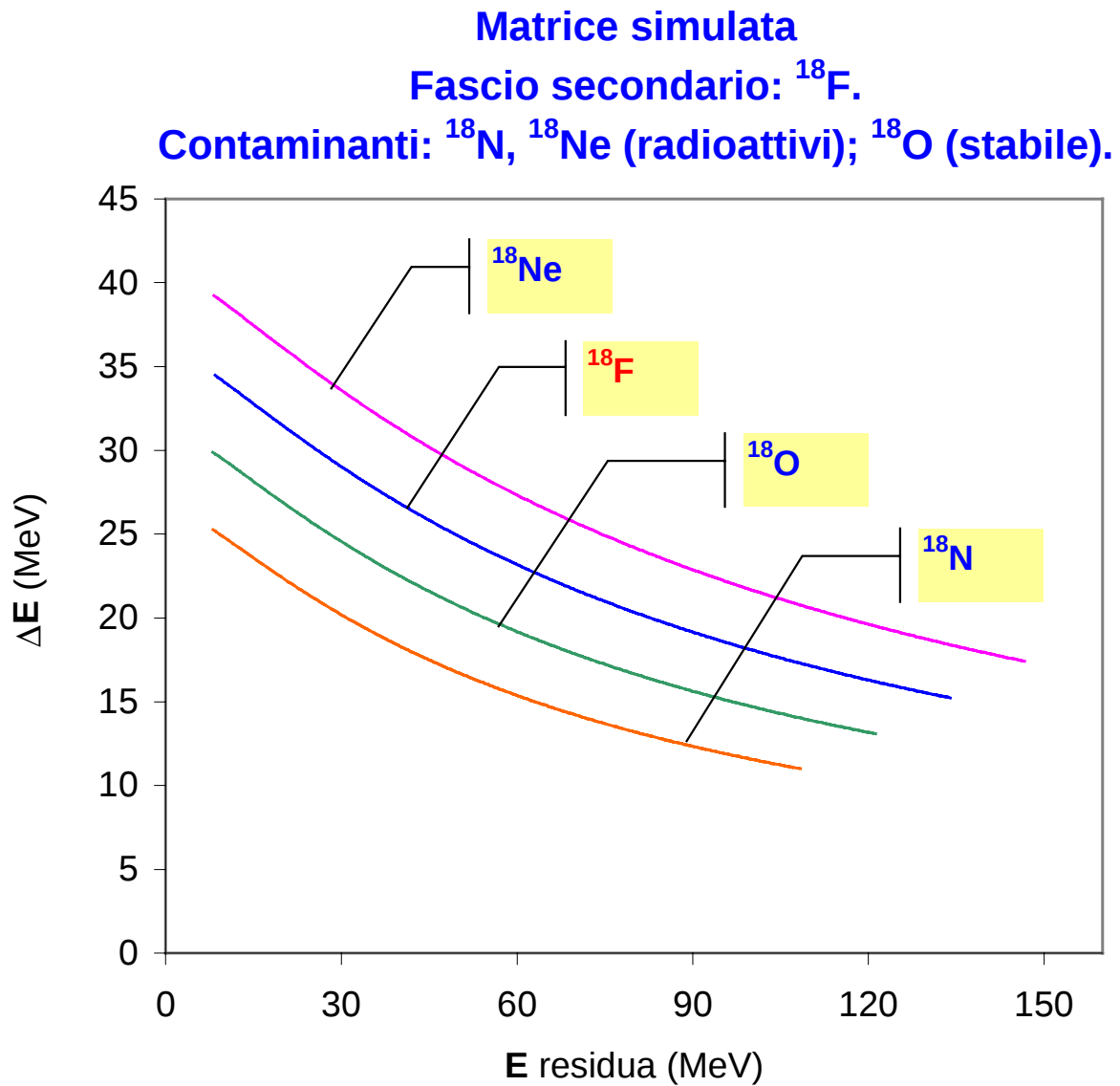


Figura 5-9: Matrice teorica, calcolata con la formula di Bethe-Bloch, per $A=18$. Il nuclide da discriminare è il ^{18}F . Gli altri sono isotopi contaminanti, radioattivi e no.

Tuttavia, per avere una stima delle capacità di discriminazione del nostro apparato, composto dai rivelatori e dall'elettronica associata, è importante conoscere la risoluzione in ΔE ; come si mostrerà più avanti, ciò è stato fatto con un fascio stabile accelerato dal Tandem.

5.5.2 Fascio di ^{16}O .

Sono molti i fasci radioattivi che si intende produrre ed accelerare in EXCYT, tuttavia noi abbiamo focalizzato la nostra attenzione su quelli che con molta probabilità verranno prodotti per primi, cioè: ^{11}Be , ^{17}F e ^{18}F . Proprio in base al numero di massa ed al numero atomico di questi nuclidi e dei loro contaminanti e, soprattutto, a considerazioni di opportunità dovuti alla disponibilità di fascio Tandem nel periodo di nostro interesse, abbiamo deciso di utilizzare un fascio di ^{16}O .

Affinché il rivelatore non venga danneggiato da un fascio di particelle di ^{16}O troppo intenso, tipicamente dell'ordine di 10^9 pps, è opportuno far compiere ai proiettili una diffusione elastica su di un bersaglio pesante (per esempio oro) di spessore adatto, e posto ad un angolo e ad una distanza opportuni. Innanzi tutto, abbiamo ritenuto utile stimare il numero di particelle al secondo incidenti sul rivelatore in funzione dell'angolo, in modo da stabilire una meccanica adeguata per il rivelatore.

Il calcolo dell'intensità finale può essere fatto in modo molto semplice, applicando la formula:

$$dI = -I\sigma Ndx \quad \text{Eq. 5-4}$$

in cui dI è l'intensità finale, σ la sezione d'urto, Ndx lo spessore del bersaglio ed I è l'intensità iniziale del fascio.

La sezione d'urto σ la calcoliamo moltiplicando la sezione d'urto differenziale per l'angolo solido che sottende il rivelatore stesso. La sezione d'urto differenziale di Rutherford vale:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E} \right)^2 \frac{1}{4 \sin^4 \frac{\vartheta}{2}} \quad \text{Eq. 5-5}$$

in cui:

Z_1 e Z_2 sono i numeri atomici di bersaglio e proiettile;

E è l'energia del proiettile;

ϑ è l'angolo di diffusione;

e rappresenta la carica unitaria.

L'angolo solido si calcola facilmente con la seguente espressione:

$$\Omega = \frac{\pi r^2}{d^2} \quad \text{Eq. 5-6}$$

in cui d è la distanza bersaglio-rivelatore ed r il raggio del collimatore posto davanti al rivelatore.

Per i calcoli preliminari abbiamo previsto che il Tandem ci potesse fornire un fascio di ^{16}O con stato di carica 7^+ , con energia totale pari a 108.9 MeV (ossia con una tensione nominale al terminale Tandem pari a 13.8 MV). Abbiamo inoltre ipotizzato un'intensità iniziale del fascio dell'ordine di 10^9 pps, tipica di fasci stabili. Una distanza bersaglio-rivelatore di 25 cm è adatta, soprattutto per questioni

di spazio all'interno della camera di *scattering*. Infatti, lo spazio presente nelle linee di fascio a disposizione dei sensori per la diagnostica non è molto ampio. Bisogna trovare un giusto compromesso tra angolo e distanza, non solo per l'attenuazione dell'intensità del fascio ma anche per evitare che un fascio non ben collimato, ancora in fase di *tuning*, colpisca direttamente il rivelatore danneggiandolo irreparabilmente. La scelta dell'angolo di diffusione a cui posizionare il rivelatore è molto importante, conviene scegliere un angolo di diffusione minore dell'angolo di *grazing* per la diffusione ^{16}O su ^{196}Au . L'angolo da non oltrepassare per evitare la predominanza di prodotti di reazioni nucleari, che tipicamente vengono rivelati per angoli maggiori o uguali all'angolo di *grazing*, è pari a circa 68° . Si deve quindi trovare un buon compromesso tra angoli relativamente grandi, ai quali riveliamo prodotti di reazioni nucleari ed intensità insufficienti di fascio, ed angoli troppo piccoli, ai quali l'intensità è ancora eccessiva. Per inciso, il numero auspicabile di particelle che colpiscono il rivelatore ogni secondo deve essere minore di 10^4 .

Lo spessore del bersaglio adatto ai nostri scopi è dell'ordine dei $200\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Il bersaglio è stato scelto di oro, comunemente usato per diffusioni elastiche, e dello spessore di $186\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Per una stima esatta del valore reale dell'energia massima posseduta dal fascio di ossigeno quando raggiunge il rivelatore, è necessario tenere conto della perdita di energia del fascio di ^{16}O nello spessore di oro e della perdita di energia causata dalla diffusione elastica all'angolo a cui è posto il rivelatore. Dai calcoli effettuati risulta che la perdita d'energia del fascio in oro è pari a circa 250 keV

per l'attraversamento del bersaglio (Figura 5-10), mentre la perdita d'energia dovuta alla diffusione elastica ad un angolo di 10° , è pari a circa 300 keV (Figura 5-11). Quindi l'energia del fascio si riduce dai 108.9 MeV iniziali ai 108.35 MeV finali sul rivelatore.

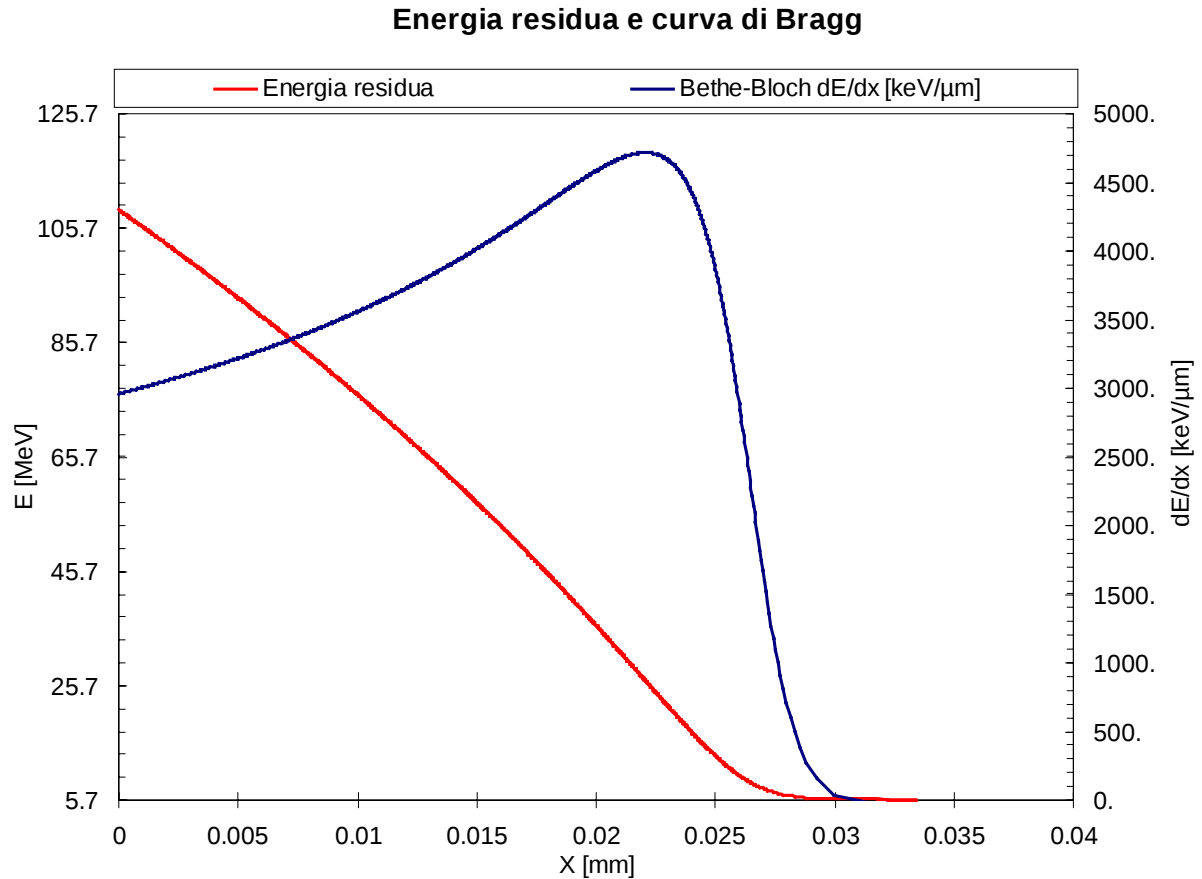


Figura 5-10: Fascio di ^{16}O in ^{196}Au . Energia residua e perdita di energia specifica secondo la Bethe-Bloch. La curva blu è la curva di Bragg. A bassa energia la Bethe-Bloch non è più affidabile.

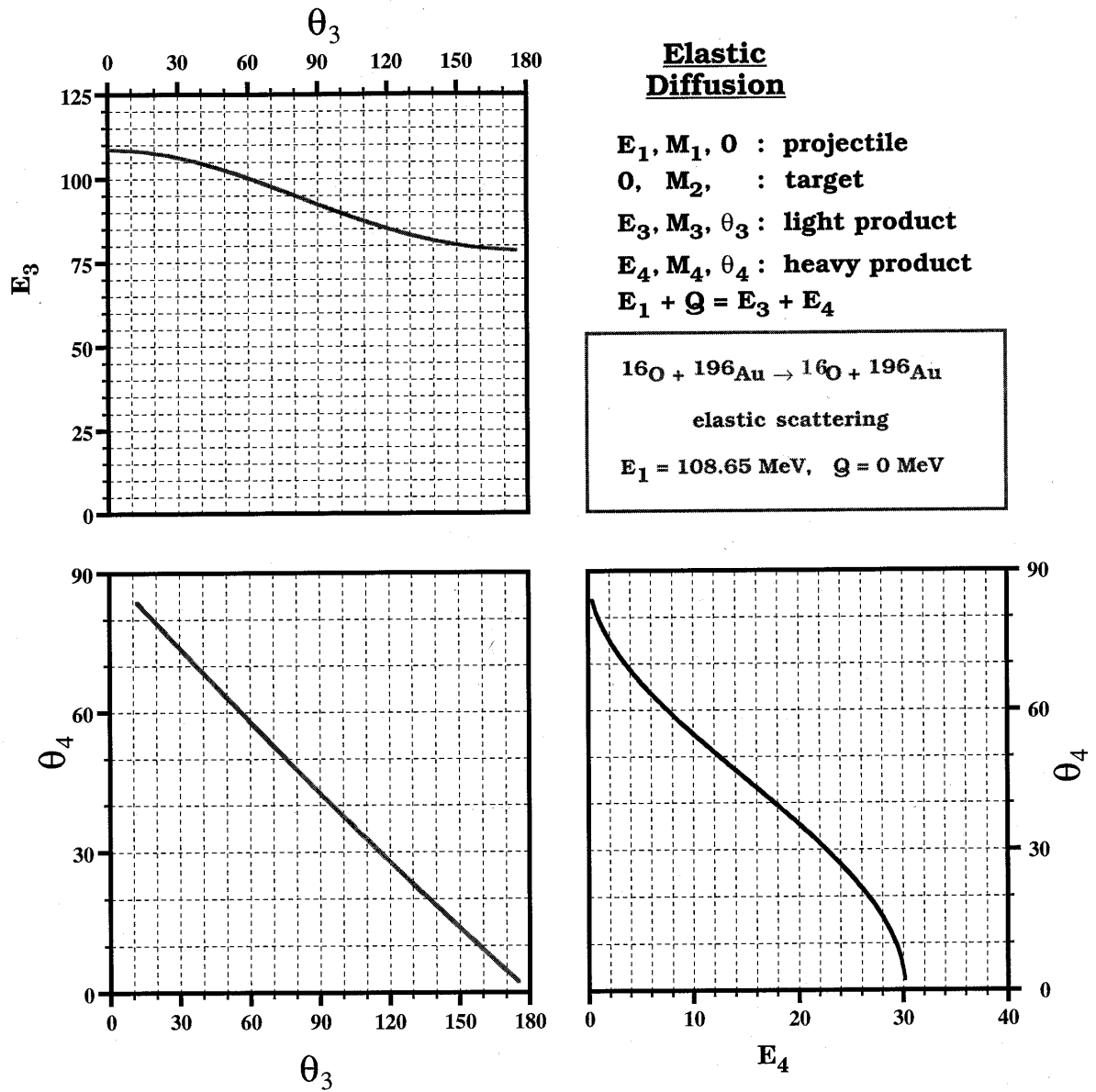


Figura 5-11: Cinematica calcolata per la diffusione elastica di ^{16}O , a 108.65 MeV, su ^{196}Au . Si può vedere come, per un angolo di diffusione pari a 10° , l'ossigeno ceda circa 300 keV all'oro.

