



# UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Studio sperimentale di una reazione nucleare con Active  
Target TPC

Relatore

Prof. Gianmaria Collazuol

Laureando

Luca Scomparin

Correlatore

Dr. Tommaso Marchi

Dr. Ivano Lombardo

Anno Accademico 2018/2019

---

# Studio sperimentale di una reazione nucleare con Active Target TPC

Luca Scomparin

## Sommario

L'utilizzo di un bersaglio che funge anche da rivelatore (active target) fornisce vantaggi in termini di luminosità e risoluzione energetica per lo studio di reazioni nucleari a bassa energia. Questo approccio risulta fondamentale per sfruttare fasci di bassa intensità ( $10^2 - 10^3$  particelle per secondo) come quelli esotici che saranno prodotti a SPES presso i Laboratori Nazionali di Legnaro. Questo lavoro di tesi riguarda la caratterizzazione di un rivelatore a bersaglio attivo (Dimostratore di ACTAR) utilizzando i dati raccolti durante la campagna sperimentale svoltasi presso i Laboratori Nazionali del Sud (INFN) tra Dicembre 2018 e Febbraio 2019. Verranno descritti la preparazione dei dati, il processamento dei segnali e gli algoritmi di analisi delle reazioni indotte da un fascio di  $^{11}\text{B}$  a 32 MeV su isobutano, utilizzando la trasformata di Hough per la ricostruzione degli eventi fisici.

## Abstract

The combined use of a target acting, at the same time, as a detector (active target) allows improvements of both luminosity and energy resolution for studying low energy nuclear reactions. This approach turns out to be fundamental for taking advantage of low intensity beams ( $10^2 - 10^3$  particles per second) like the ones that will be produced by SPES at Laboratori Nazionali di Legnaro. This thesis concerns the characterization of an active target (ACTAR demonstrator) using the data collected during the experimental campaign at Laboratori Nazionali del Sud between December 2018 and February 2019. A description of the data preparation, signal processing and analysis algorithms will be provided. In particular, the reactions induced by an  $^{11}\text{B}$  beam at 32 MeV on isobutane will be analyzed, using Hough transform for the reconstruction of the physical events.

# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
1.1	La carta dei nuclidi . . . . .	1
1.2	Valle di stabilità e specie esotiche . . . . .	1
1.3	Fisica del nucleo con le specie esotiche . . . . .	3
1.4	Reazioni con i collider ed a bersaglio fisso . . . . .	4
1.5	Problematiche legate allo spessore del bersaglio . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Rivelatori a tracciamento</b>	<b>7</b>
2.1	Comportamento degli elettroni nei gas . . . . .	7
2.1.1	Amplificatori a gas e MICROMEGAS . . . . .	8
2.2	Camere a proiezione temporale . . . . .	10
2.3	Bersagli attivi . . . . .	10
2.4	Dimostratore di ACTAR . . . . .	11
2.4.1	Elettronica GET . . . . .	12
2.4.2	OSCAR . . . . .	14
2.5	ACTAR test@LNS . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Analisi dati</b>	<b>17</b>
3.1	Preparazione dei dati . . . . .	17
3.1.1	Sottrazione dei canali di rumore . . . . .	18
3.1.2	Algoritmi per il processamento dei dati provenienti dal pad-plane . . . . .	19
3.1.3	Algoritmi per OSCAR . . . . .	22
3.2	Calibrazioni . . . . .	22
3.2.1	Allineamento del pad-plane . . . . .	23
3.2.2	Ricostruzione della terza dimensione . . . . .	23
3.2.3	Calibrazione di OSCAR . . . . .	24
3.2.4	Risultato della preparazione del segnale . . . . .	24
3.3	Tracking . . . . .	25
3.3.1	Convenzioni . . . . .	25
3.3.2	Distance clusterizer . . . . .	25
3.3.3	Trasformata di Hough . . . . .	26
3.3.4	Clusterizzazione mediante trasformata di Hough in $\mathbb{R}^2$ . . . . .	27
3.3.5	Clusterizzazione mediante trasformata di Hough in $\mathbb{R}^3$ . . . . .	28
3.3.6	Fit delle tracce . . . . .	29
3.4	Identificazione dei protovertici . . . . .	29
3.5	Identificazione delle particelle . . . . .	30
<b>4</b>	<b>Risultati</b>	<b>33</b>
4.1	Correlazioni angolo vs $\Delta E/\Delta x$ . . . . .	33
4.2	Diagramma cinematico . . . . .	35
<b>5</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>39</b>



# Capitolo 1

## Introduzione

### 1.1 La carta dei nuclidi

Il nucleo atomico è composto da protoni e neutroni, comunemente detti nucleoni. Il numero di protoni, indicato con  $Z$ , caratterizza le proprietà chimiche dell'atomo contenente il nucleo. Il numero di neutroni è indicato con  $N$ , mentre la somma  $A = Z + N$  è detta numero di massa in quanto in prima approssimazione proporzionale alla massa del nucleo.

I nucleoni sono legati dalla forza nucleare, caratterizzata da un corto raggio di interazione, che diventa repulsiva a distanze minori di circa 0.5 fm. Oltre ad essa, dato che i protoni sono carichi, è presente la forza di repulsione coulombiana. L'equilibrio fra le due permette l'esistenza di stati legati a due o più nucleoni [1].

Nell'ambito della fisica nucleare uno strumento per classificare tutti i nuclidi è la carta di Segrè. Essa è costruita a partire da un diagramma cartesiano ove l'asse delle ascisse rappresenta  $N$  e quello delle ordinate  $Z$ . Un esempio è riportato nella figura 1.1 nella pagina seguente. Ad oggi sono stati prodotti nuclei fino a  $Z = 118$  e  $N = 176$ . Come si può notare i nuclidi tendono a posizionarsi al di sotto della retta  $Z = N$ . Ciò è dovuto al fatto che è necessaria l'aggiunta di neutroni per contrastare la repulsione coulombiana tra i protoni [1].

### 1.2 Valle di stabilità e specie esotiche

Osservando la figura 1.1, si può notare che i nuclei stabili rappresentano una minima parte (solo 252) di quelli noti (circa 3600) e vanno a comporre la cosiddetta valle di stabilità. I restanti sono instabili e decadono fino a quando non vengono trasformati in un nucleo stabile. Le principali modalità di decadimento sono le seguenti:

- il **decadimento  $\alpha$** , che consiste nell'emissione di un nucleo di  ${}^4\text{He}$ , riducendo il numero di massa di 4 e il numero atomico di 2;
- il **decadimento  $\beta$** , che consiste nell'emissione di un elettrone (decadimento  $\beta^-$ ) o di un positrone (decadimento  $\beta^+$ ) congiuntamente ad un antineutrino o ad un neutrino elettronico. Il numero di massa rimane invariato mentre la carica del nucleo aumenta o diminuisce rispettivamente di un'unità;
- la **fissione spontanea**, che consiste nella scissione di un nucleo pesante in due frammenti più leggeri accompagnato dall'eventuale emissione di uno o più neutroni e fotoni in coincidenza;

Oltre ai nuclei conosciuti, mediante l'utilizzo di modelli, è possibile predire l'esistenza di un numero ancora maggiore (circa 6000) [3]. Nella figura 1.1 le specie nucleari predette ma non ancora osservate sono indicate in bianco.

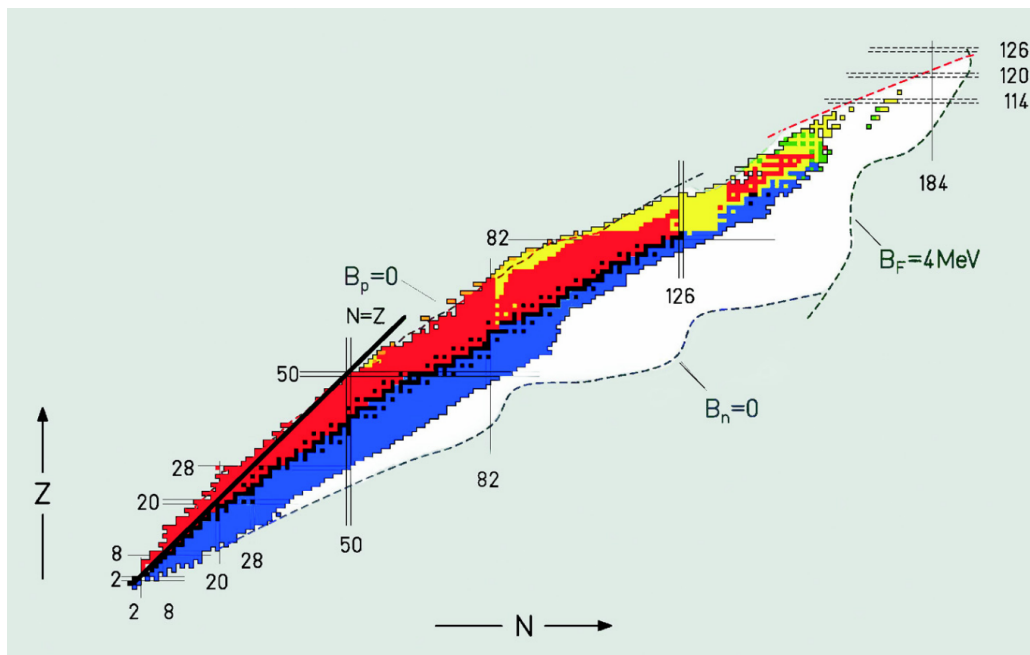


Figura 1.1: Esempio di carta di Segrè. I colori indicano la tipologia di decadimento che il nucleo subisce: in nero indica che è stabile, blu decade  $\beta^-$ , rosso decade  $\beta^+$ , giallo decade  $\alpha$  e verde decade per fissione spontanea. In bianco vengono indicati i nuclei di cui è supposta l'esistenza. Tratta da [2]

In maniera del tutto analoga a quanto accade per gli orbitali atomici, anche all'interno del nucleo è identificabile una struttura a livelli. A differenza dell'atomo, però, il potenziale non proviene da una agente esterno, ma ogni nucleone risente della forza esercitata dagli altri. Questa situazione può essere modellizzata con un potenziale efficace, inteso come media dei potenziali esercitati dagli altri nucleoni [4].

Ognuno dei decadimenti appena esposti può lasciare il nucleo in uno stato eccitato, che poi decade ad uno stato a più bassa energia, attraverso l'emissione di un fotone, in un processo denominato **emissione  $\gamma$** . È anche possibile osservare più transizioni in sequenza fino a raggiungere lo stato fondamentale, emettendo più fotoni [1].

Per studiare le transizioni nucleari, oltre che a indagare i decadimenti radioattivi dei nuclei presenti in natura, si utilizzano le reazioni nucleari. In questi esperimenti si fa collidere un proiettile (nuclei o nucleoni accelerati), su un bersaglio, solitamente solido, ma che può essere anche liquido o gassoso. Nella collisione possono essere scambiate delle particelle, producendo specie diverse da quelle di partenza e/o eccitando i nuclei coinvolti nella reazione. Le reazioni nucleari a bassa energia possono essere classificate in base al meccanismo che le governa: la diffusione Rutherford, cioè l'urto elastico fra una carica e un potenziale coulombiano, gli urti elastici e inelastici (a seconda che venga o meno popolato uno stato eccitato nei nuclei interagenti) e il trasferimento, ovvero quando uno o più nucleoni vengono scambiati tra proiettile e bersaglio. Un'ulteriore suddivisione è quella fra reazioni dirette, in cui interagiscono solo pochi nucleoni e i restanti sono spettatori, e quelle in cui si forma un nucleo composto, risultato di un processo completamente inelastico in cui i due nuclei collidenti vengono a fondersi per formare un sistema metastabile molto eccitato. Nel caso in cui questi processi coinvolgano ioni pesanti, spesso essi sono indicati col nome di fusione. Sono possibili anche situazioni intermedie che portano alla fusione parziale e/o emissione di particelle leggere. [1] Il meccanismo di fusione può essere sfruttato per produrre nuclei eccitati sia stabili che instabili, tuttavia utilizzando fasci e bersagli stabili, non sarà possibile allontanarsi molto dalla valle di stabilità.

Per allontanarsi dalla valle di stabilità esplorando le zone più remote della carta di Segrè, uno dei metodi utilizzati è di sfruttare reazioni nucleari indotte da proiettili instabili aventi un grande eccesso di neutroni o protoni rispetto ai corrispettivi isotopi stabili, detti **specie esotiche**, precedentemente generati utilizzando una reazione nucleare primaria.

Diversi laboratori che permettono di accelerare questo tipo di nuclei sono già operativi in varie parti del mondo (ISOLDE [5] al CERN, NSCL-MSU [6] alla Michigan State University negli USA, GANIL [7] in Francia, GSI [8] in Germania e RIKEN [9] in Giappone). Macchine di nuova generazione sono in costruzione, come SPES [10] ai Laboratori Nazionali di Legnaro. Questo lavoro di tesi si colloca nell'ambito dello sviluppo di rivelatori di nuova generazione da utilizzare in laboratori ove si producano fasci di ioni radioattivi, SPES in particolare.

### 1.3 Fisica del nucleo con le specie esotiche

Un argomento fondamentale legato all'utilizzo di fasci esotici riguarda lo studio dei limiti di esistenza delle specie nucleari. Attraverso modelli semiempirici, come il modello a goccia liquida, è possibile predire l'energia di legame dei nuclei. Tali modelli indicano se una specie ricca di neutroni o protoni potrà o meno formare stati legati. La carta di Segrè, infatti, è limitata dalle drip-lines, le regioni limite di esistenza di uno stato legato. Molte specie in prossimità di queste zone possono esistere solo sotto forma di stati metastabili con vite medie molto brevi (e.g. dell'ordine di  $10^{-22}$  s per il  $^{16}\text{Be}$ ). Mentre le drip-lines nel lato ricco di protoni sono note sperimentalmente fino al Piombo, il lato ricco di neutroni è stato raggiunto solo fino al Neon [11].

Gli studi compiuti fino ad oggi utilizzando fasci di specie esotiche hanno mostrato che modelli nucleari ben verificati in prossimità della valle di stabilità perdono di validità quando si osservano nuclei molto sbilanciati nel rapporto  $N/Z$  (molto ricchi o deficitari di neutroni).

Tra i diversi fenomeni osservati vi è la comparsa di nuclei con alone in cui la formula dei raggi nucleari

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (1.1)$$

perde di validità in quanto il valore calcolato si discosta molto dal raggio effettivo a causa della presenza di un alone neutronico. Esempi tipici sono  $^6\text{He}$  e  $^{11}\text{Li}$  [12]. Lo studio della dipendenza della forza nucleare dal rapporto fra il numero di protoni e neutroni è dunque uno degli argomenti di importanza fondamentale che diventa accessibile sperimentalmente mediante reazioni con fasci radioattivi.

Oltre all'interesse legato all'esistenza nucleare di stati legati, esiste anche un notevole interesse a livello di struttura nucleare e legato alla dinamica delle reazioni. A livello di struttura è attuale l'indagine dell'evoluzione delle shell nucleari e dei numeri magici lontano dalla valle di stabilità [13] [14]. In corrispondenza di particolari numeri di protoni e/o neutroni (2, 8, 20, 28, 50, 82, e 126), il nucleo è dotato di maggiore stabilità per via di un riarrangiamento naturale delle shell principalmente legato all'accoppiamento spin-orbita del potenziale nucleare. Lo studio di specie esotiche ha evidenziato la comparsa e la scomparsa di alcuni numeri con l'allontanamento dalla valle di stabilità [15].

Un altro argomento di grande interesse riguarda la misura di sezioni d'urto e distribuzioni angolari in reazioni dirette. In analogia con quanto fatto con fasci stabili (e.g. studi della reazione  $^{19}\text{F}(p, \alpha)$  [16]) la misura di sezioni d'urto fornisce informazioni necessarie allo sviluppo di modelli astrofisici per il calcolo del tasso di formazione di nuclei pesanti nelle reazioni di nucleosintesi e per lo studio quantitativo dei cicli di bruciamento stellari quali il ciclo CNO. Su questo argomento sono già stati svolti studi utilizzando proiettili instabili, come nel caso della cattura protonica da parte di un fascio di  $^{13}\text{N}$  [17].

Lo studio di reazioni di nucleo composto, sia di scattering elastico che di trasferimento utilizzando fasci esotici risulta quindi molto interessante. I processi di diffusione elastica risonante permettono di popolare delle risonanze nel nucleo composto da proiettile e bersaglio che possono essere caratterizzate in ampiezza ed energia. Misurando a quale energia si ha un aumento della probabilità di reazione è possibile infatti determinare l'energia dello stato popolato [18]. Inoltre l'analisi delle distribuzioni angolari in termini di polinomi di Legendre permette di determinare, in molti casi, lo spin e la parità dello stato risonante popolato.

Le reazioni di trasferimento permettono di popolare in modo selettivo quegli stati che vengono denominati "di particella singola". Questi stati sono descrivibili come un nucleo centrale inerte, detto *core*,

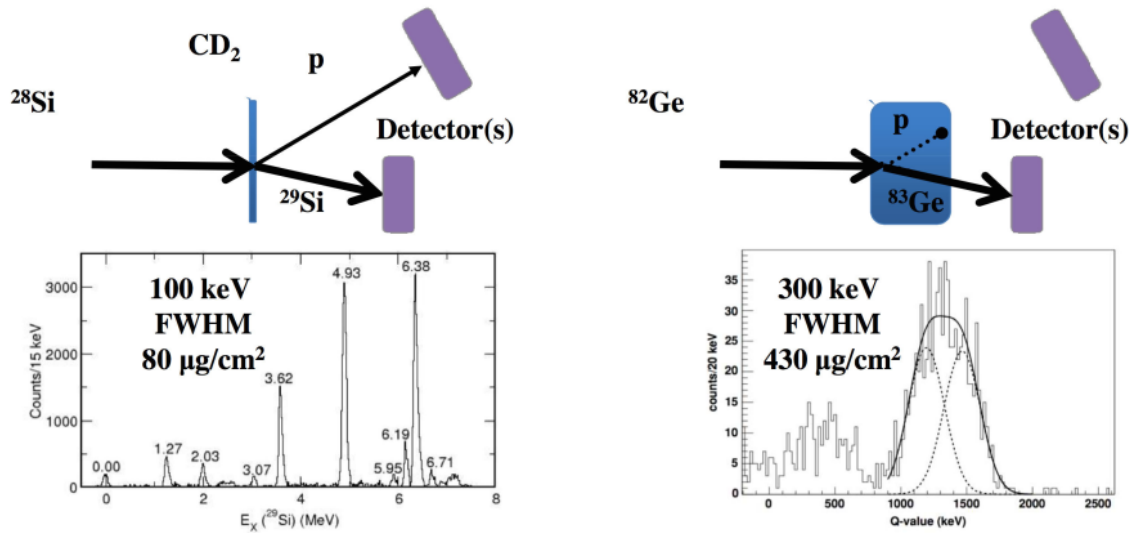


Figura 1.2: La differenza di risoluzione energetica fra un esperimento con bersaglio sottile (a sinistra) e spesso (a destra). Tratto da [18].

attorno al quale orbita il nucleone trasferito. In questa tipologia di fenomeni è possibile un confronto diretto fra lo stato osservato e quelli predetti dai modelli teorici determinandone le caratteristiche spettroscopiche.

Misurando l'energia delle particelle prodotte e il loro angolo di emissione è possibile rivelare la popolazione di uno stato eccitato mediante semplici relazioni cinematiche, lavorando in maniera complementare a quanto fatto utilizzando tecniche di spettrometria  $\gamma$ . In tal modo è possibile ottenere informazioni sulla struttura nucleare. Una reazione di particolare interesse per le reazioni di trasferimento è la  $(d, p)$ , che permette la popolazione di stati dell'isotopo del proiettile arricchito di un neutrone. Un esempio di questa tecnica sperimentale per lo studio dello  $^{133}\text{Sn}$  prodotto a partire dallo  $^{132}\text{Sn}$  è riportato in [14].

L'estensione di questo tipo di studi alle zone più ricche di neutroni della stessa catena isotopica è uno degli obiettivi scientifici perseguibili utilizzando un active target a SPES [19].

## 1.4 Reazioni con i collider ed a bersaglio fisso

Quando si vogliono fare collidere due particelle si può procedere in due modi. Il primo approccio consiste nel costruire un acceleratore in cui due fasci vengono fatti collidere frontalmente. Questo metodo viene solitamente utilizzato negli esperimenti di fisica delle alte energie. Siccome il sistema di riferimento del centro di massa coincide con quello del laboratorio, in questo modo è possibile massimizzare l'energia disponibile alla reazione. Il secondo approccio consiste nel far collidere il fascio accelerato su un materiale fisso nello spazio, detto bersaglio. Questo metodo è molto utilizzato negli esperimenti di fisica nucleare ed ha il vantaggio di poter avere ratei di reazione molto elevati, in quanto la densità dei centri diffusori in un bersaglio fisso è svariati ordini di grandezza maggiore dell'approccio precedente. Di seguito si considererà quest'ultimo caso.

## 1.5 Problematiche legate allo spessore del bersaglio

Quando si misurano reazioni a basse energie utilizzando un bersaglio spesso risulta fondamentale conoscerne il corretto spessore. Questa scelta è solitamente frutto di un compromesso.



In un bersaglio spesso il fascio incidente tenderà ad urtare di più grazie al maggior numero di centri diffusori, ma sarà soggetto ad una progressiva perdita di energia all'aumentare dello spessore attraversato. Questo fa sì che l'energia nel centro di massa della reazione non sia unica, ma diminuisca con continuità al variare dello spessore del bersaglio. Se vi è emissione di altri nuclei, questi subiranno a loro volta una perdita di energia dipendente non solo dalla posizione in cui è avvenuta la reazione, ma anche dall'angolo di emissione. La combinazione di questi effetti produce pertanto un peggioramento, talvolta anche considerevole, della risoluzione energetica e angolare dei frammenti emessi.

Se invece il bersaglio è sottile, la risoluzione è migliore. D'altro canto, a parità del numero di particelle incidenti, data la minore quantità di centri diffusori, si avrà un minore rateo di reazione.

L'effetto appena descritto è visibile nella figura 1.2. Nella parte a sinistra è mostrato un esperimento con un bersaglio sottile. Analizzando lo spettro si possono vedere una serie di picchi che corrispondono al popolamento di vari stati eccitati. Uno spettro analogo, ottenuto però con un bersaglio spesso, si può vedere nella metà di destra. Si può notare che nel secondo caso l'informazione spettroscopica non può essere risolta.

L'uso di un bersaglio sottile può risultare problematico per i fasci radioattivi, che per alcune specie di interesse possono avere intensità di svariati ordini di grandezza inferiori rispetto ad un fascio stabile, rendendo molto difficile una misura. [20] Inoltre per molte reazioni di interesse quali le reazioni di trasferimento o scattering elastico su idrogeno o deuterio risulta molto più semplice l'utilizzo di un bersaglio gassoso. Questo, però, impone limiti sperimentali legati all'interfaccia fra il vuoto della linea di fascio e il bersaglio stesso.

In alternativa, per ottenere un bersaglio spesso di idrogeno o deuterio ci sono vari possibili approcci. Si può utilizzare un materiale plastico (quindi ricco di idrogeno) che, se necessario, contenga il deuterio in sostituzione all'idrogeno normale, come il  $CD_2$ , ma in tal modo si avrà una contaminazione dovuta alle reazioni sul carbonio. Un'alternativa consiste nell'avere un bersaglio criogenico [21], all'interno del quale l'idrogeno o il deuterio sono raffreddati a temperature molto basse in modo tale da essere solido o liquido. Nel prossimo capitolo si mostrerà come questa problematica possa essere affrontata con numerosi vantaggi utilizzando un rivelatore a bersaglio attivo gassoso.



# Capitolo 2

## Rivelatori a tracciamento

### 2.1 Comportamento degli elettroni nei gas

Quando una particella carica energetica, prodotta in una reazione nucleare attraversa un materiale, avviene un processo detto ionizzazione primaria, in cui uno o più elettroni degli atomi del materiale vengono rimossi (solitamente uno), producendo una coppia elettrone-ione [22]. L'energia necessaria per la produzione di tale coppia dipende dal materiale assorbitore, ed è circa 11 eV per l'isobutano (gas), e di 3.6 eV per il silicio (solido). Per particelle più pesanti dell'elettrone la formula di Bethe-Bloch [22] parametrizza la perdita di energia. Essa risulta proporzionale alla densità di elettroni nel materiale e allo stato di carica dello ione  $e$ , nel caso non relativistico, la dipendenza dalla sua velocità  $v$  va come  $v^{-2}$ . Un esempio di curva di Bethe-Bloch per uno ione pesante ( $^{197}\text{Au}$ ) incidente su un gas di isobutano è mostrato nella figura 2.1). I rivelatori a gas sfruttano questo fenomeno e il fatto che l'applicazione di un campo elettrico induce una deriva delle cariche prodotte. In questo modo è possibile raccogliere le cariche su un elettrodo producendo un segnale in carica che può essere letto da una catena elettronica.

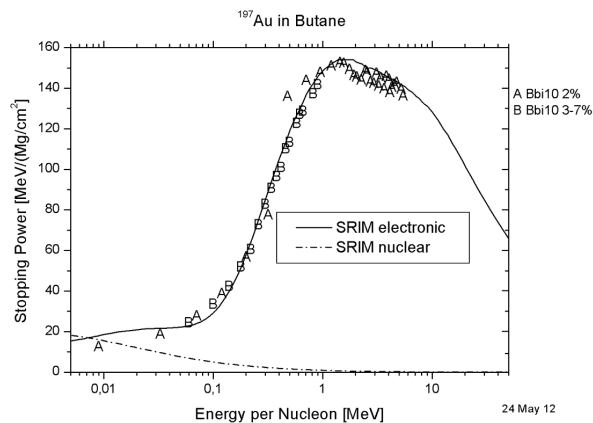


Figura 2.1: *Stopping-power* (perdita di energia per unità di lunghezza) di uno ione d'oro nel isobutano. Tratto da [23]

Quando viene applicato un campo elettrico uniforme nella regione ove è contenuto il gas, le cariche cominciano a muoversi nella direzione del campo con una velocità di qualche  $\text{cm}/\mu\text{s}$  che dipende dal tipo di gas o miscela e dal campo ridotto, ovvero il rapporto fra il modulo del campo elettrico e la pressione del gas (figura 2.2). Oltre a questo si ha anche un effetto di diffusione degli elettroni (figura 2.3).