La distribuzione angolare, ossia la sezione d'urto differenziale di Rutherford in funzione dell'angolo di diffusione, calcolata per ^{16}O a 108.9 MeV su ^{196}Au è la seguente:

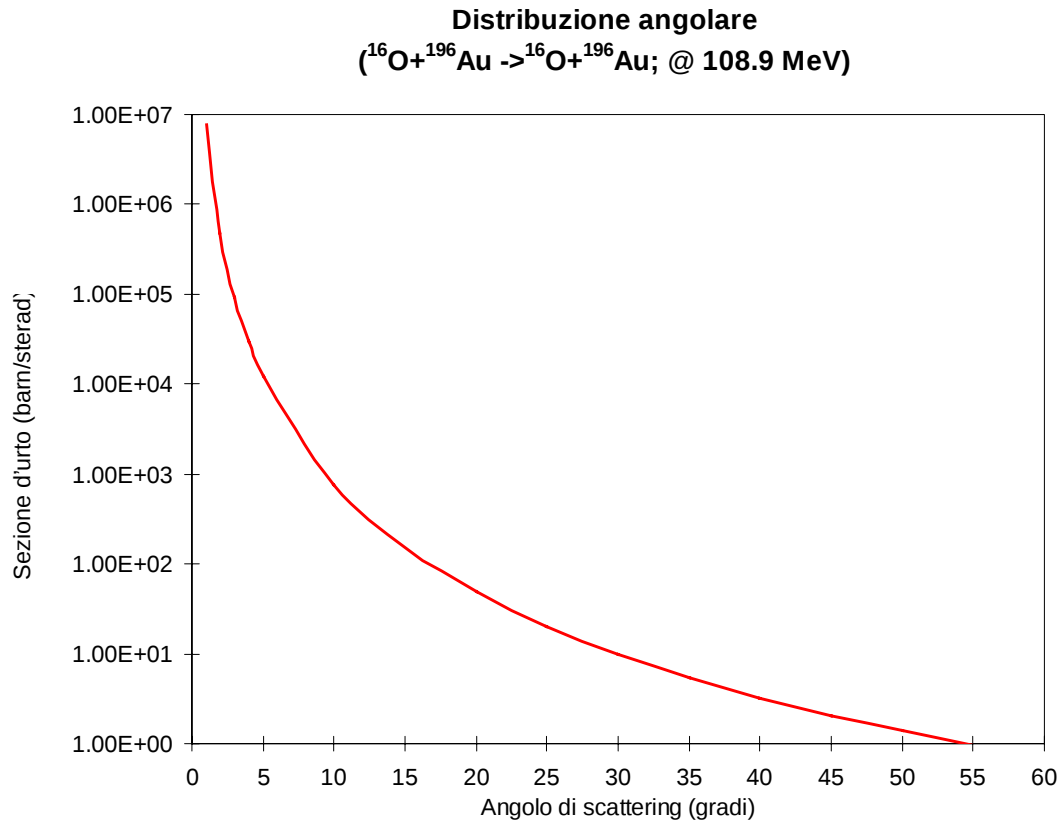


Figura 5-12: Distribuzione angolare della diffusione alla Rutherford di ^{16}O in ^{196}Au .

La sezione d'urto differenziale di Rutherford a 10° è pari a 7.64×10^2 barn/sterad (Figura 5-12)

Adesso siamo in grado di prevedere in base ai calcoli effettuati utilizzando i dati suddetti, un'intensità del fascio sul rivelatore dell'ordine di 10^1 pps, certa-

mente adeguata per scongiurare qualsiasi danneggiamento da radiazioni e un tasso eccessivo di conteggi spuri.

Utilizzando la stessa procedura seguita nel caso dei fasci radioattivi, possiamo calcolare le perdite di energia dE/dx dei possibili nuclidi coinvolti in una diffusione elastica ^{16}O su ^{196}Au e graficare le curve in una matrice ΔE - E . In tal modo potremo sovrapporre la matrice teorica con quella sperimentale, non solo per giungere all'identificazione delle specie nucleari, ma anche per comprovare la validità delle nostre assunzioni.

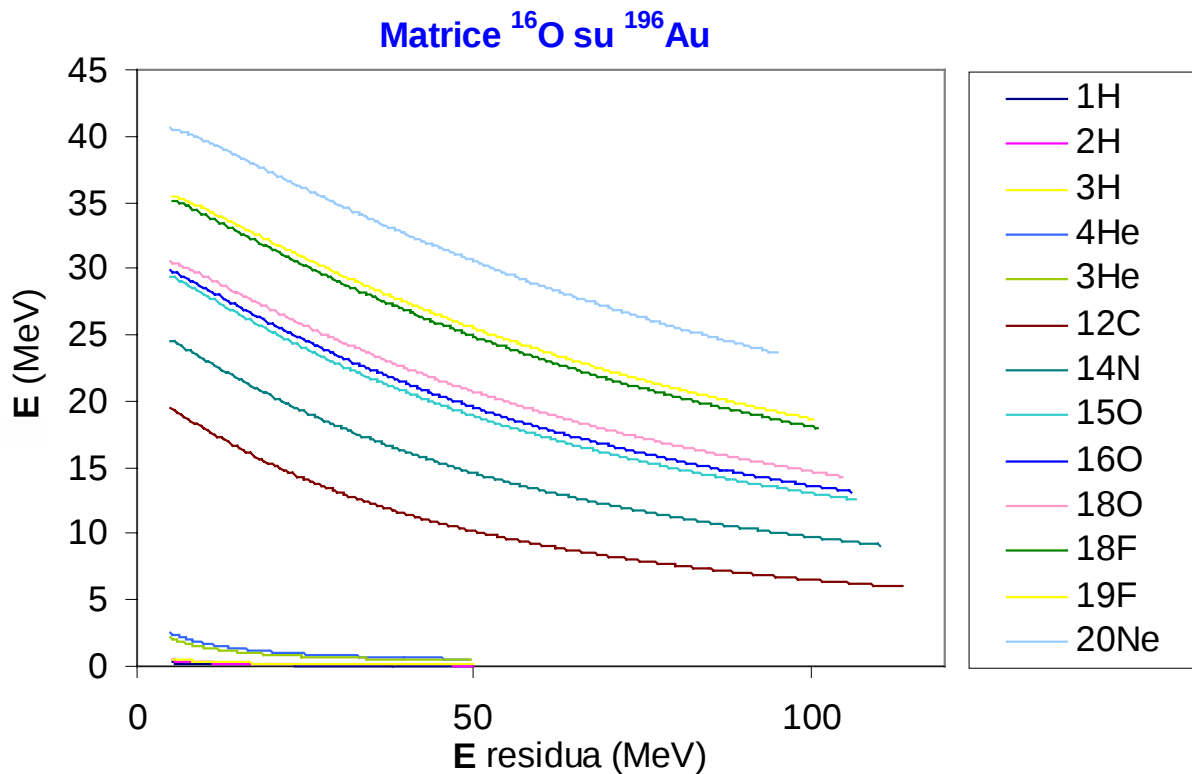


Figura 5-13: Matrice teorica per ^{16}O su ^{196}Au . Abbiamo calcolato le curve teoriche anche per eventuali prodotti di reazione.

Adesso abbiamo tutti gli elementi necessari per passare alla fase sperimentale, sapendo ciò che ci possiamo attendere dalla misura. Misura che ci dirà anche, cosa importantissima, l'errore che si compie in una misura reale con l'apparato sperimentale a nostra disposizione. Questa informazione è preziosa per capire se saremo in grado di discriminare, in una matrice ΔE - E , le varie specie nucleari l'una dall'altra. Del resto è questo il compito più importante affidato al dispositivo HEBI.

5.6 Misura sperimentale con fascio di ^{16}O .

Dopo aver testato il telescopio con una sorgente alfa ed aver eseguito tutta una serie di calcoli al fine di prevederne il comportamento per l'identificazione di fasci radioattivi, abbiamo deciso di effettuare un test più impegnativo ed orientato alla comprensione dell'effettivo utilizzo di un tale dispositivo per la rivelazione di fasci ionici accelerati dal Tandem. Inoltre, nel paragrafo precedente, abbiamo stimato il comportamento del telescopio per un fascio di ^{16}O .

5.6.1 *L'apparato sperimentale.*

L'apparato sperimentale ha richiesto qualche giorno di preparazione in quanto è stato necessario realizzare una struttura metallica leggera (Figura 5-14) che supportasse adeguatamente il nuovo telescopio all'interno di una camera di *scattering* già posta in una delle linee di fascio del Tandem.

La camera da vuoto prescelta era posta nella linea a 0° , in una delle sale sperimentali dei LNS. Essa ha dimensioni più che sufficienti per contenere il nostro apparato sperimentale ed è servita di tutti gli equipaggiamenti necessari per questo genere di misure: pompe da vuoto rotative e turbomolecolari, portabersaglio, etc.

Il sistema di acquisizione dati è quello portatile di Figura 4-29, cioè quello utilizzato per il test con la sorgente alfa. La pressione operativa nella camera da vuoto è pari a 10^{-6} mbar.

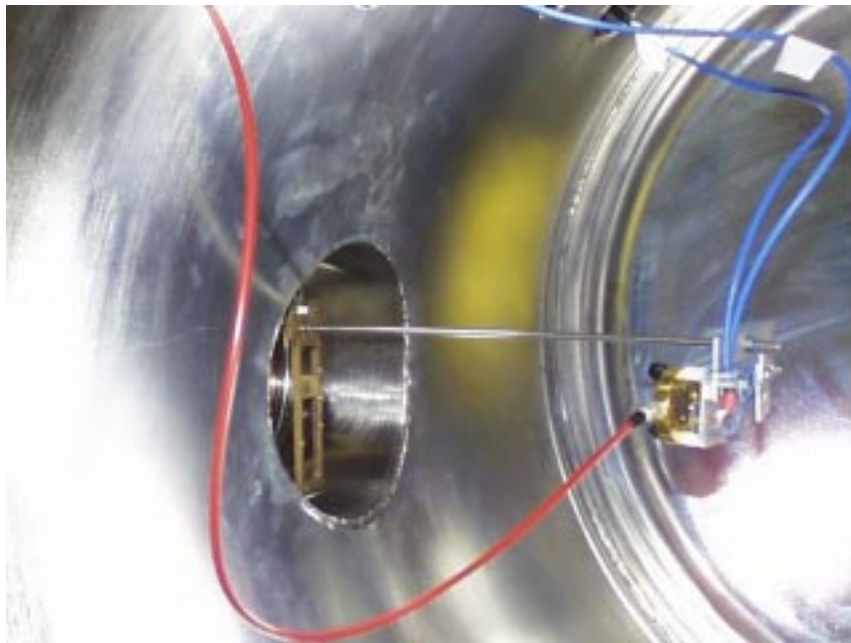


Figura 5-14: Rivelatore telescopico montato all'interno della camera da vuoto in linea col Tandem. Si vede chiaramente il portabersagli, a sinistra, con un bersaglio di oro. Il rivelatore è posto ad una distanza di 25 cm dal bersaglio e con un angolo di 10° .

Il rivelatore E ($400\ \mu\text{m}$) è stato alimentato con una tensione di 45.2 Volt. I parametri di amplificazione impostati sono: guadagno 10, *shaping time* $3\ \mu\text{sec}$. Abbiamo usato il preamplificatore Ortec 142B. Il rivelatore ΔE ($20\ \mu\text{m}$) aveva

una tensione di 5.5 Volt ed i seguenti parametri di amplificazione del segnale: guadagno 2.5, *shaping time* 6 μsec . Il preamplificatore è l'Ortec 142C. La corrente di fascio era di 4.5 nA. La misura è durata circa 90 minuti. La matrice ΔE -E acquisita è riportata in Figura 5-15. In essa si possono chiaramente vedere le strutture tipiche di questo genere di misure. Tuttavia, per avere una piena conferma sull'identità delle particelle rivelate e sul significato di altre strutture presenti nella matrice, è necessario calibrare il rivelatore. E per far ciò non è certamente sufficiente il solo picco elastico prodotto dall'ossigeno.

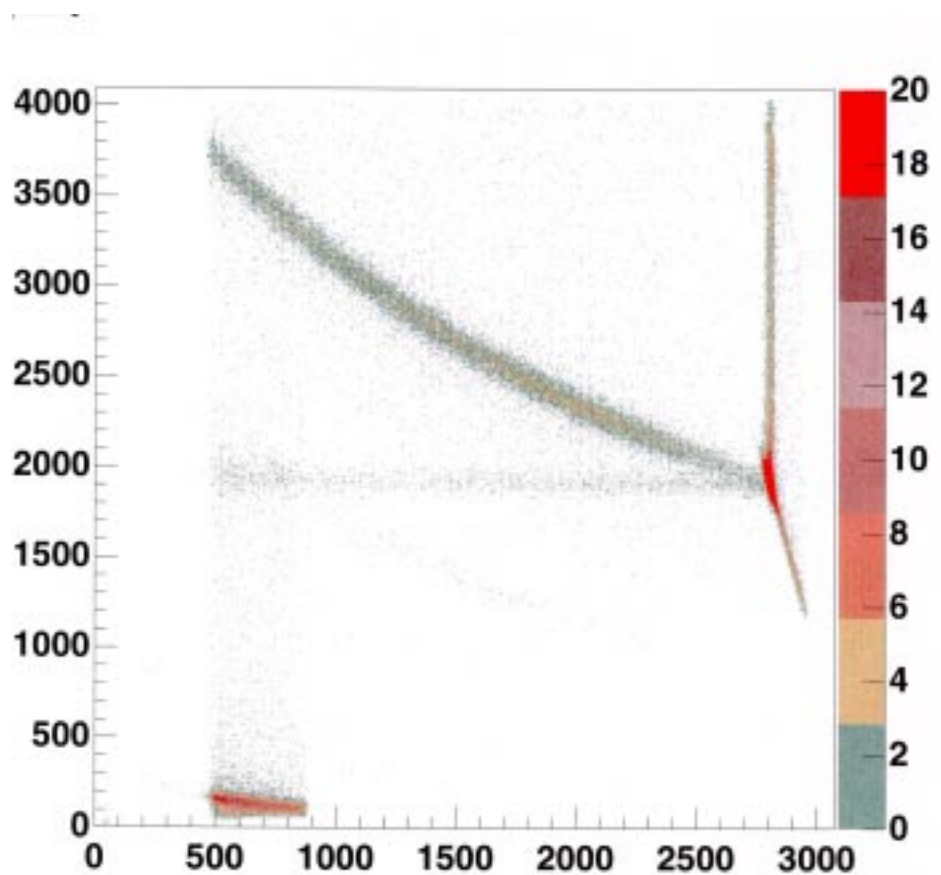


Figura 5-15: Matrice ΔE -E, in canali, di ^{16}O in ^{196}Au .

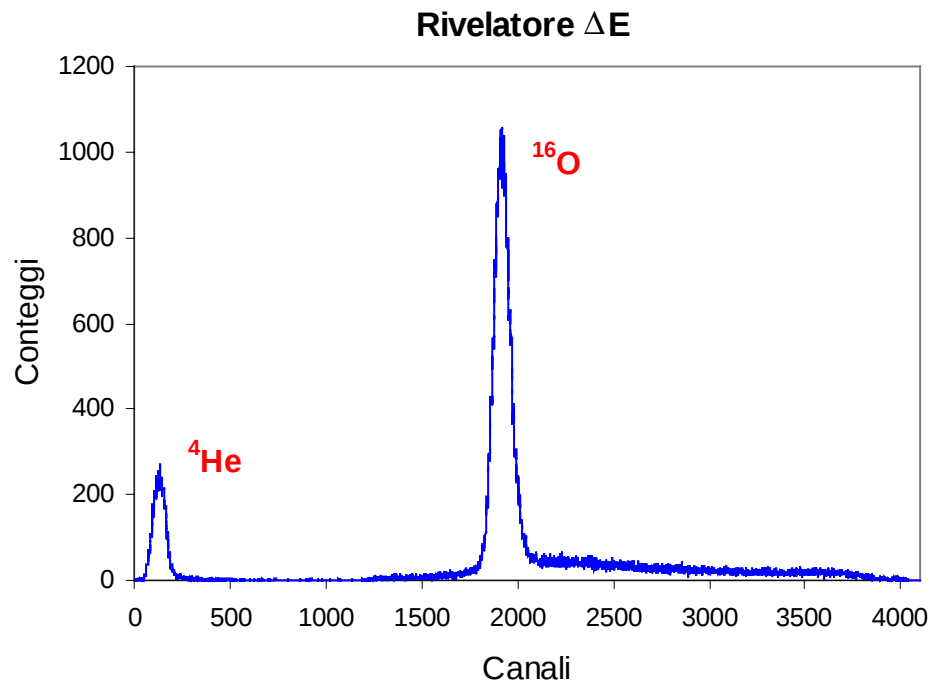


Figura 5-16: Istogramma acquisito dal rivelatore ΔE .