Esistono una serie di processi che riducono la carica presente nel gas (figura 2.3): la **ricombinazione**, dove elettrone e ione si legano di nuovo, oppure l'**attaccamento**, che porta alla cattura degli elettroni

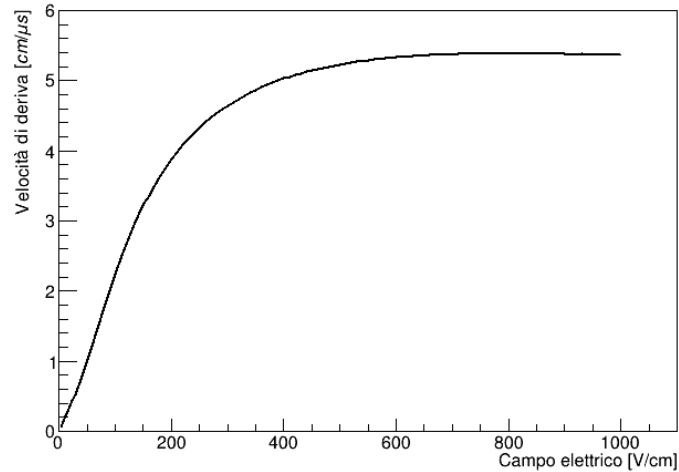


Figura 2.2: Grafico della velocità di deriva per l'isobutano in funzione del campo elettrico ad una pressione di 152 mbar

da parte di atomi o molecole del gas con la conseguente formazione di ioni negativi, aventi una velocità di deriva molto più bassa [24].

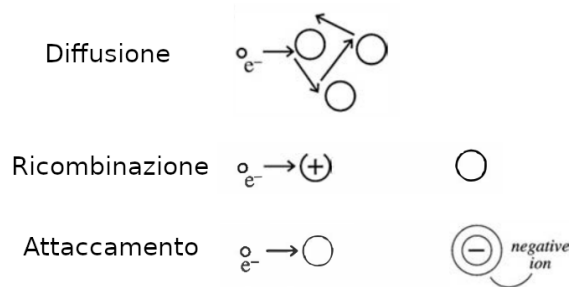


Figura 2.3: Visualizzazione pittorica del comportamento degli elettroni in un gas. Adattata da [22].

Aumentando il campo elettrico applicato, gli elettroni arrivano ad acquistare energia sufficiente a ionizzare altre molecole del gas. Le cariche prodotte in questo modo possono anch'esse essere accelerate fino a produrre ulteriore ionizzazione, in un processo detto di moltiplicazione a valanga. A parità di carica di partenza e al variare del campo elettrico applicato si possono identificare varie zone di operazione del rivelatore. Inizialmente, all'aumentare della tensione, aumenta la carica raccolta fino a raggiungere un plateau, detto zona di saturazione, dove il campo elettrico permette la completa raccolta della carica iniziale. Un ulteriore aumento della tensione porta il rivelatore nella zona proporzionale. In questo caso gli elettroni durante la deriva hanno energia sufficiente per ionizzare altre molecole del gas, producendo quindi un segnale più ampio, ma pur sempre proporzionale al deposito di carica iniziale. Un ulteriore aumento della tensione riduce via a via questa proporzionalità (zona a proporzionalità limitata) fino a raggiungere la zona di Geiger-Müller, in cui ogni deposito di carica produce una cascata elettronica della medesima ampiezza.

### 2.1.1 Amplificatori a gas e MICROMEGAS

Esistono vari modi per amplificare la carica prodotta negli eventi di ionizzazione: il campo di un filo [22], i moltiplicatori a valanga a facce parallele (*Parallel Plate Avalanche Counter*, PPAC) [25], i moltiplicatori gassosi di elettroni (*Gas Electron Multiplier*, GEM) [26] oppure le MICROMEGAS, che sono di interesse per questo lavoro, e molti altri.

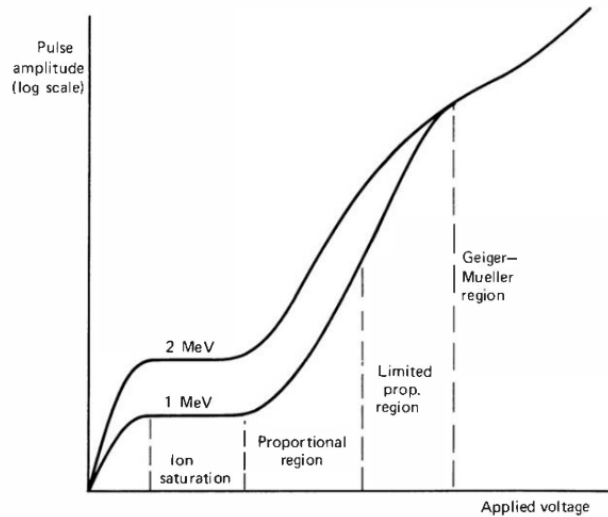
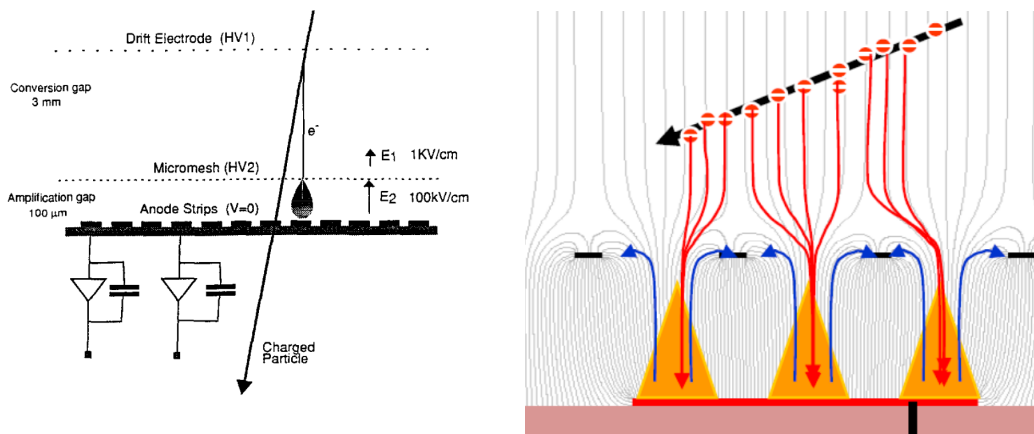


Figura 2.4: Carica raccolta in funzione della tensione per due depositi di carica differenti. Tratta da [22].

Le MICRO MESH Gaseous Structures (MICROMEAS) [27] consistono (si veda la figura 2.5a) in una sottile griglia metallica (mesh), attraversabile dagli elettroni, seguita da un sottile strato di gas (dell'ordine di 200  $\mu\text{m}$ ) e dall'anodo dove viene raccolta la carica. Il campo elettrico presente fra la mesh e l'anodo è tale che questa zona si trovi a lavorare in regime proporzionale, e questo produce un effetto di amplificazione della carica.

Come si può notare dalla figura 2.5b una particella che incide in un gas produce degli elettroni (indicati in rosso), che seguono il campo elettrico venendo incanalati nei fori della mesh (in nero), dove producono una valanga (arancione). È da notare che gli ioni positivi prodotti non rientrano nel volume attivo, ma vengono neutralizzati dalla mesh.

Il segnale elettrico è formato per induzione sugli anodi. Per il teorema di Shockley-Ramo [28], quando l'anodo è letto a bassa impedenza, una carica in moto induce un segnale in corrente. Data la dimensione dello strato di amplificazione, la velocità degli elettroni è tale da produrre un impulso molto veloce (nell'ordine della decina di ns), poi seguito da una coda lenta dovuta alla deriva degli ioni. Nell'apparato usato per questo lavoro di tesi (paragrafo 2.4) l'impulso degli elettroni nei segnali non è visibile in quanto la frequenza di campionamento necessaria risulterebbe troppo elevata, e non fornirebbe ulteriori informazioni rispetto al segnale prodotto dagli ioni.



(a) Vista laterale di una MICROMEAS. Tratta da [27]. (b) Moto dei portatori di carica in una MICROMEAS. Tratto da [29].

Figura 2.5

## 2.2 Camere a proiezione temporale

Le camere a proiezione temporale (*Time Projection Chamber*, TPC) sono una tipologia di rivelatore a gas. Nel rivelatore è presente un campo elettrico uniforme, pertanto, non appena la carica viene prodotta essa comincia a muoversi (figura 2.6). Solitamente si fa in modo che siano gli elettroni a produrre il segnale finale, in quanto, grazie alla loro maggiore mobilità, producono impulsi temporalmente più brevi. La carica viene portata su un piano dove viene amplificata e raccolta. Solitamente questo piano è segmentato in modo tale da poter ricostruire la posizione dell'evento di ionizzazione nelle due dimensioni. Inoltre, dato che il campo elettrico è uniforme, la velocità di deriva degli elettroni è costante: questo permette, conoscendo il tempo di arrivo della carica, di ottenere la posizione nella direzione ortogonale al piano in cui è avvenuto l'evento di ionizzazione. In questo modo è possibile la ricostruzione stereoscopica dell'evento.

Per avere una buona risoluzione spaziale nel rivelatore è necessaria la produzione di un campo elettrico uniforme. Dove possibile, viene applicato un campo elettrico di circa  $1 \text{ V/cm/torr}$  fra il catodo posto sopra il volume di raccolta e il piano di raccolta della carica, in modo tale che il campo sia sufficientemente elevato da raccogliere tutta la carica prodotta in un tempo ragionevole e per operare in zone in cui la velocità di deriva non subisca variazioni troppo repentine al variare del campo stesso applicato (figura 2.2). Fra il catodo e il piano di raccolta è presente un partitore di tensione connesso a dei fili (che compongono la *field-cage*) che circondano il volume attivo in modo da avere una decrescita lineare con la lunghezza del potenziale (si veda la figura 2.7), in modo tale da creare un campo elettrico uniforme.

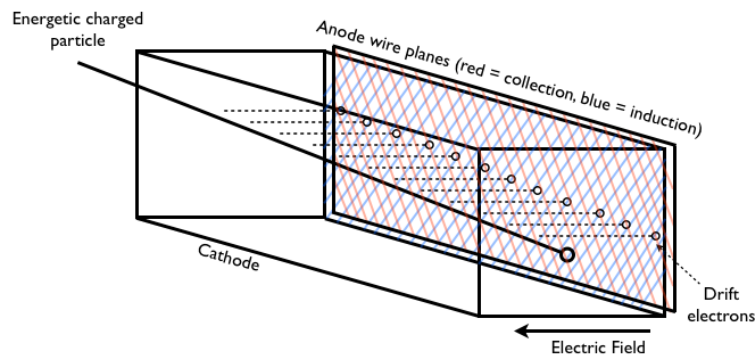


Figura 2.6: Principio di funzionamento di una TPC: una particella (in rosso), ionizza il gas producendo degli elettroni che derivano verso il piano di raccolta sotto l'azione del campo elettrico. Tratta da [30].

## 2.3 Bersagli attivi

Una delle possibili soluzioni alle problematiche di risoluzione legate allo spessore del target e alla disponibilità di un bersaglio gassoso (sezione 1.5 a pagina 4) sono i bersagli attivi (anche chiamati *active target*). Un *active target* utilizza un materiale che funge da bersaglio, solitamente un gas, che ha anche funzione di rivelatore a tracciamento. Esso può essere accoppiato ad altri rivelatori, detti ancillari. Un esempio è il progetto ACTAR per la realizzazione di un rivelatore a bersaglio attivo di ultima generazione. Esso consiste in una TPC con l'anodo segmentato in 16348 (ovvero  $128 \times 128$ ) pad quadrati di lato 2 mm. Questo rivelatore permette il tracciamento del proiettile e dei prodotti di reazione, rendendo possibile la ricostruzione del vertice di interazione. Correggendo quindi la perdita di energia del nucleo che entra nel bersaglio si ottengono: una misura dell'energia effettiva del proiettile al momento della reazione, una migliore stima degli angoli ai quali vengono emessi i frammenti e si può correggere la perdita di energia che questi ultimi subiscono percorrendo lo spazio fra il vertice di reazione e il rivelatore ancillare. Un ulteriore vantaggio consiste nella ricostruzione immediata, nella stessa misura, della funzione di eccitazione per una reazione. Il fascio, infatti,

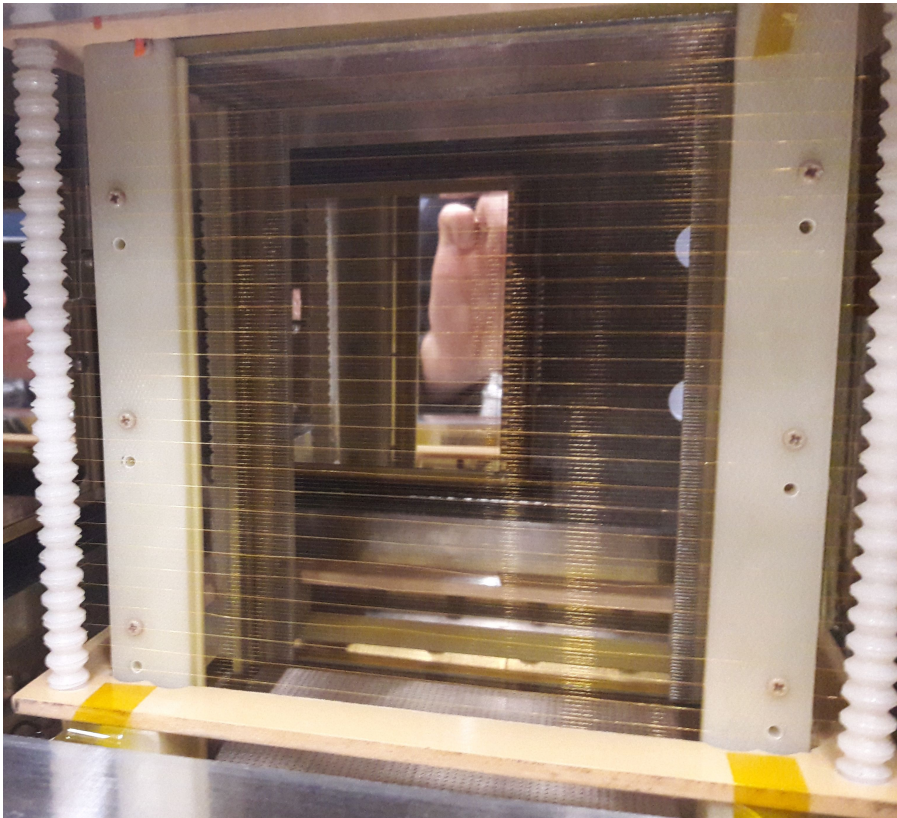


Figura 2.7: Foto della *field-cage* di una TPC (dimostratore di ACTAR, che verrà descritto nel dettaglio nelle prossime sezioni).

perdendo energia, interagisce con energie progressivamente diverse a seconda della posizione nel target. Regolando opportunamente l'energia del fascio e la pressione del gas è possibile fare in modo che l'energia di interazione tra proiettile e bersaglio che porta al popolamento di uno stato risonante nel nucleo composto di particolare interesse ricada all'interno del volume del rivelatore e possa essere caratterizzata senza dover modificare l'apparato di misura o l'energia del fascio entrante (figura 2.8).

## 2.4 Dimostratore di ACTAR

A completamento della fase di progettazione di ACTAR è stato realizzato un prototipo in scala ridotta 1:8 chiamato "dimostratore di ACTAR". In questo lavoro di tesi si è caratterizzato tale prototipo. Nel caso del dimostratore il piano di raccolta della carica, detto pad-plane, è segmentato in 2048 ( $32 \times 64$ ) pad quadrati, di lato 2 mm. L'area di drift è alta 17 cm, mentre il pad-plane misura  $6.4 \text{ cm} \times 12.8 \text{ cm}$ . Ad una distanza di circa 3.5 cm dal lato corto del piano, vi è una finestra in Mylar dello spessore di  $6 \text{ }\mu\text{m}$  che isola la linea da vuoto da cui proviene il fascio dall'ambiente riempito di gas. Un disegno schematico è riportato nella figura 2.9 nella pagina seguente.

Il campo elettrico di deriva della TPC è prodotto utilizzando due *field-cage*, in modo tale da ottenere l'uniformità necessaria. Per come è stato costruito il prototipo, non è stato possibile applicare differenze di potenziale maggiori di 3 kV tra anodo e catodo.

Una foto del dimostratore installato presso i Laboratori Nazionali del Sud è riportata nella figura 2.12 a pagina 15.

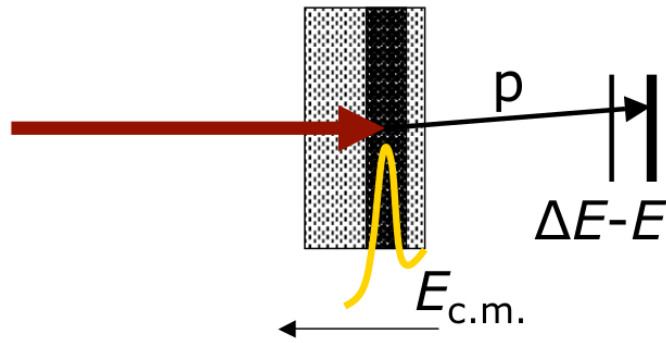


Figura 2.8: Il fascio incidente perde energia mano a mano che si addentra nel bersaglio, con le reazioni che avvengono principalmente all'energia che corrisponde a quella di una particolare risonanza di interesse. Tratto dal ACTAR TPC Conceptual Design Report.

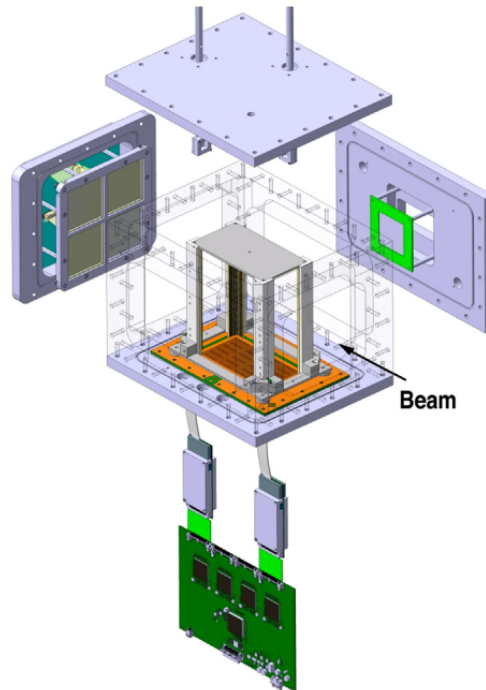


Figura 2.9: Disegno schematico del dimostratore di ACTAR. Tratta da [31].

### 2.4.1 Elettronica GET

L'elettronica di lettura ed il sistema di acquisizione, il sistema General Electronics for TPCs (GET) [32], sono stati sviluppati appositamente per le TPC.

La parte di front-end dell'elettronica GET è l'ASIC for GET (AGET). Ciascuna di queste schede permette di campionare 64 canali, più altri 4 per il rumore (FPN, Fixed-Pattern Noise). Ogni canale consiste in un pre-amplificatore sensibile alla carica, uno shaper basato su un filtro passa-basso Sallen-Key, un amplificatore invertente con guadagno 2, un discriminatore e un array di 512 condensatori, detto switch capacitor array o SCA. Quest'ultimo viene usato come buffer circolare analogico, all'interno del quale viene trascritto continuamente il segnale, con una frequenza di campionamento che può andare da 1 a 100 MHz.

La soglia del discriminatore per il trigger è selezionabile per ciascun canale. Le uscite di tutti i discri-



minatori vengono sommate per ottenere il segnale di trigger dell'AGET. Va notata la differenza con i segnali di trigger negli esperimenti tradizionali: in questo caso è un segnale analogico che rappresenta il numero di canali "colpiti", mentre solitamente si tratta di un segnale digitale.

Quattro AGET vengono montate su una scheda che prende il nome di ASIC and ADC (AsAd), dove sono presenti quattro convertitori analogico/digitali (ADC). All'arrivo di un opportuno segnale da parte dell'elettronica di controllo l'acquisizione delle AGET viene bloccata. Successivamente si procede alla digitalizzazione dei segnali presenti nel SCA di ciascun canale. Si può scegliere se digitalizzare solo i canali colpiti (partial readout) o tutti (full readout).

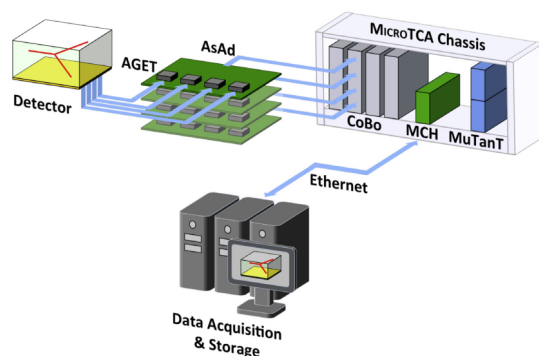


Figura 2.10: Diagramma che mostra la struttura di un sistema di acquisizione basato sul sistema GET. Tratta da [32].

Quattro AsAd vengono collegate ad una Concentration Board (CoBo), montata su un rack MicroTCA. Ogni CoBo è collegata tramite un link Ethernet ad alta velocità al computer di acquisizione, responsabile del salvataggio dei dati e della configurazione della catena elettronica.

Un'ulteriore scheda, la Multiplicity Trigger and Time (MuTanT), sincronizza il timestamp, il numero di evento e le frequenze di campionamento delle CoBo, che va a decidere la frequenza di campionamento delle AGET, da cui dipende la risoluzione spaziale nella dimensione ortogonale al pad-plane.

Essa inoltre controlla il segnale di trigger, che è disponibile di tre tipi:

- L0, viene utilizzato un segnale esterno;
- L1, viene impostata una soglia sul numero di canali colpiti;
- L3, è possibile programmare la scheda in modo che risponda solo a determinati pattern (per esempio ad una forte asimmetria nei canali colpiti fra le due metà del pad-plane).

Al momento è in via di sviluppo il Back-End Module (BEM) che permette l'integrazione di rivelatori tradizionali nel sistema GET. Nonostante ciò, delle soluzioni sono state implementate che permettono di utilizzare delle AGET per l'acquisizione dei rivelatori ancillari.

I principali parametri del sistema di acquisizione utilizzati in questo lavoro di tesi sono riportati nella tabella 2.1.

Parametro	Valore
Frequenza di campionamento	25 MHz
Shaping time	502 ns
Modalità	Partial read-out
Guadagno	120 fC

Tabella 2.1: Parametri impostati nell'elettronica GET.

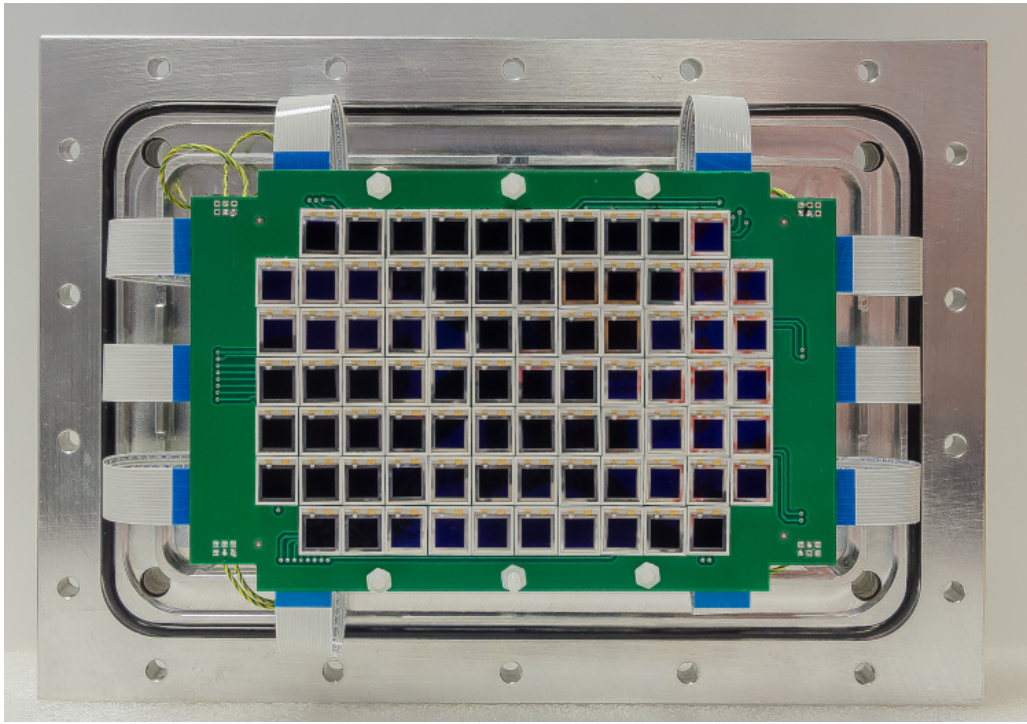


Figura 2.11: Foto di OSCAR, per gentile concessione di Gaspare Saccà e Maurizio D'Andrea, Sezione INFN di Catania, Servizio Elettronica.

### 2.4.2 OSCAR

L'Odoscopio di Silici per Correlazioni e Analisi di Reazioni (OSCAR) è un array di 80 pad di silicio dello spessore di  $500\ \mu\text{m}$  e ciascuno con un'area attiva di  $1\ \text{cm}^2$  [33]. Ognuno di questi è collegato ad un preamplificatore di carica NeT Instruments NPAD16. Il segnale viene poi immesso in un modulo CAEN N1068, un amplificatore programmabile il cui guadagno è stato impostato pari all'unità. Tale scheda permette di impostare un Constant Fraction Discriminator (CFD) per ognuno dei sedici canali, la cui somma logica delle uscite è stata utilizzata come trigger L0 dell'elettronica GET, in modo tale che quando uno dei silici viene colpito venga acquisito l'intero evento. Il segnale è poi immesso in una scheda Dual Gain, sviluppata presso la sezione INFN di Catania, che lo amplifica con due guadagni diversi, in modo da avere una buona risoluzione su un range più ampio. Ciascuna di queste linee è collegata al canale di una AGET.