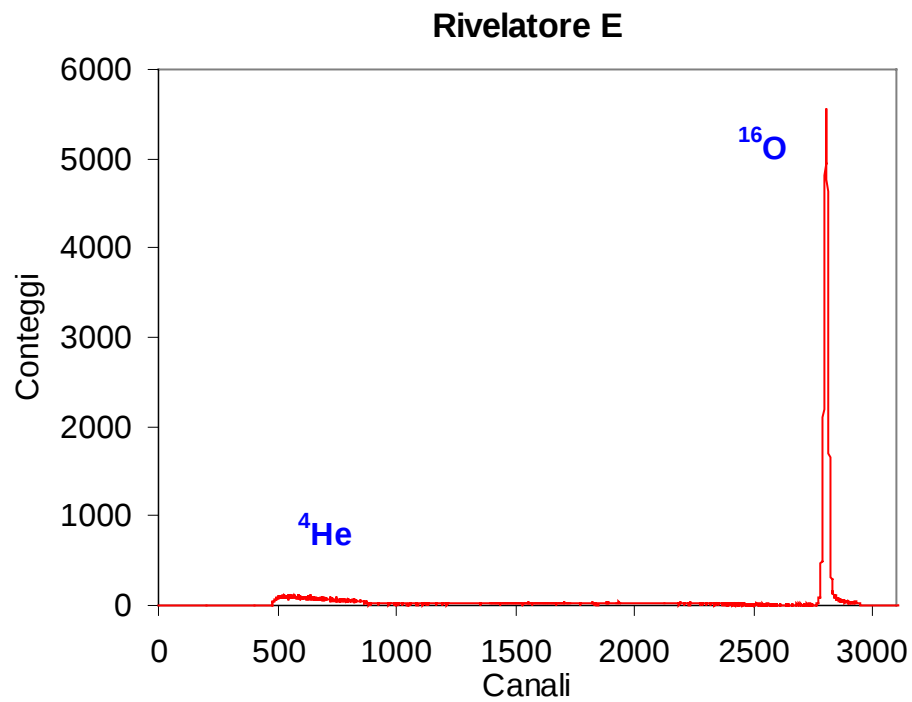


Figura 5-17: Istogramma acquisito dal rivelatore E.

In base ai calcoli effettuati, l'intensità iniziale del fascio era $3,5 \times 10^9$ pps (che equivalgono a 4.5 nA).

Quindi, considerando il bersaglio di spessore $186 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, la distanza rivelatore-bersaglio 25 cm, il raggio del collimatore 1 mm e l'angolo solido pari a 5.024×10^{-5} sterad, è possibile affermare che l'intensità finale è pari a circa 7×10^1 pps.

5.6.2 Calibrazione in energia.

In seguito abbiamo inserito una sorgente alfa a tre picchi, la stessa del test precedente, per eseguire la calibrazione in energia del telescopio. Abbiamo costruito una nuova matrice in cui erano ben definiti i tre punti corrispondenti alle alfa provenienti dalla sorgente (Figura 5-18). Quindi abbiamo calcolato il *best fit* lineare su quattro punti: il picco elastico prodotto da ^{16}O nella prima matrice ΔE - E ed i tre picchi alfa provenienti dalla sorgente e visualizzati nella seconda matrice ΔE - E .

Allo scopo di ottenere i centroidi dei tre picchi alfa sull'asse ΔE si è operato nel modo seguente: selezionati separatamente i tre picchi lungo E , si è proiettata la parte di matrice corrispondente a ciascuno di essi sull'asse ΔE . Ciò ha dato luogo a tre picchi anche sull'asse ΔE (su tre spettri separati) utilizzabili per il fit e la calibrazione. Grazie a questa operazione abbiamo potuto visualizzare gli spettri alfa sia per il rivelatore ΔE che per l' E .

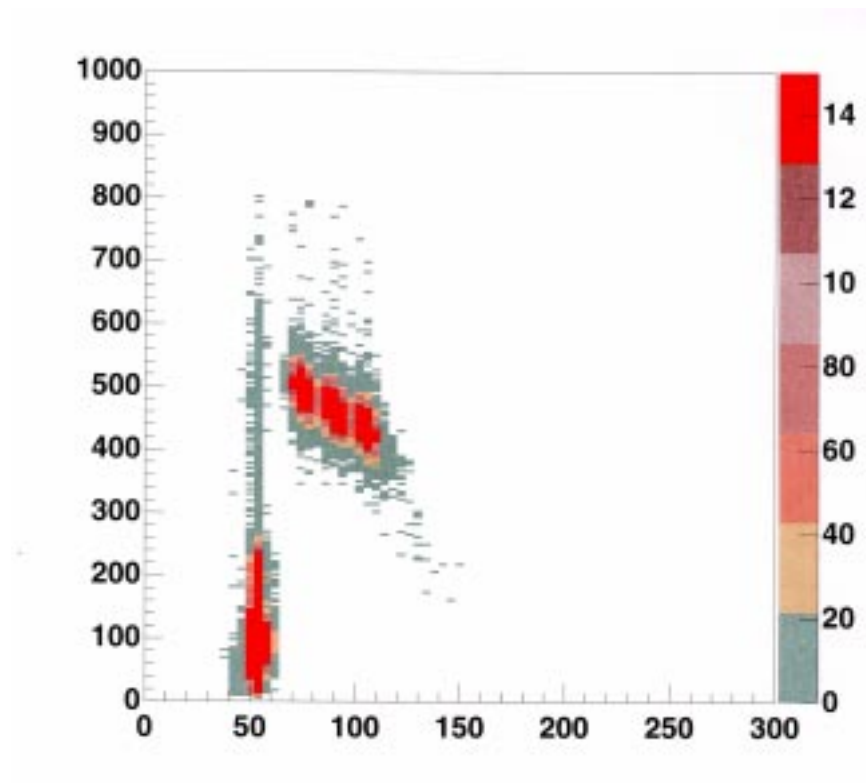


Figura 5-18: Matrice ΔE -E, in canali, per la sorgente alfa.

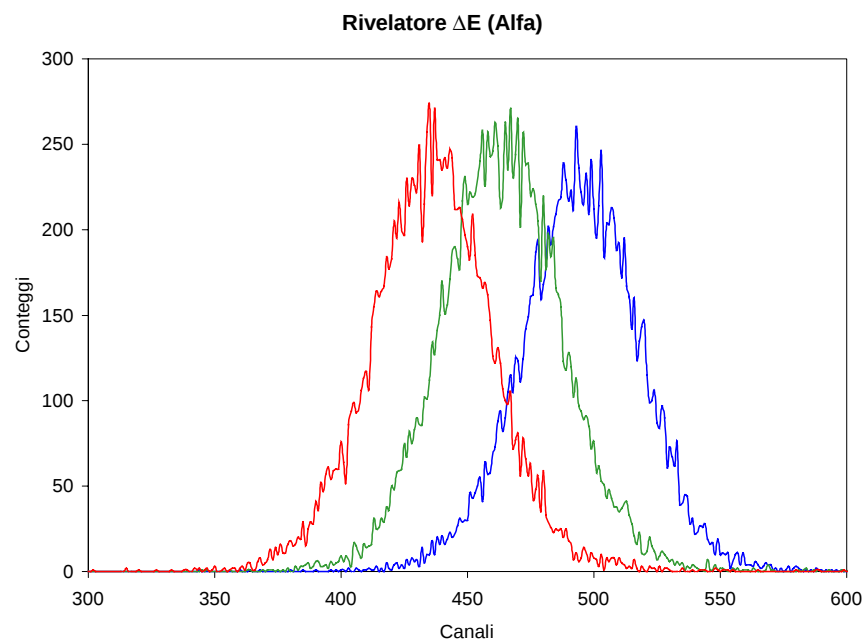


Figura 5-19: Rivelatore ΔE . Istogrammi sorgente alfa.

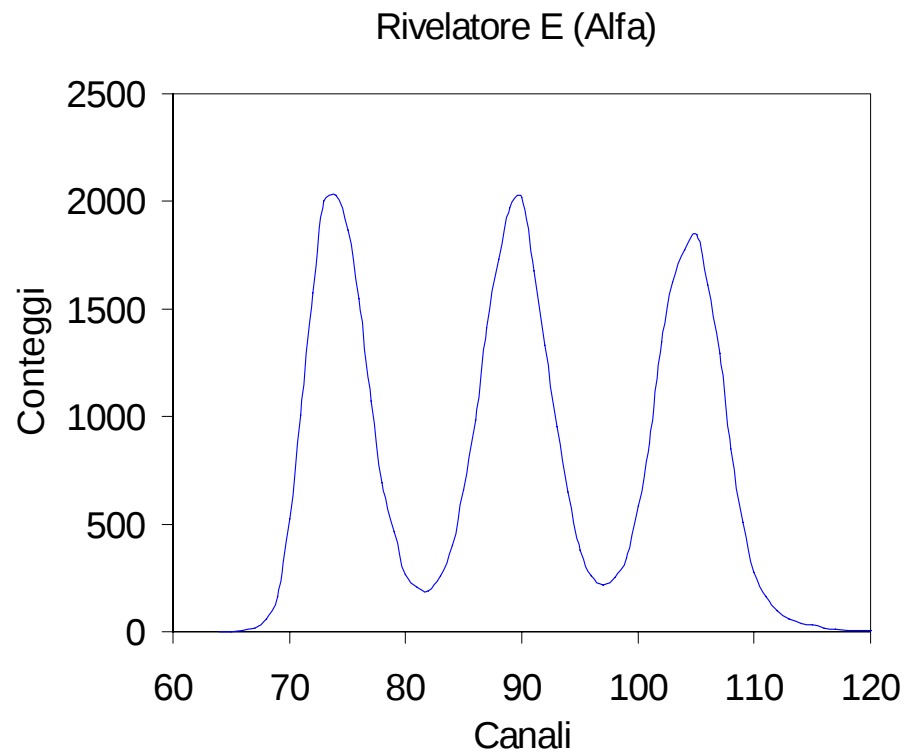


Figura 5-20: Rivelatore E. Istogrammi sorgente alfa.

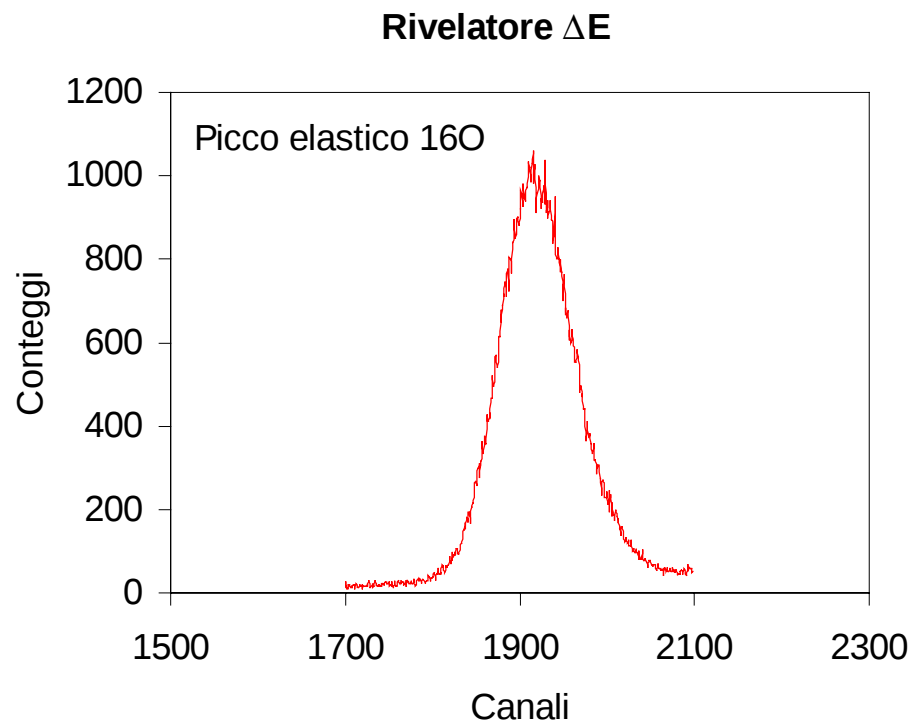


Figura 5-21: Rivelatore ΔE . Istogramma del picco elastico generato dal ^{16}O .

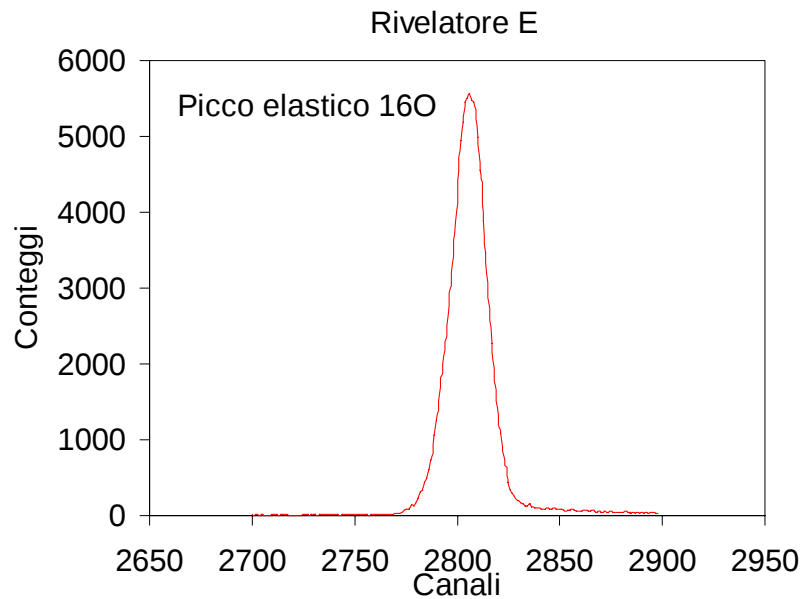


Figura 5-22: Rivelatore E. Istogramma del picco elastico generato dal ^{16}O .

Per poter effettuare la calibrazione è necessario stabilire quanta energia perdono le alfa della sorgente e l’ossigeno nel rivelatore di 20 μm (stadio ΔE) e in quello di 1 μm (rivelatore ΔE non adoperato e quindi da considerarsi come “strato morto”). Sommando entrambe le perdite si risale facilmente all’energia residua che le particelle rilasciano nel rivelatore E.

Per quanto riguarda l’ossigeno, in base ai calcoli fatti con l’equazione di Bethe-Bloch (Figura 5-23) ricordando che il fascio di ossigeno possedeva un’energia reale di 108.35 MeV, otteniamo: (a) la perdita media d’energia in 20 μm di silicio è pari a 14.15 MeV (rivelatore ΔE); (b) la perdita media d’energia in 1 μm di silicio è pari a 0.9 MeV; (c) l’energia media residua dell’ossigeno rilasciata nel rivelatore E è pari a 93.3 MeV.

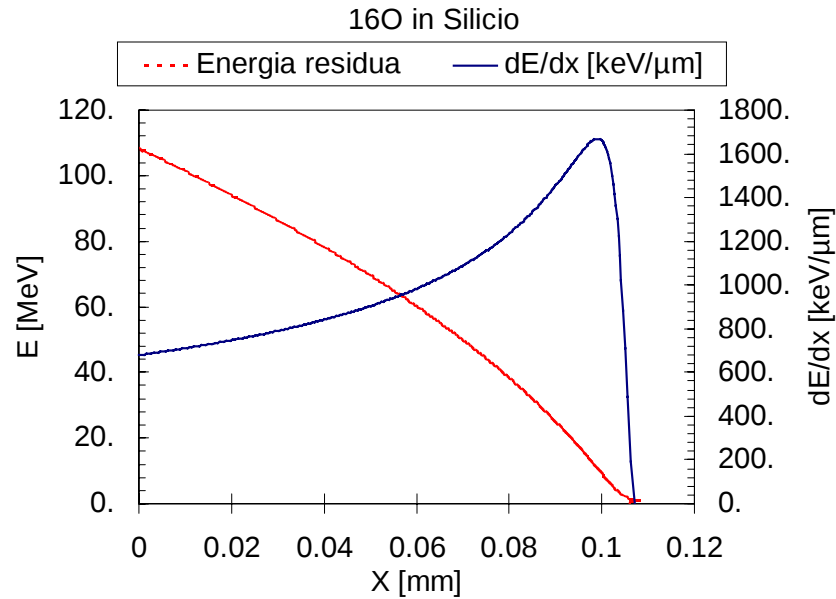


Figura 5-23: Curva di Bragg e stopping power per ossigeno in silicio.