## 2.5 ACTAR test@LNS

I dati analizzati in questo lavoro sono stati raccolti nella seconda metà di Dicembre 2018 e nella prima metà di Febbraio 2019. I fasci accelerati sono stati prodotti con l'acceleratore Tandem dei Laboratori Nazionali del Sud, avente una tensione massima di terminale di 14 MV. La presa dati aveva vari obiettivi: l'indagine di una serie di reazioni (si veda la tabella 2.2) e lo studio della perdita di energia degli ioni nei gas, soprattutto a bassa energia. Si noti che per le caratteristiche del rivelatore si sono usate correnti fra le  $10^2$  e  $10^4$  particelle per secondo.

Nella presa dati è stato utilizzato il dimostratore di ACTAR accoppiato ad OSCAR. Il sistema di acquisizione faceva uso dell'elettronica GET, campionando 2048 canali per il pad-plane con l'utilizzo di una terza CoBo per l'acquisizione dei rivelatori ancillari (OSCAR). È stato inoltre implementato un sistema di flussaggio del gas per mantenere costante la pressione all'interno della camera, sostituendo un volume completo di gas ogni venti minuti.

Fascio	Energia (MeV)	Bersaglio	Reazioni di interesse	$V_{\text{MESH}}$ (V)	$E_{\text{DRIFT}}$ (V/cm)
$^1\text{H}$	8	$\text{CF}_4$ @ 205mbar	$^{19}\text{F}(p, \alpha)$	425	57
$^{10}\text{B}$	32	$i\text{C}_4\text{H}_{10}$ @ 152 mbar	$^{10}\text{B}(p, p')$	335	115
$^{11}\text{B}$	32	$i\text{C}_4\text{H}_{10}$ @ 152 mbar	$^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$	390	148
$^6\text{Li}$	10.7, 13.0, 14.5, 15.8, 16.5	$\text{He} + \text{CO}_2(10\%)$ @ 654 mbar	$^6\text{Li}(\alpha, \alpha')$	350	126
$^7\text{Li}$	10.5, 13.5	$\text{He} + \text{CO}_2(10\%)$ @ 534 mbar	$^7\text{Li}(\alpha, \alpha')$	350	126

Tabella 2.2: Riassunto dei fasci usati per la presa dati per le reazioni,  $V_{\text{MESH}}$  indica la tensione ai capi della mesh delle MICROMEAS, mentre  $E_{\text{DRIFT}}$  indica l'intensità del campo di drift applicato.



Figura 2.12: Foto del setup presso i Laboratori Nazionali del Sud.



# Capitolo 3

## Analisi dati

### 3.1 Preparazione dei dati

I dati raccolti sono salvati su disco utilizzando il formato Multi Frame Metaformat (MFM), sviluppato a GANIL. All'interno del file sono presenti una serie di frame contenenti il timestamp, il numero di evento, il numero della CoBo e i segnali acquisiti delle AGET di una AsAd. Ciascun segnale è composto da 512 campioni a 12 bit.

Come prima cosa è necessario effettuare una pre-elaborazione che estragga informazioni di tempo ed energia a partire dai segnali digitalizzati. Tale processo prende il nome di Pulse Shape Analysis (PSA). Dato che al sistema GET vengono collegati vari tipi di rivelatori, è necessaria l'applicazione di algoritmi di PSA diversi a seconda del canale analizzato secondo una opportuna maschera. In questo capitolo si descriveranno gli algoritmi sviluppati per i segnali del pad-plane e di OSCAR. A questo punto l'insieme di informazioni temporale e di ampiezza, oltre che una serie di altri valori impostabili dall'utente (come per esempio il tempo di salita del segnale) viene chiamato hit.

Al fine del lavoro di tesi è stato scritto un programma che si occupa di processare i dati originali e produrre dei file contenenti eventi ricostruiti che comprendono una serie di hit. L'obiettivo è di rendere modulare la gestione delle diverse PSA e permettere un'elaborazione multithread. Il programma denominato Actar Raw Data Analysis (ARDA) sfrutta l'ambiente ROOT [34].

Come si vede nella tabella 3.1, il programma è diviso in varie classi, ciascuna con un compito specifico. La classe `cRunFinder` trova i file da analizzare e li smista ad una serie di `cRunController`, che lavorano in parallelo. Ciascuno di questi ha una tabella che gli permette di associare ad ogni canale la PSA da utilizzare. Quando tutti i `cAnalysisController` di un run terminano la conversione gli eventi potrebbero risultare frammentati su diverse istanze, pertanto vengono riuniti e salvati definitivamente in un file. La figura 3.1 nella pagina successiva spiega in modo schematico la relazione logica fra le varie classi.

Nel seguito verranno descritti gli algoritmi sviluppati per il processamento del segnale.

Nome classe	Descrizione
<code>cLookupTable</code>	Gestisce la lookup table che indica la PSA da utilizzare per ciascun canale
<code>cAnalysisController</code>	Rende disponibili le PSA alle altre classi
<code>cRunFinder</code>	Cerca i file e li raggruppa in base al numero di run
<code>cRunController</code>	Si occupa dell'analisi di un singolo run eseguendo le PSA
<code>cHit</code>	Rappresenta una hit
<code>cRawEvent</code>	Contiene un evento grezzo contenente una serie di <code>cHit</code>
<code>cPhysicalHit</code>	Rappresenta una hit calibrata a cui è associata una posizione nello spazio
<code>cPhysicalEvent</code>	Rappresenta un evento dopo la calibrazione contenente una serie di <code>cPhysicalHit</code>

Tabella 3.1: Descrizione del compito delle classi principali che compongono ARDA.

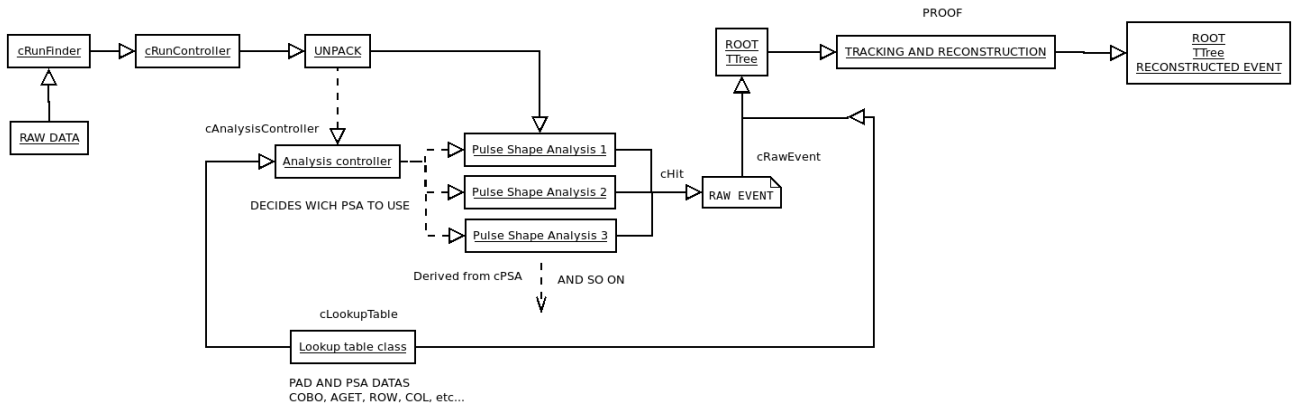


Figura 3.1: Schema rappresentante l'organizzazione di ARDA.

### 3.1.1 Sottrazione dei canali di rumore

Per quantificare e sottrarre il rumore di modo comune sui canali del AGET viene campionato un ulteriore canale per ciascun lato del chip stesso, dunque quattro in totale. Questi segnali, detti FPN (paragrafo 2.4.1), sono acquisiti ma non collegati a segnali in ingresso, in modo da essere sensibili solo al rumore coerente. Un esempio di un segnale e degli FPN corrispondenti è visibile nella figura 3.2a. Nella letteratura ([35]) viene riportato che il metodo con la miglior risoluzione consiste nell'eseguire una media campione per campione dei quattro FPN e sottrarla a ciascun canale dell'AGET. Chiamando  $f_i^n$  il campione  $i$ -esimo del segnale del FPN indicato con  $n$ , ove  $n$  va da zero a tre, si costruisce il segnale

$$m_i \equiv \frac{1}{4} \sum_{n=0}^3 f_i^n \quad (3.1)$$

Un segnale  $s_i$  viene corretto calcolando  $s_i^* \equiv s_i - m_i$ .

Questa procedura viene effettuata per tutti i canali acquisiti: sia quelli del pad-plane che quelli dei rivelatori ancillari.

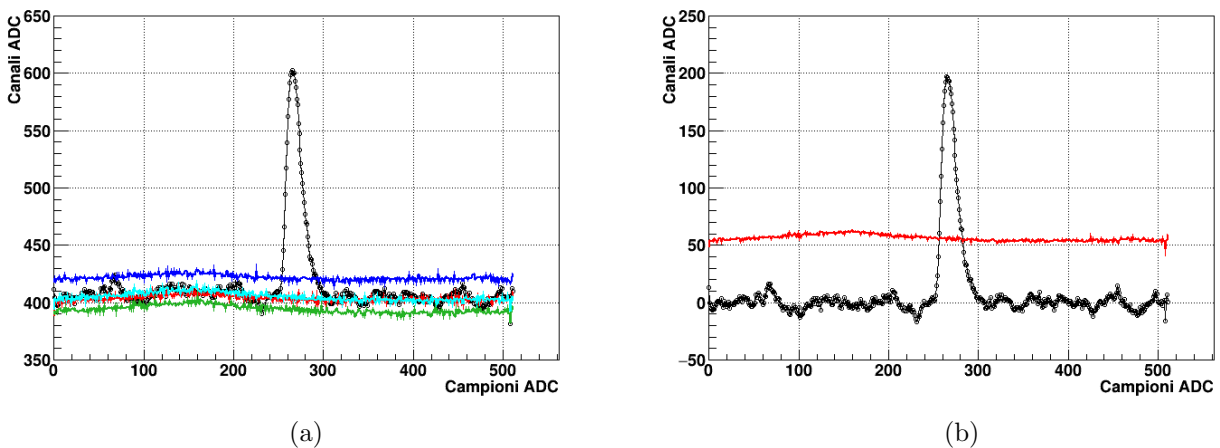
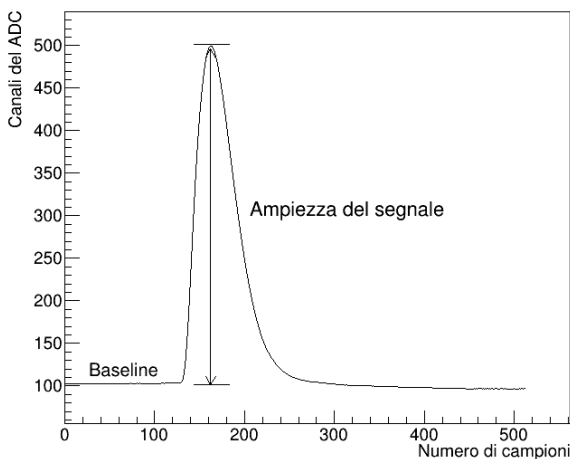


Figura 3.2: (a) Il segnale di partenza e gli FPN corrispondenti, (b) il risultato della sottrazione con il segnale medio (che è stato traslato in modo da essere visibile).

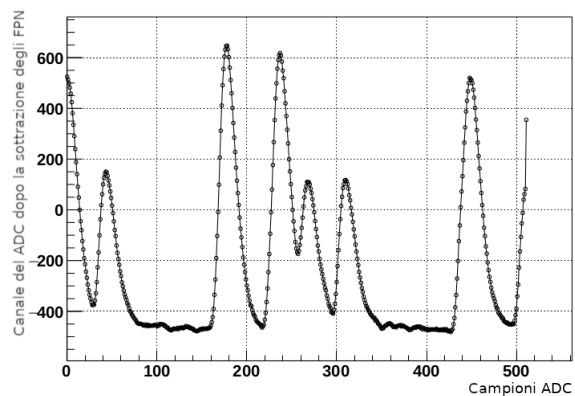
### 3.1.2 Algoritmi per il processamento dei dati provenienti dal pad-plane

#### Sottrazione della baseline

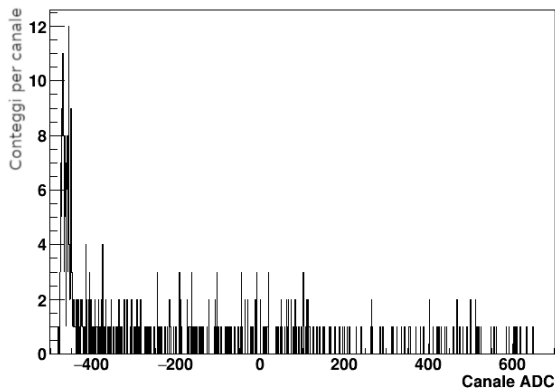
Un segnale atteso provenire da un rivelatore è visibile nella figura 3.3a. Come si può notare è presente un offset analogico che sposta la linea di base lontano dallo zero. La quantità fisica di interesse è l'ampiezza dell'impulso, quindi è necessario portare a zero la linea di base in modo tale che il valore massimo assunto dal segnale sia il valore di ampiezza cercato. Nel caso in cui sia presente un solo impulso nel segnale sarebbe sufficiente caratterizzare la linea di base a sinistra del segnale e trovare il massimo per poi farne la differenza.



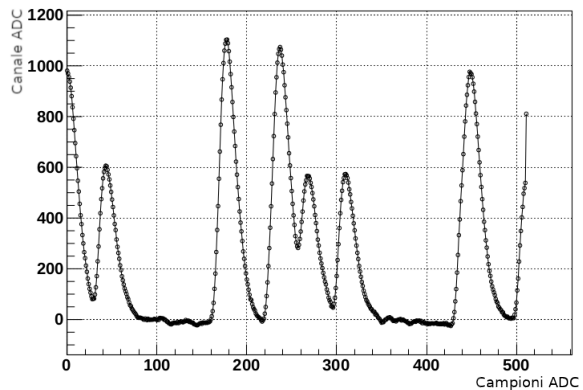
(a) Esempio di un segnale ideale.



(b) Segnale preso nel centro del pad-plane.



(c) Istogramma dei valori di un segnale.



(d) Segnale dopo la sottrazione.

Nella pratica, invece, i segnali nel centro del pad-plane sono molto frequenti (figura 3.3b) e non permettono una stima semplice della linea di base, quindi la procedura appena descritta è difficilmente applicabile. Pertanto si è deciso di proseguire come segue.

Dato che ci si attende che i segnali siano solo positivi rispetto alla baseline, qualsiasi cosa abbia polarità negativa è considerabile rumore. Come si può notare, il tempo di salita e discesa dei segnali è molto elevato, quindi, effettuando un istogramma del numero di volte in cui si ottiene un dato canale dell'ADC, ci si aspetta di ottenere un picco in corrispondenza della baseline, con una coda positiva prodotta dai segnali (figura 3.3c). Si è quindi stimata la deviazione standard del rumore della baseline considerando solo i punti che ricadono nei bin prima del massimo, utilizzando il metodo seguente.

Detto  $h_i$  il numero di campioni nel bin  $i$ ,  $i_{\max}$  il centro del bin che contiene il massimo, si è stimata la deviazione standard del segnale di linea base come

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i < i_{\max}} h_i (i - i_{\max})^2 \quad (3.2)$$

$$N = \sum_{i < i_{\max}} h_i \quad (3.3)$$

A questo punto si è assunto che  $\sigma$  rappresenti la regione attorno al massimo contenente la baseline: si effettua quindi una media aritmetica dei campioni in  $[i_{\max} - \sigma, i_{\max} + \sigma]$ . Tale valore è usato come stima della linea di base, che verrà sottratto a tutti i campioni del segnale di partenza. Il risultato è mostrato nella figura 3.3d nella pagina precedente.

### Ricostruzione dell'energia

Una volta che i segnali sono stati pre-elaborati si deve procedere con la ricostruzione della carica depositata, oltre che del tempo in cui la carica viene rilasciata. Sono state sviluppate due procedure differenti. Una è stata pensata per funzionare nella regione centrale del pad-plane dove la presenza del fascio rende probabile la presenza di più hit sullo stesso canale. L'altra è studiata per le altre regioni del pad-plane, in cui la presenza di due tracce sovrapposte è molto meno probabile.

Chiamando  $s_i$  il segnale di un canale, ove  $i$  indicizza i campioni del segnale, nel caso vi fosse pile-up esso viene elaborato nel seguente modo. Si calcola la derivata discreta  $d_i = s_{i+1} - s_{i-1}$  (figura 3.4). Successivamente si procede ad identificare come punti di interesse gli  $i^*$  in corrispondenza della quale  $d_i$  cambia segno da positivo a negativo, in modo da identificare un massimo. Al fine di effettuare una selezione del rumore sono stati promossi ad hit solo quei punti ai lati dei quali il segno rimane costante per cinque campioni dell'ADC. La scelta di questo valore è stata fatta in base alla larghezza tipica del segnale. Come ampiezza dell'hit generata è stato preso il valore  $s_{i^*}$ , e come tempo si è effettuata un'interpolazione lineare fra  $d_{i^*}$  e  $d_{i^*+1}$  trovando l'intercetta con l'asse delle ascisse.

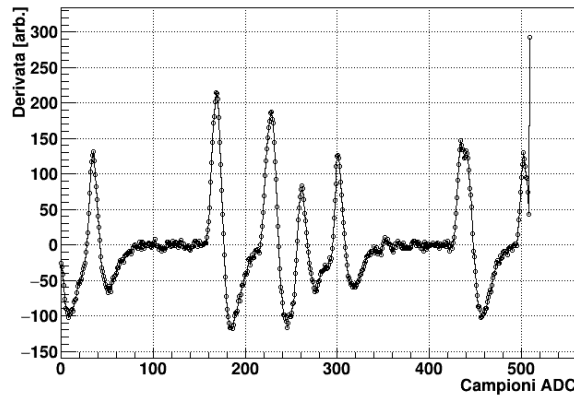


Figura 3.4: Derivata del segnale della figura 3.3b.

Per quanto riguarda l'analisi di segnali in assenza di pile-up, si comincia cercando il punto  $i_{\max}$  ove il segnale ottiene il valore massimo assoluto. Per affinare ulteriormente la ricostruzione dell'energia si è effettuata una regressione lineare dei campioni prima del massimo. Questa scelta è dettata dal fatto che il tempo di discesa del segnale è considerevolmente maggiore di quello di salita (si veda 3.3b nella pagina precedente). Come ampiezza dell'hit si è quindi preso il valore massimo sottratto il valore assunto dalla retta in  $i_{\max}$ , mentre come tempo si è utilizzato  $i_{\max}$  stesso.

Un esempio di una proiezione del pad-plane ottenuta a questo punto è visibile nella figura 3.5.

Per migliorare la risoluzione, che è limitata dalle caratteristiche del digitalizzatore, si sono implementate tecniche di deconvoluzione.



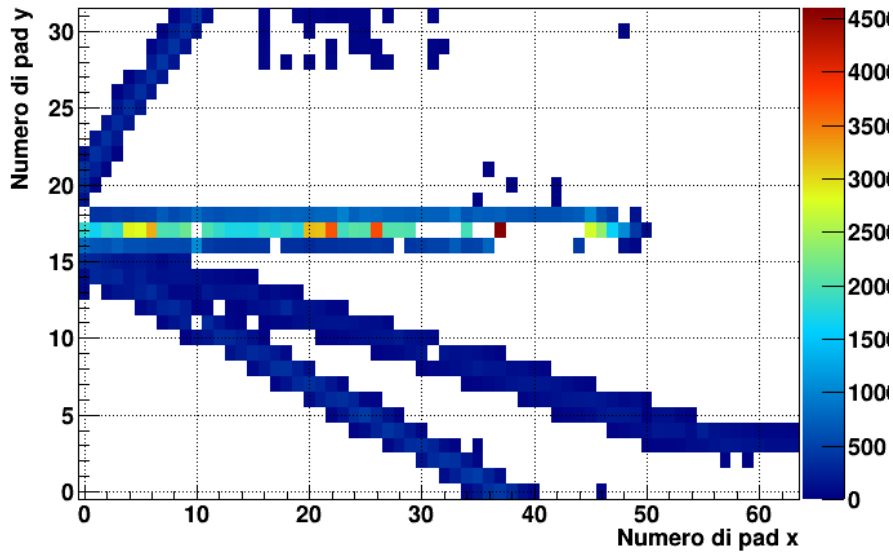


Figura 3.5: Proiezione delle hit sul pad-plane per un evento.

### Tecniche di deconvoluzione

Sono in corso di sviluppo tecniche più avanzate per deconvolvere il segnale, utilizzando le procedure descritte in letteratura [35]. L'idea di base consiste nello sfruttare la proprietà delle trasformate di Fourier grazie alla quale

$$h(x) = f(x - x_0) \xrightarrow{\mathcal{F}} \hat{h}(\xi) = e^{-2\pi i x_0 \xi} \hat{f}(\xi) \quad (3.4)$$

Se assumiamo che il segnale  $S(x)$  in ingresso sia la combinazione lineare di una serie di impulsi centrati in  $x_n$  di ampiezza  $A_n$  di forma  $f(x)$ , trasformando si ottiene

$$S(x) = \sum_n A_n f(x - x_n) \xrightarrow{\mathcal{F}} \hat{S}(\xi) = \sum_n A_n e^{-2\pi i x_n \xi} \hat{f}(\xi) \quad (3.5)$$

Dividendo per  $\hat{f}(\xi)$  e trasformando nuovamente si ottiene

$$\mathcal{L}(\xi) \equiv \frac{\hat{S}(\xi)}{\hat{f}(\xi)} = \sum_n A_n e^{-2\pi i x_n \xi} \xrightarrow{\mathcal{F}} \hat{\mathcal{L}}(\chi) = \sum_n A_n \delta(\chi + x_n) \quad (3.6)$$

Dato che ogni segnale viene trasformato in impulsi molto brevi, questo permette di ridurre gli effetti di degradazione della risoluzione in ampiezza dovuti al pile-up (la coda del segnale precedente può fornire una stima errata del valore del massimo) e di migliorare la risoluzione temporale. Si è tentato di applicare la tecnica appena descritta utilizzando un impulso medio  $f$ , ricavato dalla media di impulsi normalizzati al loro massimo presi in un run di misura. Il risultato ottenuto processando il segnale nella figura 3.3b a pagina 19 è mostrato nella figura 3.6. Come si può notare i segnali diventano temporalmente più brevi, aumentando però il rumore della baseline. Proprio a causa di questo problema la tecnica non è stata ulteriormente indagata. Dall'analisi dei dati ottenuti con un impulsore che inietta un segnale di ampiezza nota direttamente sulle MICROMEGAS si sono riscontrate delle non linearità. Come si può vedere nella figura 3.7, la forma dell'impulso normalizzato per lo stesso canale è diversa e dipende dall'ampiezza del segnale in ingresso. Ci si aspetta che con la determinazione sperimentale della funzione di risposta completa sarà possibile ovviare a questo problema.

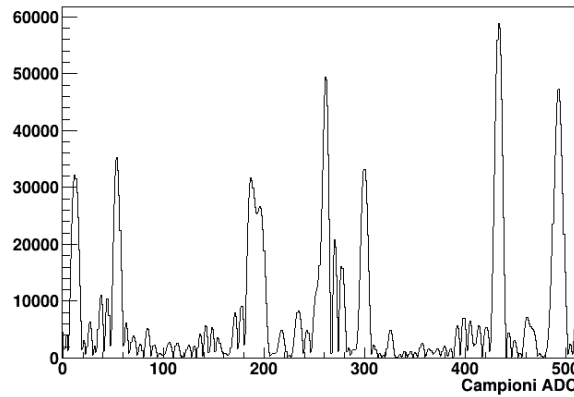


Figura 3.6: Output del processo di deconvoluzione.

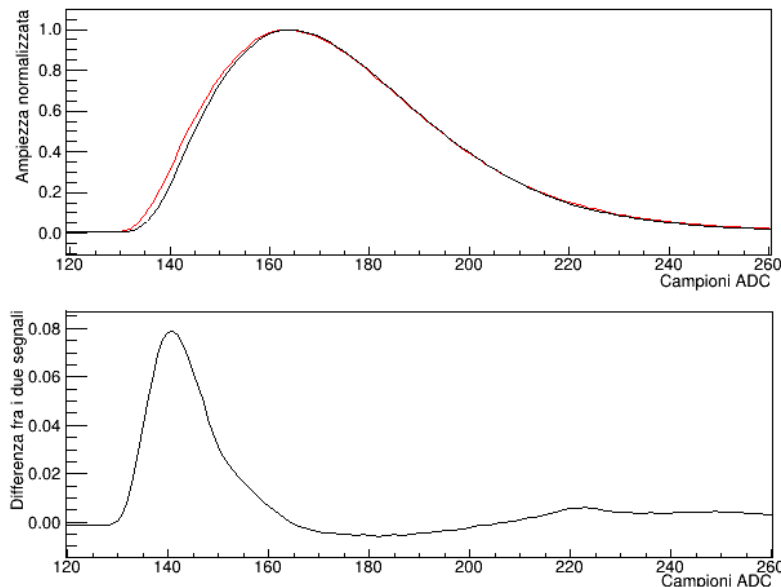


Figura 3.7: Segnale medio normalizzato per lo stesso canale ad ampiezza maggiore (in rosso) e minore (nero), con sotto la differenza fra i due.