Per quanto riguarda la perdita d'energia delle particelle alfa, utilizzando le stesse procedure per l'ossigeno abbiamo determinato:

(1) la particella alfa emessa dal ^{239}Pu con energia 5.155 MeV perde 3.517 MeV nel rivelatore ΔE da 20 μm e 0.230 MeV nello strato morto da 1 μm . Quindi l'energia residua che rilascia nel rivelatore E è pari a 1.408 MeV;

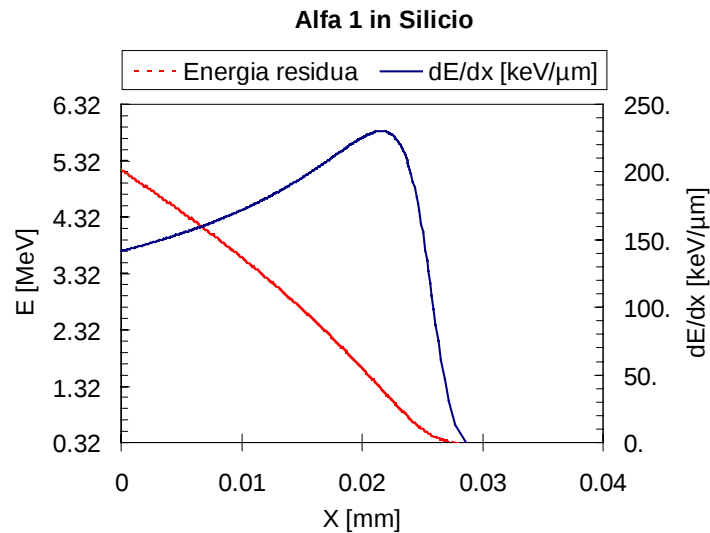


Figura 5-24: Curva di Bragg e stopping power per alfa in silicio.

(2) la particella alfa emessa dal ^{241}Am con energia 5.484 MeV perde 3.338 MeV nel rivelatore ΔE da 20 μm e 0.190 MeV nello strato morto da 1 μm . Quindi l'energia residua che rilascia nel rivelatore E è pari a 1.956 MeV;

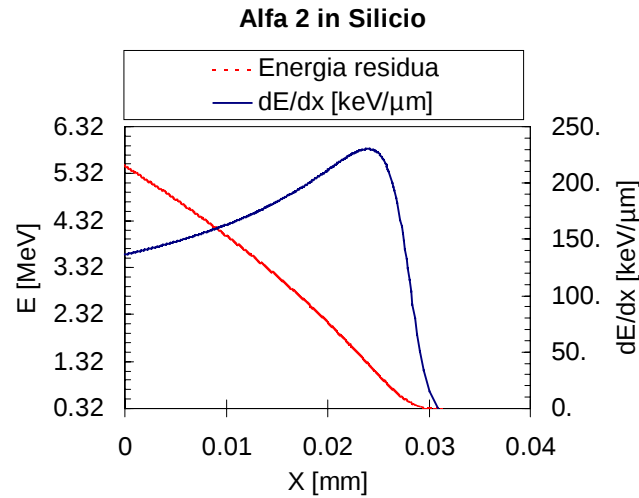


Figura 5-25: Curva di Bragg e stopping power per alfa in silicio.

(3) la particella alfa emessa dal ^{244}Cm con energia 5.806 MeV perde 3.165 MeV nel rivelatore ΔE da 20 μm e 0.191 MeV nello strato morto da 1 μm . Quindi l'energia residua che rilascia nel rivelatore E è pari a 2.450 MeV;

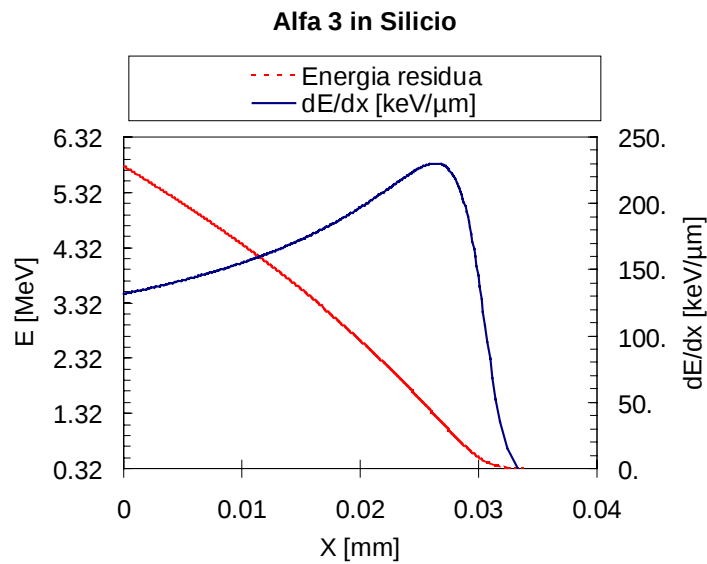


Figura 5-26: Curva di Bragg e stopping power per alfa in silicio.

La retta (*best fit*) che meglio approssima i dati sperimentali posti in un grafico energia-canali del rivelatore ΔE è la seguente:

$$y = 7.4304x - 113.03$$

Ossia, ogni canale dell'asse ΔE vale 7.43 keV, e la retta ha un *offset* pari a 113.03 keV.

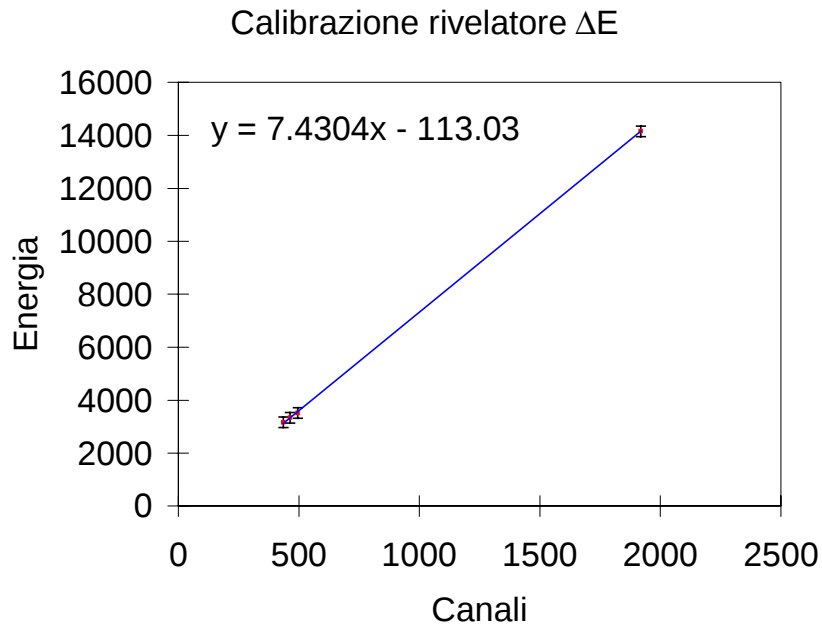


Figura 5-27: Calibrazione in energia rivelatore ΔE .

Avendo preventivamente effettuato il best fit gaussiano degli istogrammi relativi ai picchi alfa nel rivelatore ΔE , otteniamo per essi una FWHM media pari a circa 400 keV. Per le particelle alfa abbiamo misurato una risoluzione media in energia intorno al 12%, per il picco elastico dell'Ossigeno la risoluzione è intorno all'1%.

Il *best fit* dei dati sperimentali posti in un grafico energia-canali del rivelatore E , fornisce la seguente equazione:

$$y = 33.59x - 1062.5$$

Ossia, ogni canale dell'asse E vale 33.59 keV, e la retta ha un *offset* pari a 1062.5 keV.

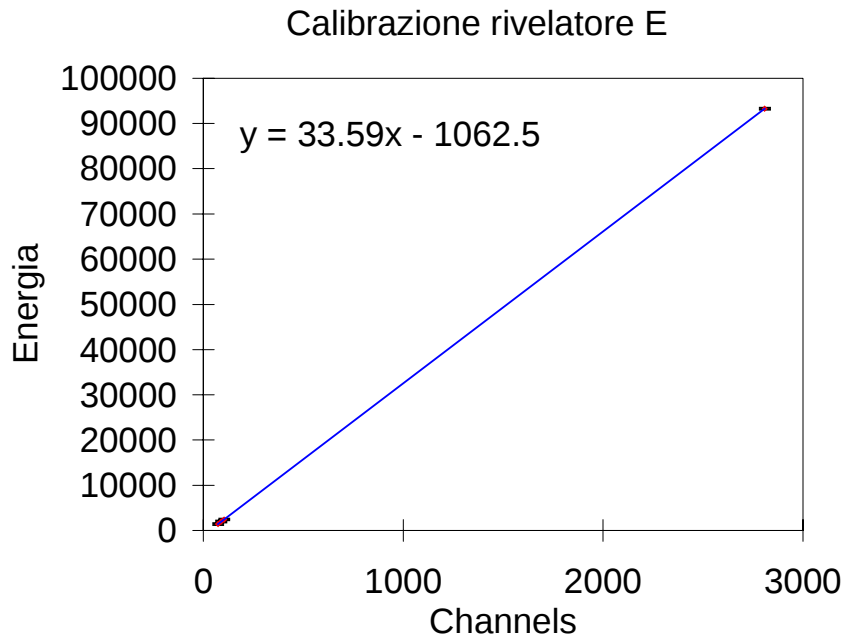


Figura 5-28: Calibrazione in energia rivelatore E.

Avendo già effettuato il best fit gaussiano degli istogrammi relativi ai picchi alfa nel rivelatore E , otteniamo per essi una FWHM media pari a circa 220 keV. Per le particelle alfa abbiamo misurato una risoluzione media in energia intorno al 12%, per il picco elastico dell'Ossigeno la risoluzione è intorno all'1%.

A seguire riportiamo la matrice dopo che è già stata fatta la calibrazione in energia del telescopio, nella pagina seguente daremo una spiegazione di tutte le strutture visibili e contrassegnate da un numero.

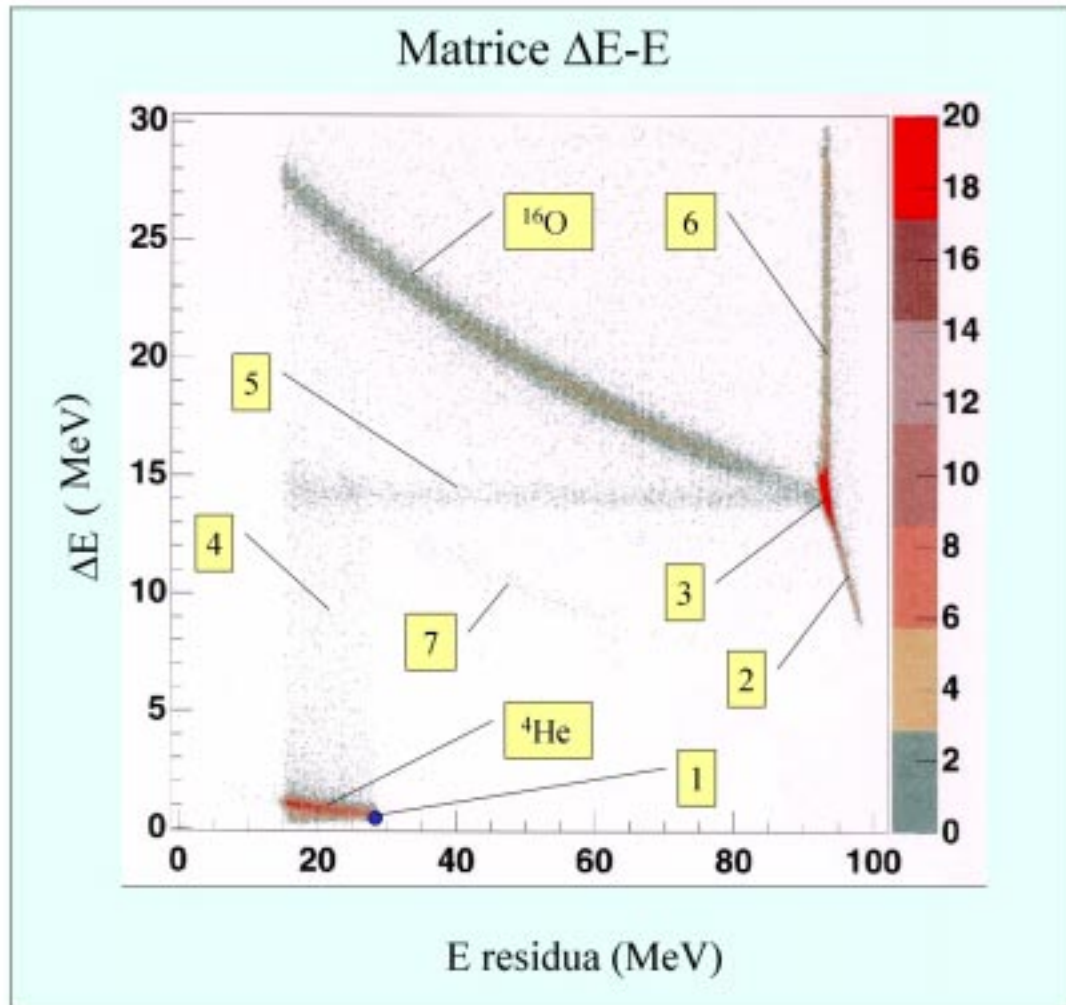


Figura 5-29: Matrice ΔE -E calibrata in Mev.

5.6.3 *Analisi della matrice sperimentale.*

Nella matrice è possibile notare due strutture preminenti. Noi le abbiamo già contrassegnate come eventi dovuti a ^{16}O e alfa. In particolare, si può osservare la curva dell'Ossigeno causata da tutte quelle particelle che hanno subito una diffusione anelastica sul bersaglio e sul portabersaglio. La seconda struttura è dovuta a particelle alfa scaturite da reazioni nucleari dell'ossigeno con la targhetta d'oro. Infatti, è noto che l'ossigeno, come altri nuclei leggeri, possiede una struttura a *cluster* alfa.

Nel punto n°1 è presente un *punch through*. Esso rappresenta il punto in cui le particelle alfa, si fermano sulla superficie di uscita del rivelatore E . Questo punto ricorda molto una cuspide nella quale: sul ramo superiore si posizionano le particelle che si fermano all'interno di E ; nel ramo inferiore si depositano le particelle che attraversano il rivelatore senza impiantarsi in esso.

Grazie ai calcoli compiuti col codice EL risulta che con una particella alfa di energia iniziale totale pari a 29.62 MeV, si assiste ad una perdita d'energia di 0.823 MeV in 20 μm , 0.041 MeV in 1 μm e 28.755 MeV in 400 μm . Quindi, sommando tutti questi contributi risulta una energia residua pari a zero, ossia la particella si ferma sulla superficie esterna del rivelatore. In effetti, nella matrice si può osservare che le coordinate in energia della cuspide sono proprio circa 28.7 MeV per le ascisse e 0.8 MeV per le ordinate, se consideriamo particelle alfa.

Nel punto n° 2 si può osservare un ramo attribuibile al fenomeno di *channeling*, che si manifesta in materiali aventi una struttura atomica spazialmente simmetrica: come nei cristalli che formano i semiconduttori impiegati nei rivelatori.

Esso rappresenta un'importante eccezione all'applicabilità della formula di Bethe-Bloch. Il *channeling* è un effetto che avviene solo quando una particella incide ad angoli minori dell'angolo critico rispetto agli assi di simmetria del cristallo. Quando la particella attraversa i piani del cristallo è soggetta ad una serie di diffu-
sione correlate a piccoli angoli che la guidano attraverso un canale aperto nel cristallo stesso [26]. La Figura 5-30 illustra questo fenomeno.

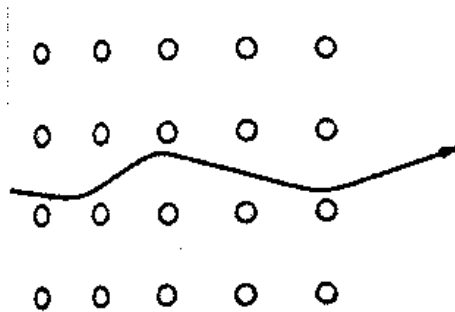


Figura 5-30: Rappresentazione schematica del channeling

Per effetto di questo fenomeno la particella, nel nostro caso ^{16}O , incontra un numero inferiore di elettroni rispetto al passaggio attraverso un materiale amorfo (assunzione nella teoria alla base della formula di Bethe-Bloch). Di conseguenza la particella, quando avviene il *channeling*, è soggetta ad un numero minore di urti e quindi ad una minore perdita d'energia nel materiale. La prova che si tratta realmente di *channeling*, è data dal fatto che gli eventi si dispongono secondo una retta con E totale pari a 108.9 MeV, quindi l'energia totale si conserva. Ciò significa che ^{16}O ha subito *channeling* in ΔE ed è poi stato arrestato in E.

Nel punto n° 3 della matrice è ben riconoscibile il picco elastico causato dalla diffusione alla Rutherford di ^{16}O . Esso ci è servito come quarto punto per la calibrazione in energia.

Nel punto n° 4 si osserva *pile up* nel ΔE in coincidenza con le particelle alfa in E.

Nel punto n° 5 si vede l'ossigeno diffuso elasticamente in ΔE assieme alle coincidenze spurie in E.

Nel punto n° 6 si nota *pile up* nel ΔE in coincidenza con ioni ossigeno in E.

Infine, nel punto n° 7 è situata la curva del ^{12}C .

Naturalmente, l'identificazione certa dei nuclidi presenti nella matrice deve essere fatta sulla base della perdita d'energia calcolata con la formula di Bethe-Bloch. Per far ciò abbiamo usato il codice EL (in FORTRAN), esso è in grado di calcolare le perdite d'energia in base ai parametri utilizzati dalla formula di Bethe-Bloch. I risultati delle curve teoriche sono riportati nella Figura 5-32. In essa sono riportate le curve teoriche relative al ^{16}O , al ^{12}C ed al ^4He . Naturalmente, se vogliamo fare un confronto tra le curve teoriche ed i risultati sperimentali dobbiamo utilizzare la stessa calibrazione in energia.

5.6.4 Errori sperimentali.

Prima di riportare tali curve teoriche al fine di operare un raffronto definitivo tra curve calcolate con la Bethe-Bloch e le curve presenti nella matrice sperimentale, oltre che per rendere possibile l'identificazione certa dei nuclei presenti

nella matrice stessa, crediamo sia opportuno stimare mediante una opportuna analisi degli errori le incertezze presenti nelle nostre misure.

Facendo un passo indietro riportiamo nella seguente tabella le deviazioni standard σ calcolate per i quattro punti sperimentali relativi alla calibrazione: ossia i tre picchi alfa ed il picco dell'ossigeno.

	Deviazione st. (keV)	Energia ΔE (MeV)	$\sqrt{\Delta E}$ (MeV ^{1/2})
Alfa 1	22.809	3.517	1.875
Alfa 2	23.229	3.338	1.827
Alfa 3	22.848	3.165	1.779
¹⁶ O	44.750	14.15	3.761

Tabella 5-3: Deviazione standard ed energia rilasciata nel rivelatore ΔE .

Graficando la deviazione standard in funzione della radice quadrata dell'energia, secondo una procedura standard, e poi facendo il *best fit* dei punti si ottiene la relazione:

$$\sigma = 0.0835 \sqrt{\Delta E} + 0.018 \text{ (MeV)} \quad \text{Eq. 5-7}$$

che rappresenta in prima approssimazione la legge con la quale varia la deviazione standard al variare dell'energia delle particelle incidenti nel rivelatore ΔE . In questo modo, basandoci sui dati sperimentali ottenuti con la deflessione elastica di un fascio di ¹⁶O su ¹⁹⁶A, possiamo stimare il “comportamento” del no-

stro apparato sperimentale (rivelatori, elettronica, etc.) quando utilizzato per la rivelazione ed identificazione di fasci ionici sia stabili che radioattivi. Infatti, è ragionevole supporre che nell'intervallo di energie e masse a cui noi siamo interessati (energie del Tandem con ioni di massa vicina all'ossigeno), la deviazione standard, una grandezza fondamentale per l'identificazione dei nuclei in una matrice ΔE - E , non si discosti granché dalla previsione secondo la legge sopra esposta. Ciò è molto importante per la discriminazione del fascio radioattivo di interesse dai suoi contaminanti. Questo concetto sarà ulteriormente chiarito in seguito.

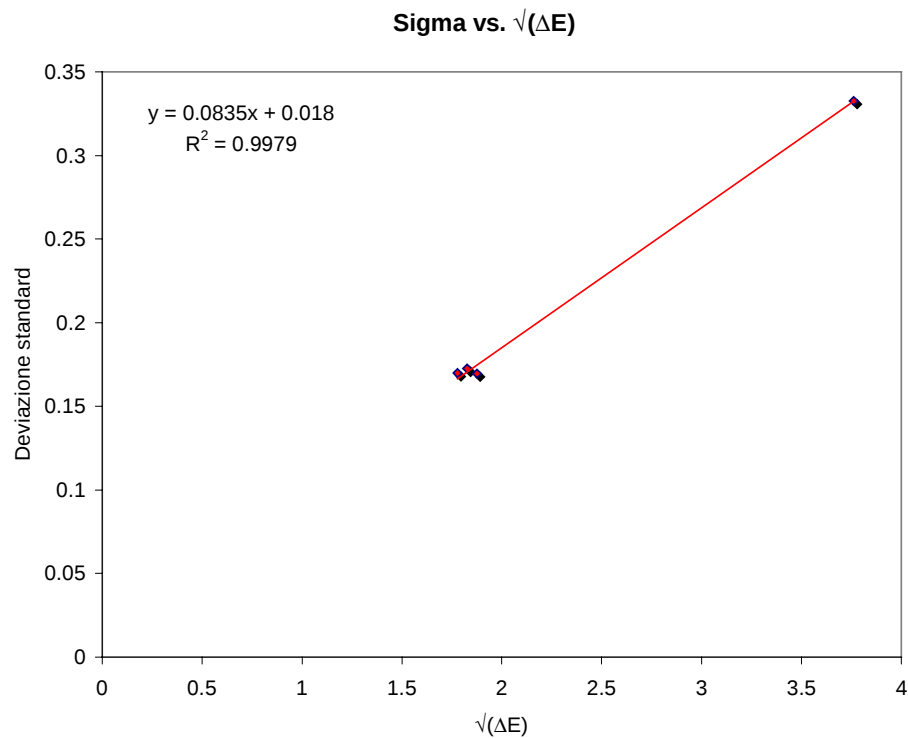


Figura 5-31: *Deviazione standard in funzione della radice quadrata dell'energia del rivelatore ΔE .*

Ora è possibile calcolare grazie alla formula di Bethe-Bloch ed alla deviazione standard calcolata come sopra, le regioni della matrice ΔE - E in cui ci aspettiamo che cadano, in base al nostro apparato sperimentale, gli eventi relativi alla rivelazione di ^{16}O , ^{12}C ed ^4He . La deviazione standard per l'ossigeno è 0.394 MeV, per il carbonio 0.285 MeV e per l'elio 0.099 MeV.

Matrice teorica

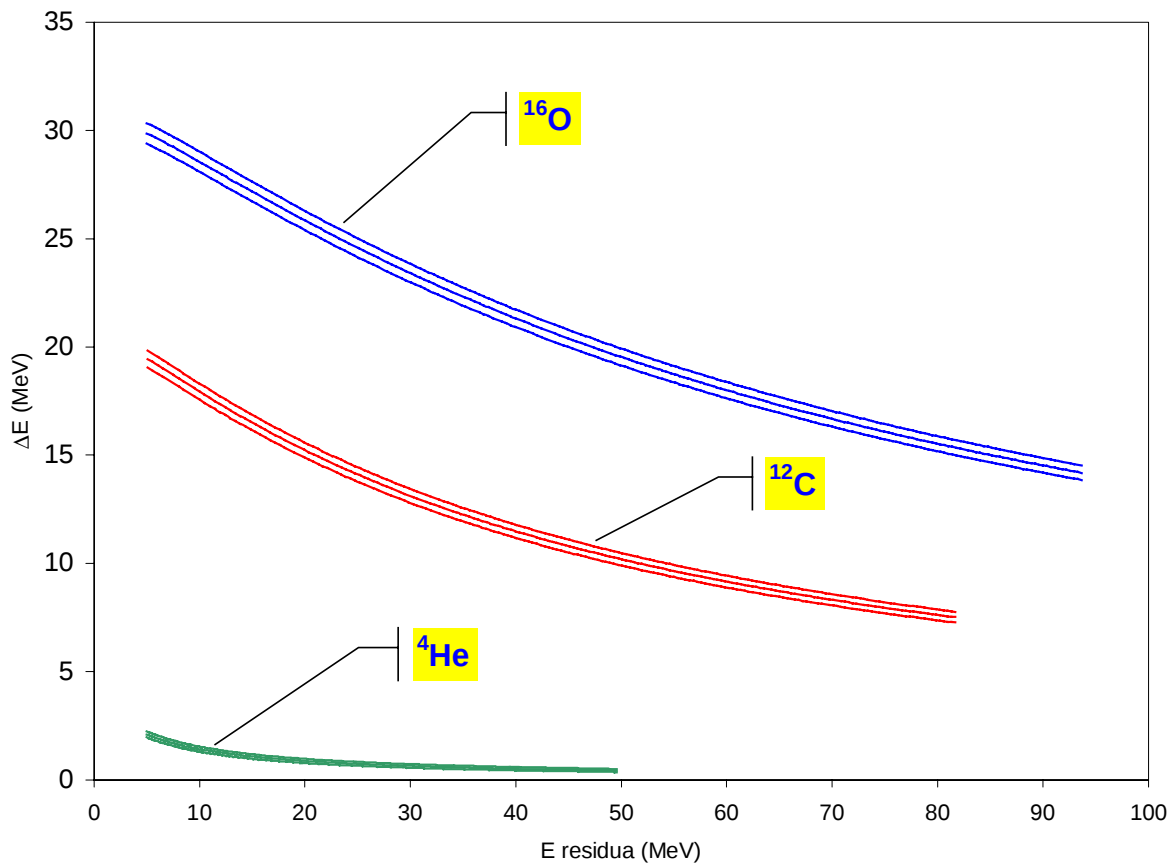


Figura 5-32: Matrice teorica calcolata con la Bethe-Bloch per i nuclei ^{16}O , ^{12}C ed ^4He . Le bande rappresentano le aree in cui ci aspettiamo la presenza del nuclide, in base alle incertezze presenti nelle misure eseguite col nostro apparato sperimentale.

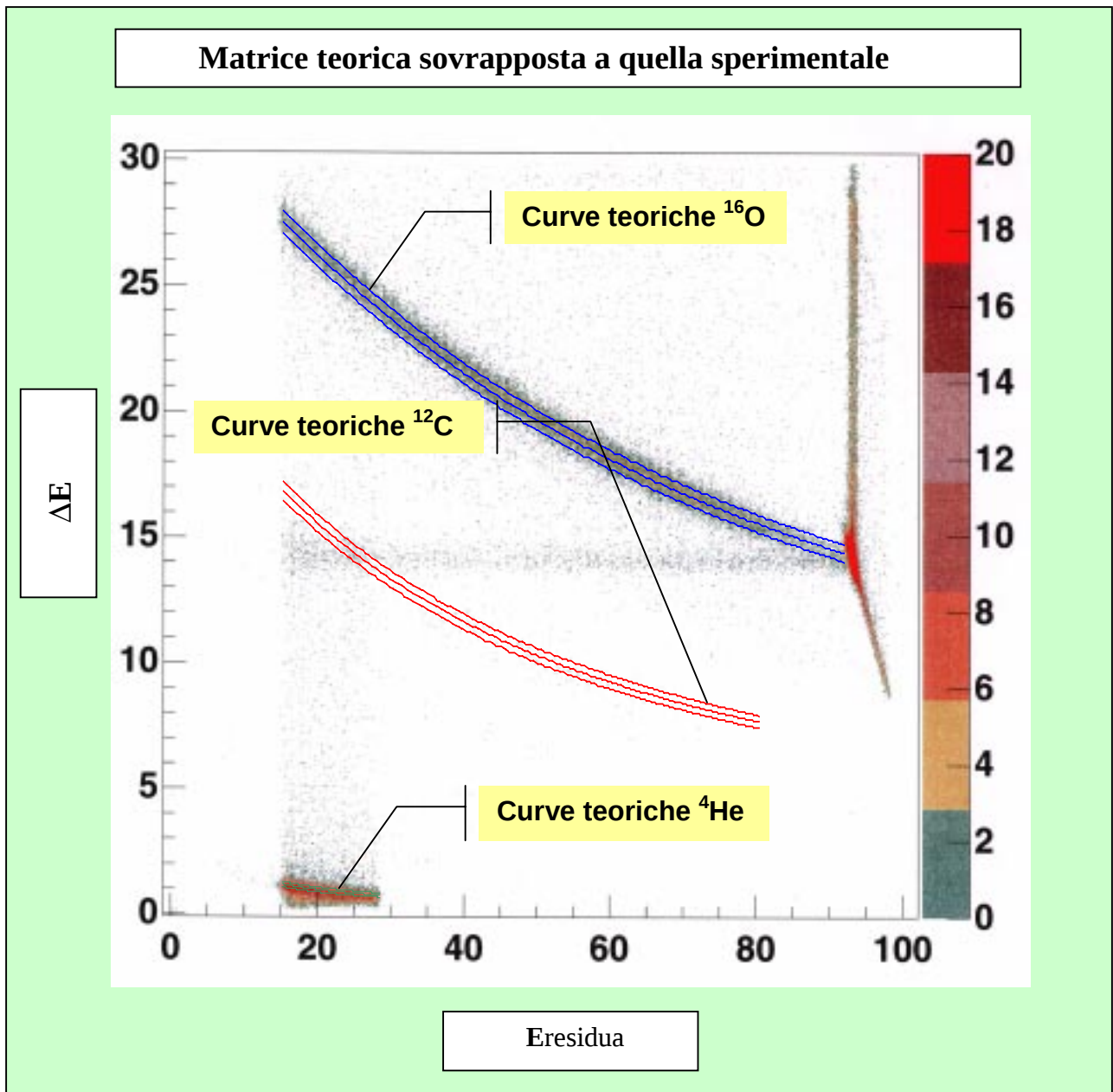


Figura 5-33: La matrice teorica è perfettamente sovrapponibile alla matrice sperimentale, ciò significa che le strutture osservate corrispondono effettivamente a ^{16}O , ^{12}C e ^4He .

5.6.5 Energy straggling.

I nostri calcoli della perdita d'energia hanno riguardato la perdita d'energia “media” che le particelle cariche subiscono quando attraversano la materia. Tuttavia, per ciascuna particella l'ammontare dell'energia ceduta non è uguale a questo valore medio in quanto si deve tener conto delle fluttuazioni statistiche nel numero di collisioni e nell'energia trasferita in ciascuna collisione. Quindi si osserva una certa distribuzione in energia anche per particelle appartenenti a fasci mono-energetici. Tale fenomeno è conosciuto col nome di *energy straggling*.

Nel caso di materiali (bersagli) abbastanza spessi, si dimostra che la distribuzione della perdita d'energia assume un andamento di tipo gaussiano, ossia:

$$f(x, \Delta) \propto \exp \left[\frac{-\left(\Delta - \bar{\Delta}\right)^2}{2\sigma^2} \right] \quad \text{Eq. 5-8}$$

dove Δ è la perdita d'energia, $\bar{\Delta}$ è la perdita d'energia media e σ la deviazione standard della distribuzione. Tralasciando la dimostrazione matematica, possiamo affermare che per particelle pesanti non relativistiche la deviazione standard relativa alla distribuzione gaussiana vale:

$$\sigma^2 = 4\pi N_a r_e^2 (m_e c^2)^2 \rho \frac{Z}{A} x = 0.1569 \rho \frac{Z}{A} x, \quad (\text{MeV}^2) \quad \text{Eq. 5-9}$$

dove N_a è il numero di Avogadro, r_e e m_e sono il raggio classico e la massa dell'elettrone, ρ , Z , A sono la densità, il numero atomico ed il numero di massa del materiale (nel nostro caso il silicio), x è lo spessore del mezzo [26].