### 3.1.3 Algoritmi per OSCAR

#### Sottrazione della baseline

A differenza del pad-plane, la polarità dei segnali di OSCAR è negativa (figura 3.8). Data la minor frequenza di impulsi in OSCAR non è stato necessario implementare un algoritmo di sottrazione della baseline come quello esposto nella sottosezione 3.1.2 a pagina 19. Si è quindi utilizzato il metodo dell'interpolazione dei punti che precedono il minimo che per il pad-plane veniva usato per raffinare la stima dell'energia. Per la ricostruzione dell'energia si è poi semplicemente cercato il valore minimo.

## 3.2 Calibrazioni

Il segnale scritto su disco dal sistema di acquisizione non ha unità di misura fisiche. La catena elettronica, inoltre, introduce degli offset analogici. Per tale motivo è importante eseguire una calibrazione, in modo tale da riportare un valore numerico espresso in canali dell'ADC in un valore con significato fisico. Dato l'elevato numero di canali che caratterizzano questo esperimento (2048 per il pad-plane, 160 per OSCAR), è risultato fondamentale lo sviluppo di una procedura automatizzata.

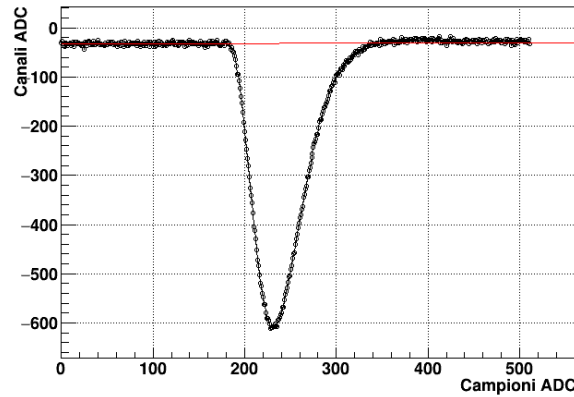


Figura 3.8: Esempio di un segnale di OSCAR con la retta utilizzata per l'interpolazione.

Pertanto è stato scritto un programma che passa dagli eventi ricostruiti contenenti le hit, ad eventi di fisica contenenti la posizione spaziale corrispondente ed eventualmente il valore calibrato dell'energia oppure il valore equalizzato.

### 3.2.1 Allineamento del pad-plane

Per gli esperimenti trattati non è stato necessario effettuare alcuna calibrazione in energia degli impulsi del pad-plane. In ogni caso, soprattutto quando si vuole calcolare un valore proporzionale all'energia rilasciata da una particella, è necessario che i canali rispondano allo stesso modo. Per fare ciò si riportano le ampiezze ad un canale scelto come riferimento.

Nonostante l'elettronica GET disponga di un generatore di impulsi interno, esso risulta avere una variabilità che fra diverse AGET è troppo elevata. Per ovviare a ciò si applica il segnale di un pulser esterno alla mesh delle MICROMEGAS. Essa si accoppia in modo capacitivo all'anodo segmentato sottostante, propagando quindi lo stesso segnale a tutti i canali del pad-plane. La capacità risulta omogenea grazie al fatto che lo spessore dello strato di amplificazione ha una tolleranza all'interno di  $\pm 1\%$ .

Si è scritto un programma che, mediante l'utilizzo della classe TSpectrum implementata nel pacchetto ROOT, permette una prima ricerca dei picchi nello spettro di ciascun canale (figura 3.10a). Si è quindi eseguito un fit gaussiano per ciascuno dei picchi (figura 3.10b) e si è scelto in modo arbitrario il canale di riferimento. Per ogni canale si è poi costruito un set di dati avente nelle ordinate il centroide del picco del canale di riferimento, e nelle ascisse il centroide corrispondente del canale da equalizzare. Questi punti sono poi stati interpolati con una retta, salvando poi i risultati del fit in un file per essere usati in seguito nelle procedure di creazione delle hit fisiche.

### 3.2.2 Ricostruzione della terza dimensione

La velocità di deriva degli elettroni nel gas sotto l'effetto di un campo elettrico è stata simulata utilizzando il programma MAGBOLTZ [36]. Nel caso dei run di  $^{11}\text{B}$  la pressione del gas era di 151 mbar e il campo elettrico 148 V/cm. Ciò corrisponde ad una velocità di deriva di  $3.2 \cdot 10^{-2}$  mm/ns. Dato che la frequenza di campionamento delle AGET per il padplane è di 25 MHz, il periodo di campionamento è di 40 ns. Ciò fa sì che la distanza spaziale fra due campioni consecutivi sia di 1.3 mm. Le informazioni di distanza nella terza dimensione sono pertanto solo relative, e possono essere ottenute moltiplicando il tempo a cui è avvenuta la hit del pad-plane in campioni del ADC per la distanza appena ottenuta. Per gas e campi elettrici differenti si procede in maniera analoga.

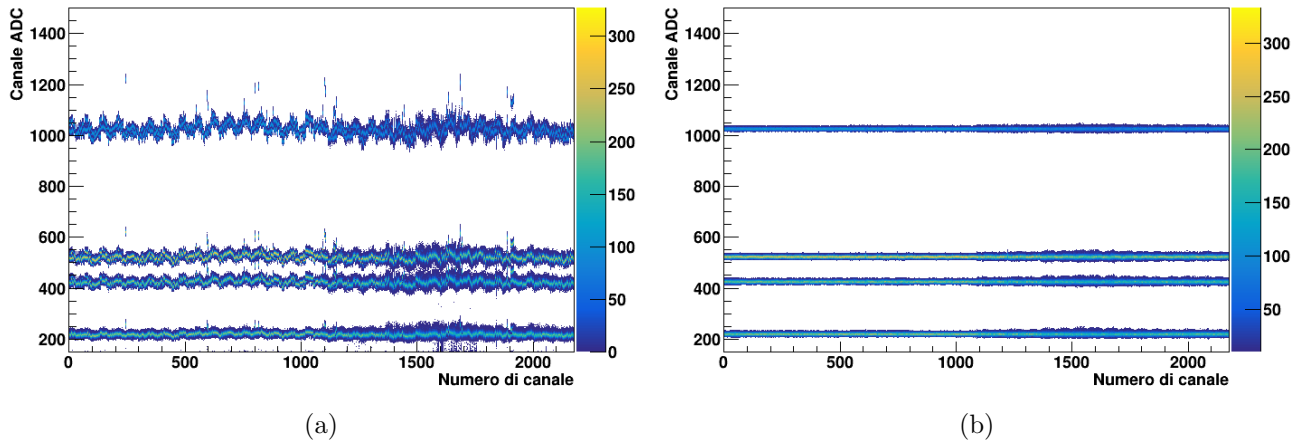


Figura 3.9: Allineamento del pad-plane: prima (a) e dopo (b). Come si può notare, la metà di destra dello spettro corretto, corrispondente alla seconda CoBo, è più rumorosa.

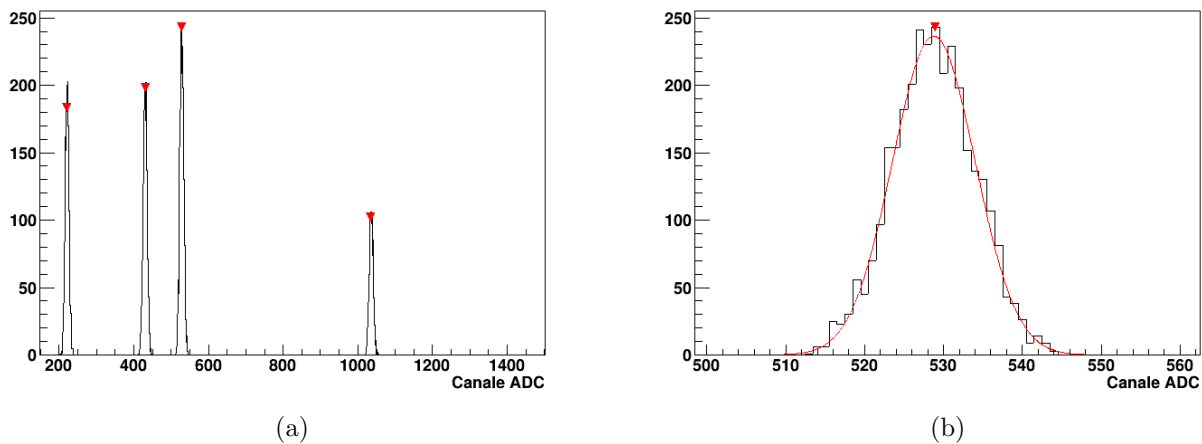


Figura 3.10: Esempio dello spettro di un canale (a) e esempio del fit di un picco (b). Il marker rosso indica la posizione del picco trovato da TSpectrum.

### 3.2.3 Calibrazione di OSCAR

Per la calibrazione di OSCAR è stata usata una sorgente a tripla alfa di  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  e  $^{244}\text{Cm}$ . È stato scritto un programma del tutto analogo a quello esposto nella sezione precedente, con la sola differenza che non è stato scelto un canale di riferimento ma sono state usate le energie delle tre alfa presenti in letteratura. La figura 3.11a mostra uno spettro di un canale, la figura 3.11b il fit lineare di calibrazione e la figura 3.12 uno spettro calibrato.

### 3.2.4 Risultato della preparazione del segnale

Il risultato della pre-analisi descritta nella sezione precedente è una serie di punti che identificano dove sono passate delle particelle e gli eventuali depositi di energia sui rivelatori ancillari. Dato che all'interno di ACTAR non è presente un campo magnetico, ed il campo elettrico è troppo debole per una deflessione apprezzabile degli ioni, le tracce delle particelle sono delle linee rette, oppure delle spezzate nel caso vi siano urti con il gas. L'esempio di un evento pronto per il tracking è mostrato nella figura 3.13 a pagina 26.

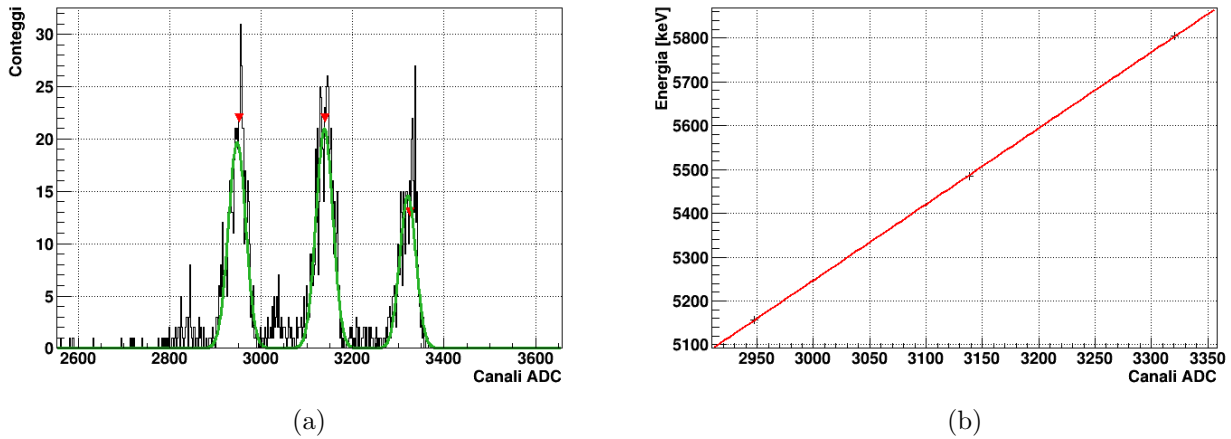


Figura 3.11: Spettro di uno dei rivelatori di OSCAR, con la funzione del fit (verde) e i marker di TSpectrum (rossi) (a). A lato esempio del fit lineare (b).

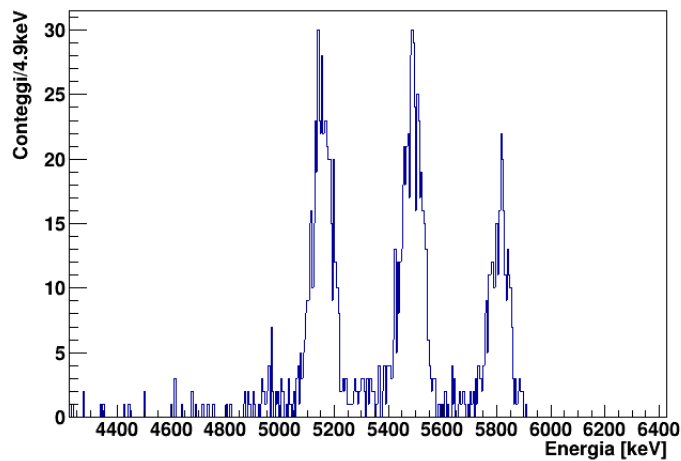


Figura 3.12: Esempio dello spettro alfa calibrato ottenuto da uno dei silici di OSCAR.

### 3.3 Tracking

Dopo aver estratto le informazioni sulle singole hit, si procede alla ricostruzione delle tracce fisiche. Il compito del tracking è di associare ciascuna hit ad un segmento di retta, oppure al rumore. Un esempio di evento non ancora ricostruito è mostrato nella figura 3.13 nella pagina successiva.