Calcolando l'*energy straggling* nel rivelatore ΔE relativo ai nuclei presenti nella matrice sperimentale ^{16}O , ^{12}C ed ^4He e ai nuclei esotici ^{11}Be , ^{17}F e ^{18}F con i loro contaminanti, otteniamo la seguente tabella:

Nucleo	Deviazione standard (MeV)
^{16}O	0.019
^{12}C	0.019
^4He	0.019
^{11}Be	0.016
^{11}Li	0.014
^{11}C	0.020
^{17}F	0.020
^{17}C	0.016
^{17}N	0.017
^{17}Ne	0.021
^{18}F	0.020
^{18}N	0.017
^{18}Ne	0.020

Tabella 5-4: Energy straggling

I valori della deviazione standard dovuti all'*energy straggling* sono trascurabili rispetto alle deviazioni standard sperimentali, dovute soprattutto all'elettronica.

Utilizzando nuovamente il codice EL per il calcolo della perdita d'energia nel rivelatore ΔE e della conseguente energia residua rilasciata in E , possiamo stimare il comportamento del nostro sistema di rivelazione anche per i fasci radioattivi che saranno prodotti ed accelerati in EXCYT. Le ipotesi di base utilizzate per fare i nostri calcoli sono: (a) il Tandem accelera i nuclei esotici con stato di carica massimo (sebbene questo possa essere scelto di volta in volta, ovviamente); (b) la tensione al terminale Tandem è pari a 15 MV.

Nucleo	Energia massima (MeV)
¹¹ Be	75
¹¹ Li	60
¹¹ C	105
¹¹ B	90
¹⁷ F	150
¹⁷ C	105
¹⁷ N	120
¹⁷ Ne	165
¹⁷ O	135
¹⁸ F	150
¹⁸ N	120
¹⁸ O	135
¹⁸ Ne	165

Tabella 5-5: Energie massime possedute dagli ioni accelerati dal Tandem a 15 MV secondo la formula $E = (q+1)V$.

Naturalmente utilizziamo la stessa calibrazione in energia fatta precedentemente in quanto ipotizziamo di utilizzare lo stesso telescopio; sebbene nel dispositivo finale HEBI verrà probabilmente installato un telescopio più opportuno, le considerazioni fatte fin qui riguardo i metodi e le tecniche di calcolo ed acquisizione rimangono parimenti valide.

Riportiamo di seguito le matrici calcolate per i fasci di ioni radioattivi.

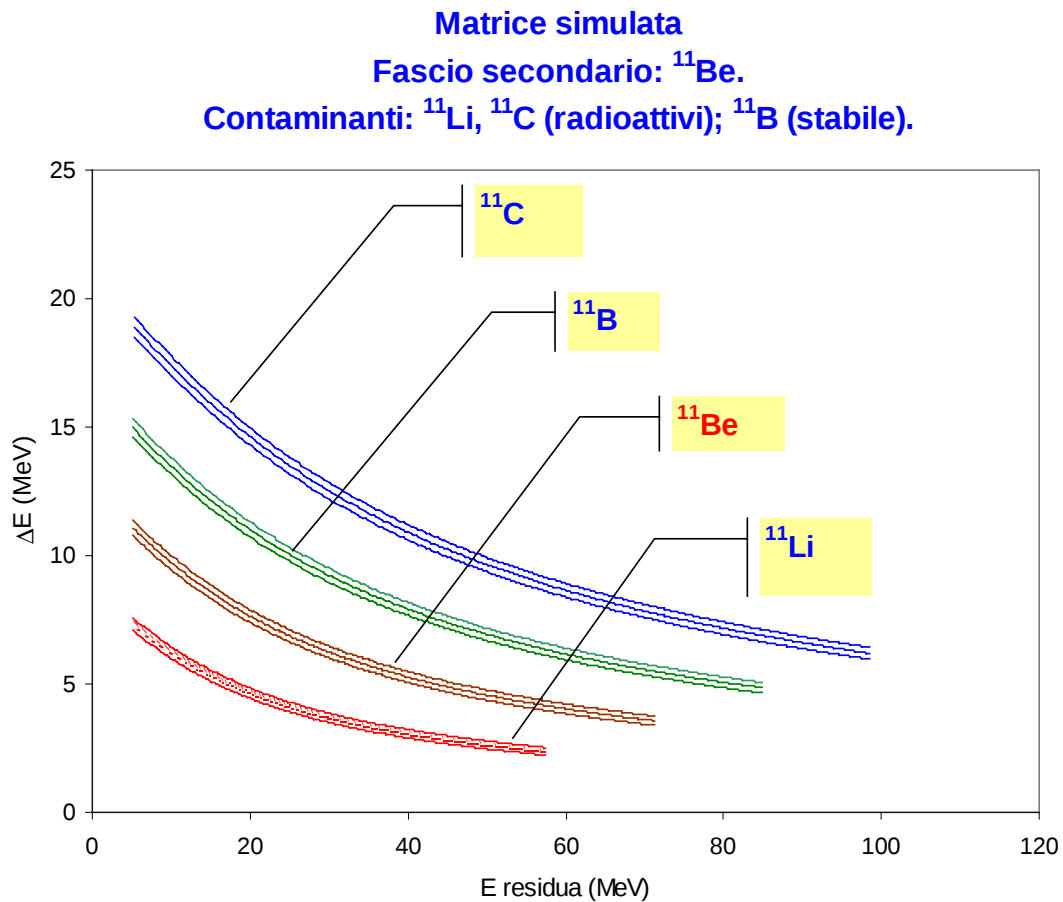


Figura 5-34: Matrice calcolata per ^{11}Be , ^{11}Li e ^{11}C .

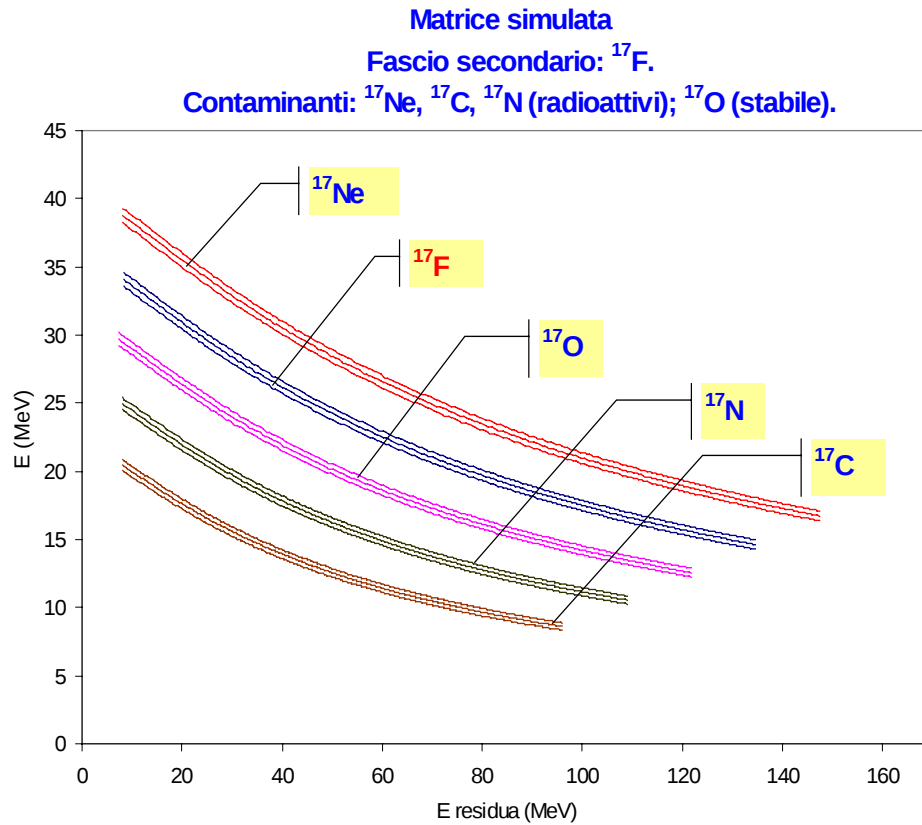


Figura 5-35: Matrice calcolata per ^{17}C , ^{17}N , ^{17}F e ^{17}Ne .

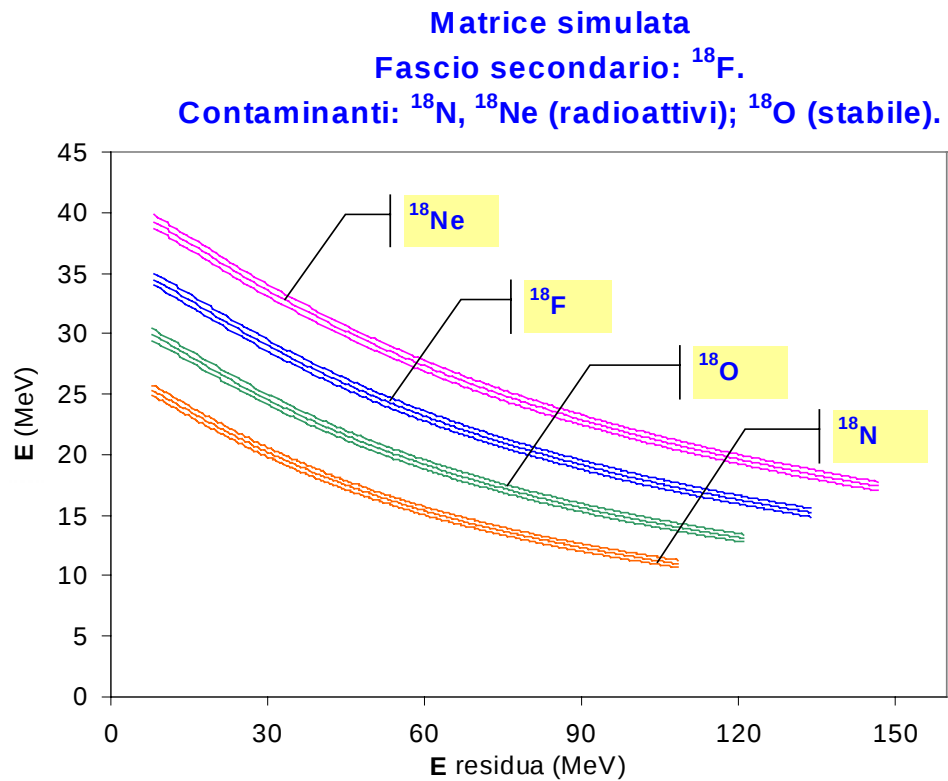


Figura 5-36: Matrice calcolata per ^{18}N , ^{18}F e ^{18}Ne .

5.7 Previsioni per l'identificazione di fasci radioattivi.

Una stima attendibile sulla possibilità di discriminazione delle varie specie nucleari nella matrice $\Delta E-E$ deve passare attraverso il calcolo della probabilità che un evento relativo ad un contaminante “occulti” un corrispondente evento relativo del nucleo esotico di interesse. Questo dipende, naturalmente, dalla capacità di discriminazione del nostro apparato di rivelazione, oltre che dalle abbondanze relative dei radionuclidi.

Quindi, è opportuno chiederci quanto valga la probabilità che un evento contaminante si “depositi” sulla curva del nuclide di interesse tenendo conto della deviazione standard, ricavata dall'analisi dei dati effettuata per la misura col fascio di ossigeno, e della distanza relativa tra le curve delle varie specie nucleari. Per far ciò è indispensabile ricorrere all'uso dell'*Integrale normale degli errori*.

5.7.1 L'integrale Normale degli Errori.

E' noto come nella distribuzione Normale o di Gauss sia possibile calcolare l'area della curva tra due estremi, espressi in unità di deviazione standard.

Data la funzione di Gauss:

$$f_{x,\sigma}(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(x-X)^2}{2\sigma^2}\right] \quad \text{Eq. 5-10}$$

dove σ è evidentemente la deviazione standard, x è il valore della nostra misura e X il suo valore medio (detto anche centroide della gaussiana).

La probabilità che una misura cada all'interno dell'area compresa tra i valori a e b è pari a:

$$P(a \leq x \leq b) = \int_a^b f_{x,\sigma}(x) dx \quad \text{Eq. 5-11}$$

L'equazione riportata sopra è proprio l'integrale normale degli errori che, ponendo $a = X - t\sigma$ e $b = X + t\sigma$, diventa:

$$P(\text{entro } t\sigma) = P(X - t\sigma \leq x \leq X + t\sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-t}^{+t} \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) dz \quad \text{Eq. 5-12}$$

$$\text{avendo posto } z = \frac{x - X}{\sigma}.$$

Adesso possiamo calcolare la probabilità che una misura sia compresa tra $-t$ volte σ e $+t$ volte σ . I valori dell'integrale normale degli errori si trovano tabulati (fino a 5σ) in qualunque testo di statistica, tuttavia i valori di σ presenti nelle gaussiane costruite sulle curve teoriche ΔE - E per i fasci esotici, sono ben maggiori [30]. In fase di *tuning* del fascio si può avere un rapporto tra specie nucleare voluta e contaminanti anche dell'ordine di 1 a 10^7 , quindi si è ritenuto opportuno calcolare con un computer l'integrale normale degli errori fino alla precisione consentita dal software, ossia fino a 8σ . Si può ritenere questa precisione suffi-

ciente, in quanto oltre tale valore la probabilità di presenza di un evento relativo ad un contaminante diventa infinitesima.

In Figura 5-37 riportiamo un esempio esplicativo per il calcolo delle probabilità con l'integrale normale degli errori.

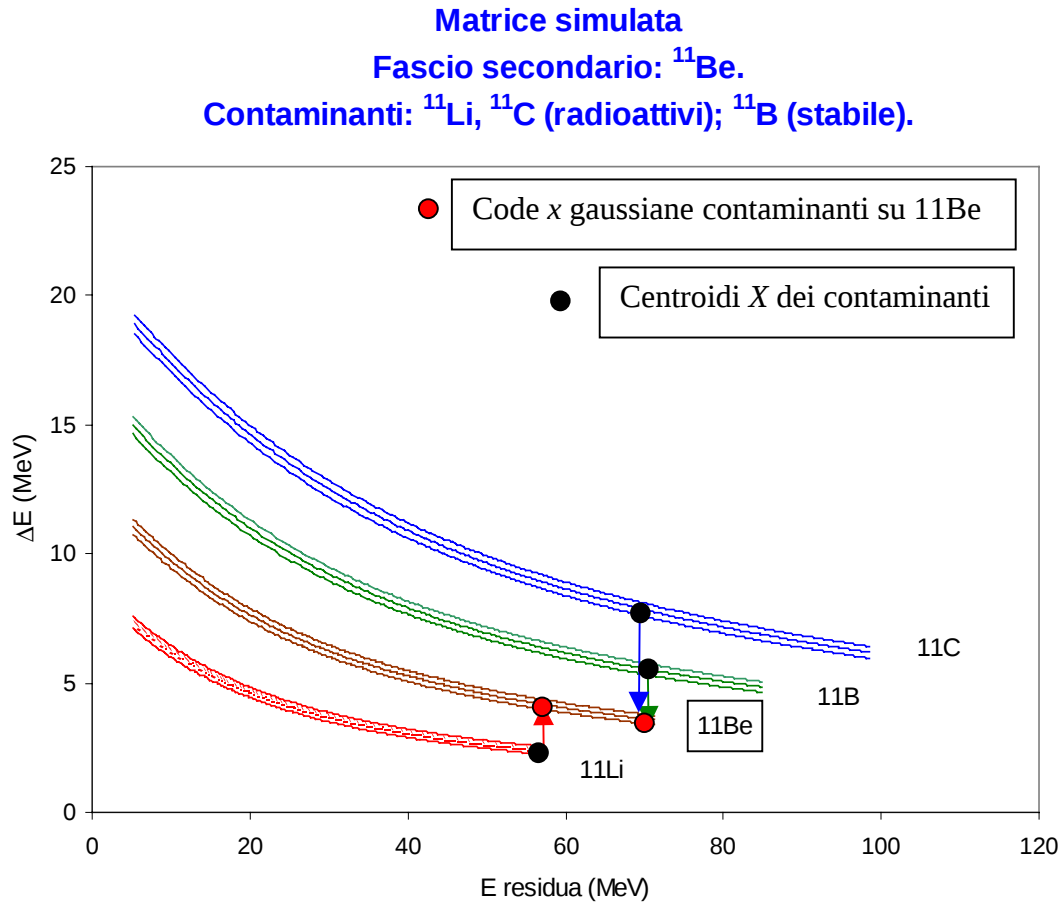


Figura 5-37: Esempio per il calcolo delle probabilità con l'integrale normale degli errori.

Il calcolo dei parametri delle gaussiane viene eseguito nei punti di maggiore avvicinamento delle curve dei contaminanti alla curva del nuclide di interesse. In sostanza, si costruisce la gaussiana relativa al contaminante e si calcola la proba-

bilità della presenza di quel contaminante sulla curva del radioisotopo che dobbiamo rivelare.

Indichiamo con σ la deviazione standard del contaminante, calcolata in funzione dell'energia ΔE . Essa è in corrispondenza all'energia E del nuclide che vogliamo discriminare nel punto di maggiore avvicinamento delle curve. In particolare: X è il centroide della gaussiana costruita sulla curva del contaminante; x è il punto della coda in cui si determina l'ampiezza della gaussiana del contaminante; $x_1 = x - 2\sigma$ e $x_2 = x + 2\sigma$ con σ relativo al nuclide di interesse; t_1 e t_2 sono, rispettivamente, le distanze espresse in unità di σ tra il centroide del contaminante e i punti x_1 e x_2 della gaussiana costruita sul nuclide di interesse. $P(t_1)$ e $P(t_2)$ sono, rispettivamente le probabilità, calcolate con l'integrale normale degli errori, che un evento relativo al quel nuclide si trovi all'interno dell'area compresa fra x_1 e x_2 , mentre $1 - P(t_1)$ e $1 - P(t_2)$ sono le probabilità che un evento relativo a quel nuclide si trovi all'esterno dell'area racchiusa dalla gaussiana.

Le gaussiane dei nuclidi di interesse, costruiti nei punti di massimo avvicinamento con le curve dei loro contaminanti, utilizzano i dati calcolati per le matrici simulate rappresentate in Figura 5-34, Figura 5-35 e Figura 5-36. Le gaussiane relative alle specie di interesse si assumono con una larghezza pari a $\pm 2\sigma$.

Riportiamo nelle tabelle successive i dati relativi al calcolo delle suddette probabilità.

¹¹ Be	σ (MeV)	X (MeV)
	0.177	3.571

Tabella 5-6: Deviazione standard e centroide della gaussiana costruita sulla curva del ¹¹Be nella matrice simulata ΔE -E in Figura 5-34.

¹¹ Li	σ (MeV)	X (MeV)	x (MeV)	x_1 (MeV)	x_2 (MeV)	t_1	t_2
	0.147	2.378	4.153	3.799	4.507	9.6	14.4
	P(t_1)		P(t_2)		1- P(t_1)		1- P(t_2)
	0.999999999999997		0.999999999999997		<2.887x10 ⁻¹⁵		< 2.887x10 ⁻¹⁵

Tabella 5-7: Probabilità che un evento dovuto al ¹¹Li si trovi nella zona della matrice ΔE -E in cui giace il ¹¹Be.

¹¹ C	σ (MeV)	X (MeV)	x (MeV)	x_1 (MeV)	x_2 (MeV)	t_1	t_2
	0.251	7.744	3.571	3.217	3.925	18	15.2
	P(t_1)		P(t_2)		1- P(t_1)		1- P(t_2)
	0.999999999999997		0.999999999999997		<2.887x10 ⁻¹⁵		< 2.887x10 ⁻¹⁵

Tabella 5-8 :Probabilità che un evento dovuto al ¹¹C si trovi nella zona della matrice ΔE -E in cui giace il ¹¹Be.

¹¹ B	σ (MeV)	X (MeV)	x (MeV)	x_1 (MeV)	x_2 (MeV)	t_1	t_2
	0.21479	5.496	3.571	3.217	3.925	10.6	7.3
	P(t_1)		P(t_2)		1- P(t_1)		1- P(t_2)
	0.999999999999997		0.99999999999971		< 2.887x10 ⁻¹⁵		2.90x10 ⁻¹³

Tabella 5-9: Probabilità che un evento dovuto al ¹¹B si trovi nella zona della matrice ΔE -E in cui giace il ¹¹Be.

¹⁷ F	σ (MeV)	X (MeV)
	0.339	14.618

Tabella 5-10: Deviazione standard e centroide della gaussiana costruita sulla curva del ¹⁷F nella matrice simulata ΔE -E in Figura 5-35.

¹⁷ N	σ (MeV)	X (MeV)	x (MeV)	x_1 (MeV)	x_2 (MeV)	t_1	t_2
	0.291	10.558	16.672	16	17.35	18.7	23.4
	P(t_1)		P(t_2)		1- P(t_1)		1- P(t_2)
	0.9999999999999997		0.9999999999999997		<2.887x10 ⁻¹⁵		< 2.887x10 ⁻¹⁵

Tabella 5-11: Probabilità che un evento dovuto al ¹⁷N si trovi nella zona della matrice ΔE -E in cui giace il ¹⁷F.

¹⁷ Ne	σ (MeV)	X (MeV)	x (MeV)	x_1 (MeV)	x_2 (MeV)	t_1	t_2
	0.371	17.67	14.618	13.94	15.29	10	6.4
	P(t_1)		P(t_2)		1- P(t_1)		1- P(t_2)
	0.9999999999999997		0.9999999999843902		<2.887x10 ⁻¹⁵		1.561x10 ⁻¹⁰

Tabella 5-12: Probabilità che un evento dovuto al ¹⁷Ne si trovi nella zona della matrice ΔE -E in cui giace il ¹⁷F.

¹⁷ O	σ (MeV)	X (MeV)	x (MeV)	x_1 (MeV)	x_2 (MeV)	t_1	t_2
	0.315	12.564	15.552	14.874	16.229	7.3	11.6
	P(t_1)		P(t_2)		1- P(t_1)		1- P(t_2)
	0.9999999999999710		0.9999999999843902		2.9x10 ⁻¹³		<2.887x10 ⁻¹⁵

Tabella 5-13: Probabilità che un evento dovuto al ¹⁷O si trovi nella zona della matrice ΔE -E in cui giace il ¹⁷F.

¹⁸ F	σ (MeV)	X (MeV)
	0.345	15.234

Tabella 5-14: Deviazione standard e centroide della gaussiana costruita sulla curva del ¹⁸F nella matrice simulata ΔE -E in Figura 5-36.

¹⁸ N	σ (MeV)	X (MeV)	x (MeV)	x_1 (MeV)	x_2 (MeV)	t_1	t_2
	0.296	11.005	17.304	16.614	17.994	18.9	23.6
	P(t_1)		P(t_2)		1- P(t_1)		1- P(t_2)
	0.999999999999997		0.999999999999997		<2.887x10 ⁻¹⁵		<2.887x10 ⁻¹⁵

Tabella 5-15: Probabilità che un evento dovuto al ¹⁸N si trovi nella zona della matrice ΔE -E in cui giace il ¹⁸F.

¹⁸ Ne	σ (MeV)	X (MeV)	x (MeV)	x_1 (MeV)	x_2 (MeV)	t_1	t_2
	0.378	18.4	15.234	14.544	15.924	10.2	6.5
	P(t_1)		P(t_2)		1- P(t_1)		1- P(t_2)
	0.999999999999997		0.999999999919284		<2.887x10 ⁻¹⁵		8.072x10 ⁻¹¹

Tabella 5-16: Probabilità che un evento dovuto al ¹⁸Ne si trovi nella zona della matrice ΔE -E in cui giace il ¹⁸F.

¹⁸ O	σ (MeV)	X (MeV)	x (MeV)	x_1 (MeV)	x_2 (MeV)	t_1	t_2
	0.321	13.096	16.196	15.506	16.886	7.5	11.8
	P(t_1)		P(t_2)		1- P(t_1)		1- P(t_2)
	0.999999999999936		0.999999999999997		6.439x10 ⁻¹⁴		<2.887x10 ⁻¹⁵

Tabella 5-17: Probabilità che un evento dovuto al ¹⁸O si trovi nella zona della matrice ΔE -E in cui giace il ¹⁸F.

Dai risultati ottenuti e riportati nelle tabelle, si evince che la probabilità che un evento dovuto ai contaminanti si depositi sulla curva del nuclide di interesse è estremamente bassa. Infatti, per le curve dei contaminanti più vicine alla curva del nucleo di interesse non raggiungiamo una probabilità superiore a 10^{-11} . Il che significa che per una intensità del contaminante, per esempio, di 10^8 particelle la probabilità di avere un evento del contaminante sulla curva del nuclide è praticamente nulla. Tuttavia, ciò non è più vero nel caso in cui i nuclei di interesse siano ben più pesanti dell'ossigeno: in tale ipotesi le probabilità di contaminazione crescono di vari ordini di grandezza.

5.7.2 Contaminazione radioattiva del rivelatore.

I radionuclidi, impiantandosi all'interno del rivelatore, possono rappresentare un serio problema a causa dell'energia rilasciata dai loro prodotti di decadimento; tipicamente particelle alfa, beta, raggi gamma, protoni, etc. E' quindi opportuno valutare la quantità d'energia proveniente dalla disintegrazione dei nuclei nel silicio, in modo da stabilire se essa può influire sulla capacità d'identificazione del telescopio.

5.7.3 Perdita d'energia delle particelle beta in silicio.

Affinché si possa valutare il contributo in termini d'energia dovuto alle particelle beta emesse dai radionuclidi che si impiantano nel silicio, è necessario tro-

vare la lunghezza di penetrazione massima dei nuclei esotici all'interno del rivelatore e quindi la perdita d'energia specifica dei beta.

Il *range* di particelle cariche all'interno di un mezzo è definito come il percorso massimo che esse fanno prima di fermarsi, avendo ceduto tutta la loro energia cinetica. Esso dipende sostanzialmente dal tipo di materiale attraversato, dal tipo di particella e dalla sua energia. Sperimentalmente, il *range* può essere determinato facendo attraversare un fascio di particelle di energia desiderata attraverso differenti spessori del materiale in questione e misurando il rapporto tra il numero di particelle trasmesse ed il numero di quelle incidenti. Una tipica curva che rappresenta tale rapporto in funzione dello spessore del materiale attraversato è mostrata in Figura 5-38.

Quando la particella percorre tutto il range, il valore del rapporto suddetto decresce molto rapidamente. Tuttavia il rapporto non raggiunge immediatamente lo zero. Invece la curva decresce entro un certo intervallo di spessori. Ciò è dovuto al fatto che la perdita d'energia non è realmente continua, ma ha un comportamento statistico. Infatti, due particelle identiche con la stessa energia iniziale, in generale, non subiranno lo stesso numero di collisioni e quindi la stessa perdita d'energia. Una misura con un insieme di particelle identiche mostrerà una distribuzione statistica di range centrati intorno ad un valore medio. Questo fenomeno è noto come *range straggling* e la distribuzione, in prima approssimazione, ha una forma gaussiana.

Il valore medio della distribuzione è noto come *range* medio e corrisponde al punto medio della curva discendente della Figura 5-38. Questo è lo spessore entro il quale più o meno la metà delle particelle sono assorbite.

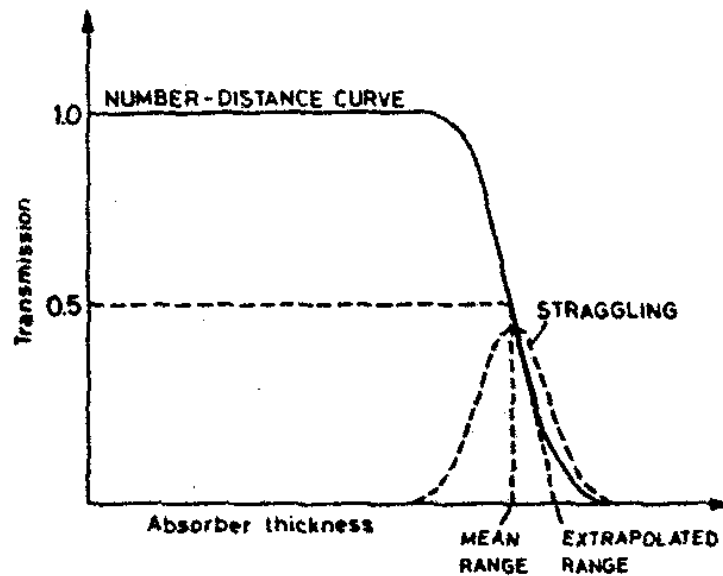


Figura 5-38: Tipica curva che rappresenta il raggio delle particelle in funzione del rapporto particelle trasmesse-particelle incidenti.

In genere si preferisce conoscere lo spessore entro il quale tutte le particelle vengono assorbite, in tal caso si deve considerare il punto in cui la curva scende a zero. Questo punto è generalmente ricavato prendendo la tangente alla curva nel punto medio ed estrapolando al livello zero. Questo valore è noto come *range* pratico o estrapolato [26].

Da un punto di vista teorico è possibile calcolare il *range* medio di una particella di data energia integrando l'equazione di Bethe-Bloch. In tal modo si può calcolare un valore approssimato del percorso attraversato, ma trascurando

l'effetto di diffusioni coulombiane multiple che fanno percorrere alla particella un percorso molto tortuoso. Tuttavia, l'effetto delle diffusioni multiple è generalmente piccolo per particelle cariche pesanti; quindi considerare il percorso delle particelle come rettilineo, rappresenta nei fatti una approssimazione relativamente buona. Per ogni radionuclide abbiamo riportato nella Tabella 5-18: l'energia massima posseduta grazie all'accelerazione del Tandem, la perdita d'energia nel rivelatore ΔE (20 μm) e nello strato di silicio da 1 μm , l'energia residua che viene persa nel rivelatore E e lo spessore attraversato in E .

Nucleo	E_{max} (MeV) nuclidi	Perdita energia in 21 μm (MeV)	Energia residua (MeV)	Spessore percorso (μm)
¹¹ Be	75	3.754	71.246	240
¹¹ Li	60	2.498	57.502	290
¹¹ C	105	6.518	98.482	190
¹⁷ F	150	15.378	134.622	174
¹⁷ N	120	11.105	108.895	133
¹⁷ C	105	9.055	95.945	135
¹⁷ Ne	165	17.585	147.415	114
¹⁸ F	150	16.026	133.974	108
¹⁸ N	120	11.575	108.425	140
¹⁸ Ne	165	18.324	146.676	116

Tabella 5-18: Lunghezze delle traiettorie dei nuclei esotici in silicio.

Dai valori ottenuti del *range* possiamo considerare che gli ioni si fermano a circa metà dello spessore del rivelatore E , cioè 200 μm . In quel punto essi deca-

dono emettendo prevalentemente particelle beta che cederanno parte della loro energia nel silicio. Naturalmente i beta vengono emessi in tutte le direzioni, con conseguente variabilità nella lunghezza delle traiettorie. Tuttavia, semplificando, possiamo considerare che cedano la loro energia in un percorso lungo 200 μm , come se venissero emessi in direzione ortogonale alla superficie del rivelatore.

Nucleo	Energia beta (MeV)	Spessore attraversato (μm)	Energia rilasciata (MeV)
^{11}Be	11.506	~ 200	0.116
^{11}Li	20.610	~ 200	0.14
^{11}C	0.960	~ 200	0.096
^{17}F	1.739	~ 200	0.082
^{17}N	8.680	~ 200	0.116
^{17}C	13.166	~ 200	0.136
^{17}Ne	13.508	~ 200	0.138
^{18}F	0.633	~ 200	0.02
^{18}N	13.899	~ 200	0.139
^{18}Ne	3.424	~ 200	0.08

Tabella 5-19: Energia rilasciata dalle particelle beta in circa 200 μm di silicio.

L'energia rilasciata dai beta in 200 μm di silicio è talmente piccola, rispetto alle energie rilasciate dagli ioni, che è da ritenere del tutto trascurabile. Inoltre, queste energie vengono rilasciate in tempi molto diversi fra loro a causa dei tempi di dimezzamento dei nuclidi, quindi possiamo ritenere che la perdita d'energia dei

beta nel rivelatore crei un fondo incorrelato che influisce in maniera molto modesta sulle prestazioni del rivelatore.

Quindi possiamo concludere che con l'apparato di rivelazione utilizzato, la capacità di discriminazione tra i fasci radioattivi di interesse ed i loro contaminanti, sia stabili che radioattivi, è del tutto adeguata alle specifiche richieste al sistema.

5.7.4 Danneggiamento da radiazioni.

I rivelatori a semiconduttore sono relativamente sensibili al danno da radiazioni. Le particelle incidenti collidono con gli atomi del reticolo causando difetti nella struttura cristallina, giacché spostano gli atomi stessi dalle loro normali posizioni. Questi difetti strutturali danno luogo a “livelli trappola” nella banda proibita, in modo da ridurre il numero di portatori di carica nel semiconduttore. Sembra inoltre che si determinino cambiamenti nella resistività del materiale.

I principali effetti del danno da radiazioni sulle prestazioni del rivelatore sono rappresentati da un aumento della corrente di perdita ed un degradamento della risoluzione in energia. In caso di danni massicci dovuti a radiazioni è stata riportata anche la presenza di picchi doppi negli spettri. Se il danno tuttavia non è grave, un aumento della tensione fornita al rivelatore può compensare le perdite patite dalla risoluzione migliorando l'efficienza di raccolta [26].

5.8 Il primo dispositivo HEBI.

Gli studi ed i test sperimentali relativi al sensore HEBI, hanno dimostrato l'efficacia di tale dispositivo per l'identificazione di fasci radioattivi dopo l'accelerazione da parte del Tandem.

Ecco uno schema del dispositivo:

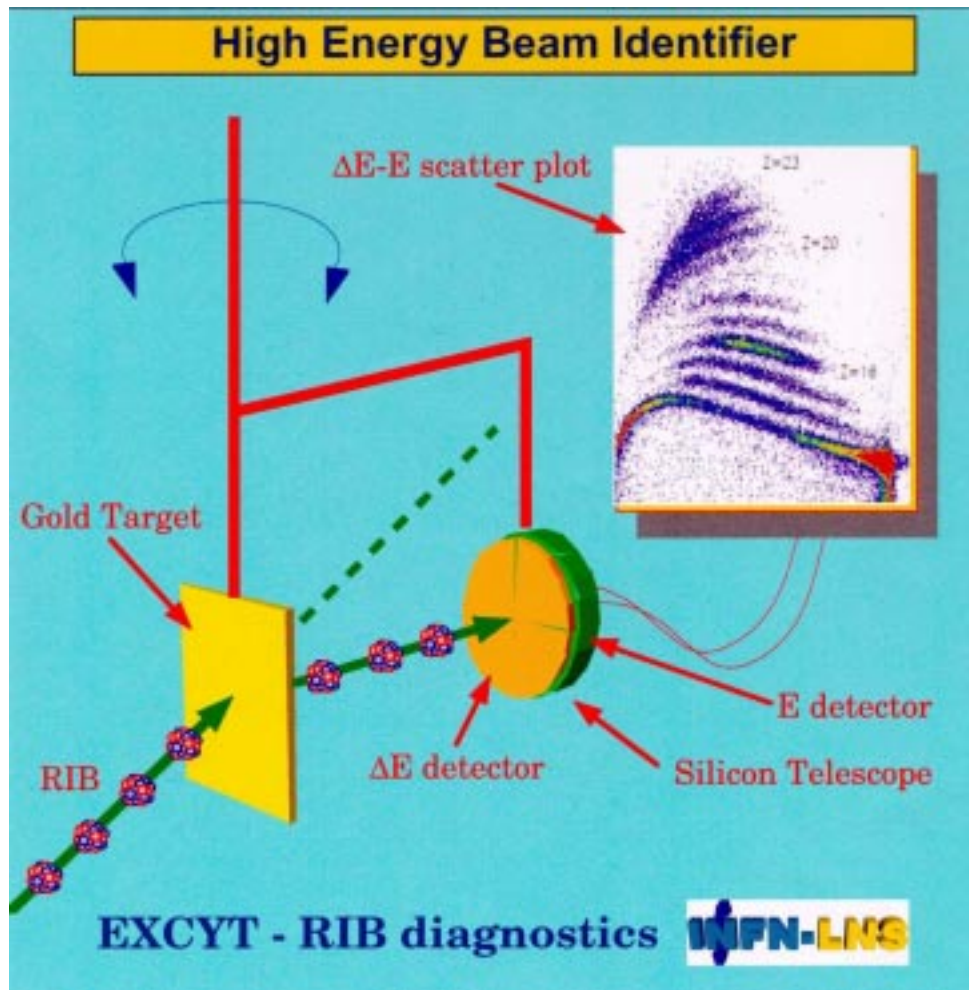


Figura 5-39: Schema di HEBI.

Il layout finale di HEBI si basa su un telescopio al silicio assemblato su una struttura in grado di ruotare attorno ad un portabersagli posto trasversalmente alla linea di fascio, quindi anche in grado di intercettare gli ioni. Il portabersagli ha la capacità di montare un certo numero di bersagli di spessori diversi, in modo che si possa scegliere lo spessore opportuno secondo l'intensità, il tipo e l'energia del fascio in arrivo. In funzione dell'intensità del fascio si seleziona anche un'opportuna posizione angolare. L'angolo viene calcolato a partire dalla formula della diffusione di Rutherford. Se il fascio possedesse una intensità elevata, tipica dei fasci stabili, rischierebbe di danneggiare il rivelatore; quindi, per diminuire il numero di particelle che colpiscono il silicio, è conveniente far sì che avvenga una diffusione elastica degli ioni presenti nel fascio su di un bersaglio di materiale pesante opportuno, per esempio oro.

La calibrazione in energia del rivelatore può essere fatta o mediante l'inserimento, in una sede stabile, di una sorgente alfa del tipo di quella usata nei nostri test, oppure sfruttando la diversa energia massima che i nuclei acquistano a causa del diverso stato di carica assunto attraversando lo *stripper* del Tandem.

La meccanica finale per HEBI è attualmente in fase di progettazione e si prevede di ultimare il primo dispositivo funzionante all'inizio del 2000.

CONCLUSIONI E PROSPETTIVE.

Riteniamo che gli scopi che ci eravamo prefissi all'inizio di questo lavoro di tesi siano stati pienamente raggiunti. E' stata affrontata la problematica della diagnostica di fasci radioattivi in EXCYT in maniera piuttosto ampia e completa, da essa abbiamo preso le mosse per lo sviluppo dei dispositivi LEBI ed HEBI. I calcoli, le simulazioni ed i test sperimentali sui primi prototipi dei due sensori ci hanno aiutato a capire meglio le esigenze della rivelazione di ioni esotici, e soprattutto ci hanno confortato circa l'efficacia degli strumenti e delle tecniche utilizzate.

Il dispositivo LEBI costituisce senz'altro una interessante innovazione nel campo della diagnostica per fasci esotici. Come abbiamo potuto dimostrare, esso è in grado di visualizzare il profilo trasversale del fascio radioattivo, stabilirne la posizione e le dimensioni, mentre le capacità di identificazione sono delegate ad una coppia di rivelatori al germanio (che possono essere posti in coincidenza) ed al fotomoltiplicatore. E' prevista l'installazione di due sensori LEBI: uno dopo il primo stadio del separatore isobarico, l'altro dopo il secondo stadio.

Il sensore HEBI, pur utilizzando tecniche già ampiamente collaudate nella fisica nucleare, rappresenta una nuova risposta al problema dell'identificazione di fasci radioattivi ad alta energia. Tale dispositivo è relativamente semplice da realizzare e gestire.

Dal punto di vista della collocazione dei dispositivi di diagnostica in seno alla *facility* EXCYT, riteniamo opportuno installare un sensore HEBI subito dopo

il Tandem ed un altro, eventualmente, dopo il magnete di analisi a 90° , che trasporta il fascio nelle varie sale sperimentali. Grazie all'HEBI collocato prima del magnete di analisi, è possibile apprezzare per ogni specie accelerata i diversi stati di carica prodotti dallo *stripper* del Tandem. In particolare, si può utilizzare questa caratteristica per stimare le intensità di ciascuna specie accelerata in relazione ai suoi stati di carica, prima che essa venga selezionata dal magnete di analisi in funzione dello stato di carica prescelto. La presenza nella curva acquisita col telescopio, di vari picchi di diffusione elastica appartenenti allo stesso nucleo, permette dunque la calibrazione assoluta del dispositivo.

L'insieme dei dispositivi LEBI, HEBI, separatore di massa isobarico e Tandem costituisce uno strumento completo per tutte le esigenze di selezione, rivelazione, identificazione e discriminazione di fasci esotici per la *facility* EXCYT.

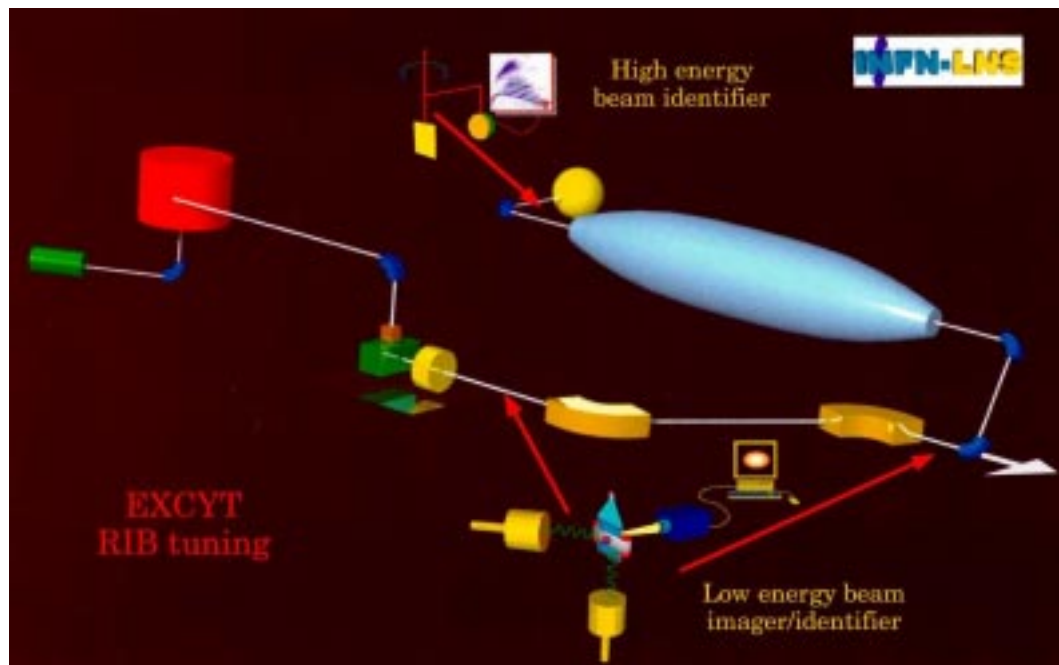


Figura 0-1: Schema complessivo della *facility* EXCYT. Si noti la posizione riservata ai dispositivi LEBI e HEBI.

Bibliografia

- [1] A. C. Mueller, B. M. Sherrill, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 1993. 43:529-583.
- [2] G. Ciavola, “Fasci di ioni radioattivi ai Laboratori Nazionali del Sud dell’INFN: Il Progetto EXCYT”. *Il Saggiatore* 1999.
- [3] C. Baktash et al., “Scientific Opportunities with an Advanced ISOL Facility”, 1997.
- [4] G. Ciavola et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 382 (1996) 186-191.
- [5] G. Ciavola et al., *Nucl. Instr. and Meth. B* 126 (1997) 258-261.
- [6] G. Ciavola et al., *Nuclear Physics A* 616 (1997).
- [7] G. Ciavola et al., “New design issues of the EXCYT project”, *Proc. of the 5th Eur. Part. Acc. Conf., Sitges* (1996), Institute of Physics, 864-866.
- [8] D. Vinciguerra et al., “The status of the EXCYT project at LNS”, *Proc. Int. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses, Arles* (Giugno 1995).
- [9] G. Di Bartolo et al., “Status del progetto EXCYT” *LXXXI Congresso Nazionale SIF, Perugia*, (1995) 21.
- [10] D. Vinciguerra et al., “The EXCYT project at LNS, Catania”, *Proc. of the Workshop on Experimental Perspectives with Radioactive Nuclear Beams, LNL, Legnaro*, (1994), 55-60.
- [11] P. Finocchiaro et al., “Particle Detectors for Low Intensity Ion Beam Diagnostics”, *Invited talk at the 15th International Conference on the Application*

of Accelerators in Research and Industry, 4-7 November 1998, Denton, Texas, USA.

[12] P.Finocchiaro et al., “Low intensity ion-beam diagnostics with particle detectors”, Invited talk at the DIPAC97, 12-14 October 1997, Frascati (Rome), Italy, pag.53.

[13] G.Cuttone et al., “Radioactive Ion Beam Diagnostic for the EXCYT project at LNS”, proceedings of the 7th International Conference on Heavy Ion Accelerator Technology, 18-22 September 1995, Canberra, Australia.

[14] P.Finocchiaro et al., “Scintillating detectors for low intensity ion beam monitoring”, proceedings of the IEEE Nuclear Science Symposium 1997, 9-15 November 1997 Albuquerque (NM), USA.

[15] A.Rovelli et al., “Beam diagnostic at LNS”, proceedings of the DIPAC97, 12-14 October 1997, Frascati (Rome), Italy, pag.171

[16] P.Finocchiaro et al., Nuclear Instruments & Methods A385 (1997) 31 FIBBS

[17] P.Finocchiaro et al., Nuclear Instruments & Methods A419 (1998) 83 GFIBBS

[18] Shirley, Baglin, Chu e Zipkin, “Table of Nuclides” ottava edizione, Firestone.

[19] R. D. Evans, “The atomic nucleus”, Krieger publishing company, inc. 1955.

[20] National Nuclear Data Center (NNDC), Brookhaven National Laboratory.
(www.nndc.bnl.gov).

- [21] Comunicazione privata dal gruppo complesso bersaglio-sorgente per EXCYT.
- [22] Comunicazione privata dal gruppo diagnostica per EXCYT.
- [23] C. Agodi et al., Z. Physics A, 340, 341-342 (1991).
- [24] E. Segrè, “Nuclei e particelle”, Zanichelli.
- [25] “Il metodo Monte Carlo”, appunti dalle lezioni di “fisica dei neutroni”.
- [26] W. R. Leo, “Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments”, Springer-Verlag, 1987.
- [27] G. F. Knoll, “Radiation detection and measurements”, 1979.
- [28] Comunicazione privata dal gruppo ottica di EXCYT.
- [29] Cardella et al., NIM A 378 (1996) 262-266.
- [30] J. R. Taylor, “Introduzione all’analisi degli errori”, Zanichelli.

Ringraziamenti.

Porgo il mio doveroso ringraziamento al Prof. Domenico Vinciguerra, Direttore dei Laboratori Nazionali del Sud, per avermi concesso l'opportunità di svolgere la mia tesi di laurea presso i suddetti laboratori e per aver gentilmente accettato di essere il relatore della tesi stessa.

Un sentito e sincero ringraziamento va al Dr. Paolo Finocchiaro. Gli sarò sempre riconoscente per essere stato la mia stimatissima guida, tanto eccezionale quanto insostituibile, nei meandri affascinanti della fisica sperimentale. La sua intelligente ironia ha reso la mia permanenza ai LNS estremamente gradevole, oltre che interessante e formativa. Mi reputo onorato e fortunato di aver ottenuto la sua fiducia sia come tesista che come, spero, amico.

Debbo molto al mio amico Dr. Gianluigi Cosentino. Senza il suo continuo aiuto ed incoraggiamento questa tesi non sarebbe stata possibile. Egli merita, senza dubbio alcuno, la mia incondizionata stima per la grande competenza e professionalità mostrata.

Desidero inoltre ringraziare il Dr. Paolo Romano per avermi concesso la sua amicizia, ed avermi assistito nell'uso dei rivelatori al germanio; il Prof. G. Bellia per l'amichevole e preziosa consulenza spesso prestata; il Dr. Dmitry Vassiliev per l'aiuto nell'uso di ROOT e per le interessanti conversazioni.

Ringrazio i Sigg. C. Marchetta ed E. Costa, del laboratorio bersagli dei LNS, per la gentile e preziosa collaborazione prestata durante molte delle attività sperimentali; il Sig. S. Russo per il fattivo aiuto nell'uso delle sorgenti; i dottori

Cardella e Tudisco per aver fornito i rivelatori al silicio e la relativa consulenza; il Dr. Cuttone per aver messo a disposizione la sorgente beta; il Dr. M. Winkler per i calcoli sulla posizione dei fasci.

Un ringraziamento particolare ai miei amici: Dr. M. Cavallaro e Dr. G. Riera per l'apprezzato sostegno finale.

Infine, un commosso e caloroso ringraziamento lo rivolgo ai molti amici e colleghi d'università che, in tutti questi anni, hanno voluto condividere con me le gioie e le fatiche inevitabilmente insite nello studio di una disciplina tanto bella quanto dura come la fisica.

Grazie a tutti.