#### 3.3.1 Convenzioni

Il sistema di riferimento utilizzato è rappresentato nella figura 3.14 nella pagina seguente. L'asse  $x$  corrisponde alla direzione del fascio, l'asse  $z$  è normale al pad-plane, e  $y$  è scelto in modo tale che i tre vettori formino una terna levogira. L'origine è stata scelta nel vertice destro del pad-plane, guardando nella direzione del fascio.

#### 3.3.2 Distance clusterizer

Il metodo implementato per effettuare la prima reiezione del rumore consiste nel raggruppare i punti (*clustering*) in base alla distanza. L'algoritmo ha tre parametri: la distanza massima che due punti

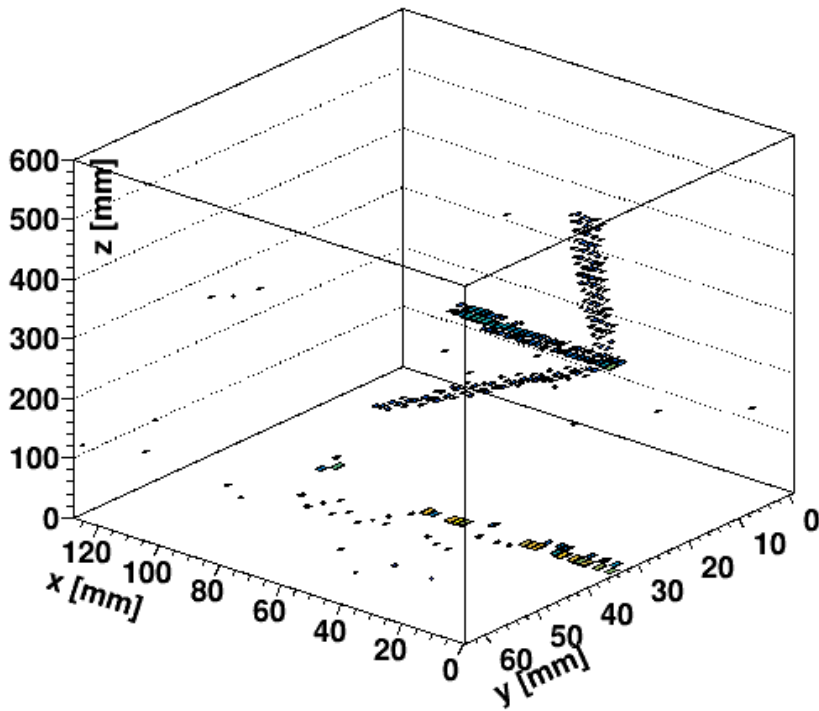


Figura 3.13: Esempio di un evento di  $^{11}\text{B}$  su isobutano con pile-up (la traccia con  $z \approx 0$ ).

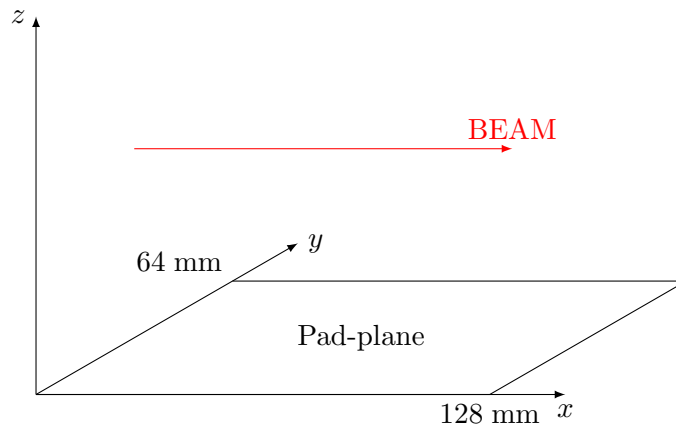


Figura 3.14: Schema del sistema di riferimento.

possono avere per essere considerati vicini, l'energia minima e il numero minimo di punti che un insieme deve avere per essere considerato valido.

L'utilizzo di tale procedura permette l'eliminazione del rumore ed è preliminare per gli algoritmi che saranno descritti in seguito. In questo modo, infatti, essi verranno eseguiti su un insieme di dati più semplice, in quanto due tracce che non si intersecano vengono già riconosciute come entità distinte.

### 3.3.3 Trasformata di Hough

La trasformata di Hough è un algoritmo inizialmente ideato da Paul V. C. Hough per l'analisi dei dati provenienti da una camera a bolle per mezzo di un calcolatore [37]. Grazie agli sviluppi ulteriori di Richard O. Duda e Peter Hart si è riusciti ad estendere l'idea prima applicabile solo a rette sul piano, ad un insieme più ampio di curve [38]. L'algoritmo consente di trovare i parametri delle curve che meglio approssimano un certo insieme di punti. Nel nostro caso si tratta di trovare le

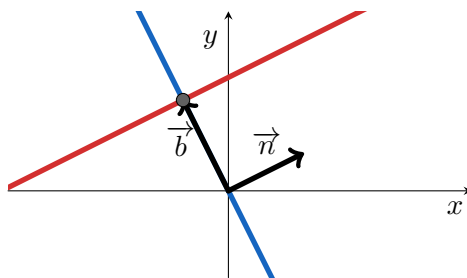


Figura 3.15: Esempio della parametrizzazione in 2 dimensioni: la linea rossa è la retta da parametrizzare, la linea blu indica la retta usata per calcolare il punto base.

rette che meglio approssimano i nostri dati. L'idea di base dell'algoritmo è la seguente: data una parametrizzazione della curva che si vuole trovare, si crea un istogramma dello spazio dei parametri discretizzandoli in bin. Se la curva di interesse ha  $N$  parametri indipendenti, il fatto che attraversa un punto individua una ipersuperficie  $N - 1$  dimensionale. L'algoritmo dunque consiste nello scorrere tutti i punti nell'insieme di partenza tracciando per ognuno di essi l'ipersuperficie nell'istogramma dello spazio dei parametri aggiungendo conteggi nei bin attraversati. Il bin con il massimo valore nell'istogramma, che corrisponde al punto dove si intersecano il maggior numero di ipersuperfici, determina l'insieme di parametri che meglio rappresentano la traccia.

Scegliere correttamente i parametri con cui rappresentare le curve è fondamentale: se la stessa curva fosse rappresentata non da un solo valore ma da un insieme di valori dei parametri, si otterrebbero ambiguità nella ricerca del massimo.

### 3.3.4 Clusterizzazione mediante trasformata di Hough in $\mathbb{R}^2$

Esaminando il caso delle rette in  $\mathbb{R}^2$  è possibile indicizzare tutte le rette con un angolo e un parametro d'impatto rispetto all'origine (figura 3.15). Dato che le coordinate sono due, l'istogramma è bidimensionale.

La trasformata di Hough in questo caso procede quindi come segue: si crea l'istogramma dell'angolo  $\alpha$  di  $\vec{n}$  rispetto all'asse  $x$  e del parametro d'impatto  $d$ , ovvero la distanza dall'origine dell'intercetta della retta con la sua normale passante per l'origine (si veda la figura 3.15). Detta  $d_{\max}$  la massima distanza dall'origine che può avere un punto nell'insieme di dati analizzato, l'intervallo preso per l'intercetta nell'istogramma sarà  $[-d_{\max}, d_{\max}]$ . Per ogni punto nell'insieme di dati, di cui indichiamo il vettore delle coordinate come  $\vec{P}$ , si procede a calcolare con la formula seguente la coordinata dell'intercetta per tutti i possibili angoli, andando poi a riempire il bin corrispondente.

$$d = \begin{pmatrix} -\sin \alpha \\ \cos \alpha \end{pmatrix} \cdot \vec{P} \quad (3.7)$$

Dato che si ha un'informazione anche sull'energia depositata in un dato punto, ciascuno di essi è pesato con la propria energia. A questo punto, terminata l'operazione di riempimento dell'istogramma, si procede a cercare il bin con il massimo contenuto di energia (si veda la figura 3.16 per un esempio). Al suo interno passano il miglior insieme di punti candidati ad essere una retta. Rimossi questi punti dall'insieme di partenza, si esegue nuovamente la procedura appena spiegata. Questo ciclo termina quando non si riescono più a identificare candidati a rette con energia sufficiente ad essere considerati tali.

Questo procedimento è stato riportato al caso tridimensionale sfruttando il fatto che la proiezione di una retta in  $\mathbb{R}^3$  su un piano corrisponde ad una retta. L'idea consiste nel proiettare i punti su un piano e utilizzare l'algoritmo appena esposto per trovare un candidato a retta. Dato che ci potrebbero essere due rette parallele la cui proiezione è la medesima, si ripete l'algoritmo per i punti del candidato su un altro piano normale a quello utilizzato nella prima trasformata. Il candidato a retta sarà quindi

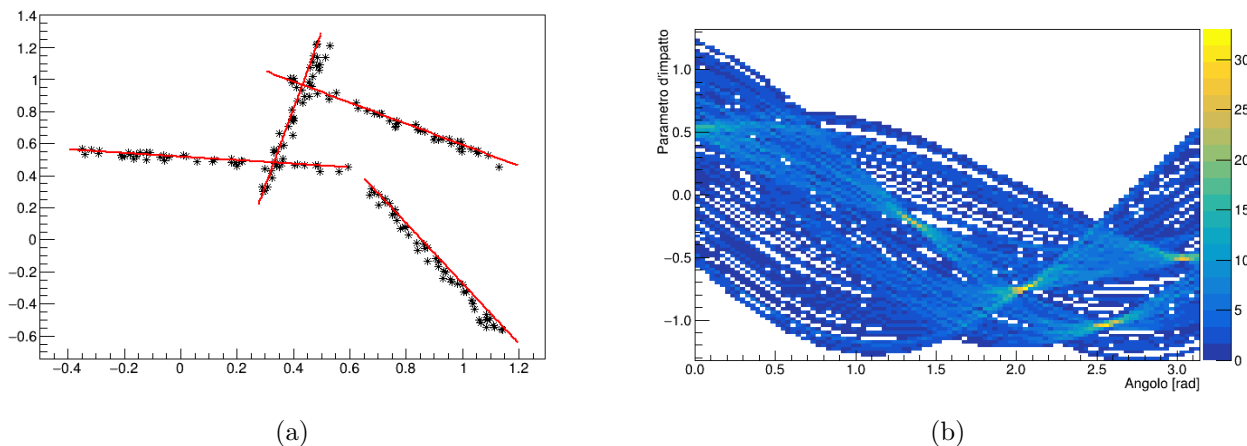


Figura 3.16: Set di dati simulato (a) e sua trasformata di Hough (b), dove sono chiaramente visibili i quattro massimi corrispondenti alle rette disegnate in rosso nella prima immagine.

quello proveniente dalla seconda trasformata. Questo procedimento verrà ripetuto fino a quando non è più possibile trovare un candidato.

### 3.3.5 Clusterizzazione mediante trasformata di Hough in $\mathbb{R}^3$

Oltre al metodo descritto nella sezione precedente, è stato sviluppato un algoritmo alternativo che non facesse uso di una doppia proiezione, raggruppando i punti con una sola trasformata.

Si è scelto di rappresentare le rette in  $\mathbb{R}^3$  in forma parametrica nel modo seguente

$$\vec{x} = \vec{b} + t\vec{n} \quad (3.8)$$

ove  $\vec{x}$  è un punto della retta,  $\vec{b}$  verrà chiamato punto base,  $\vec{n}$  è il versore di direzione della retta, e  $t$  è un parametro in  $\mathbb{R}$ . Si può notare come la scelta di  $\vec{b}$  non sia unica: sommandovi un qualunque vettore parallelo a  $\vec{n}$  si ottiene l'espressione parametrica della stessa retta. Un'ambiguità analoga si ha con  $\vec{n}$ :  $-\vec{n}$  e  $\vec{n}$  individuano la stessa retta.

La soluzione a questi problemi consiste nel restringere i  $\vec{b}$  possibili solamente a quelli tali che soddisfino la condizione

$$\vec{b} \cdot \vec{n} = 0 \quad (3.9)$$

Ciò è sempre possibile sommando un opportuno multiplo di  $\vec{n}$ , ed equivale a scegliere i punti appartenenti al piano passante per l'origine perpendicolare a  $\vec{n}$ . Nel secondo caso si deve scegliere in modo arbitrario una semisfera di raggio unitario: i punti su di essa sono i versori direzione (due punti opposti sul bordo sono identificati).

Il primo tentativo fatto è stato di costruire lo spazio dei parametri usando i due angoli di colatitudine e azimuth per indicare il versore sulla superficie della semisfera, e due ulteriori parametri per l'identificazione del punto base. Grazie al significato geometrico della relazione 3.9, si è deciso di mettere delle coordinate sul piano. La base del sistema cartesiano è stata ruotata per far coincidere il versore  $\hat{x}$  con  $\vec{n}$ . In tal modo  $\hat{y}$  e  $\hat{z}$  sono una base ortonormale sul piano. Le coordinate del punto sono state prese rispetto a tale base.

Il problema riscontrato è che l'occupazione della memoria per l'istogramma scala con la quarta potenza del numero di bin per asse. Inoltre, visto che a partire dagli angoli si calcolano gli altri due parametri, il numero di volte che bisogna riempire l'istogramma per ogni punto va come il numero di bin al quadrato. Pertanto, se il numero di bin dell'istogramma fosse sufficientemente alto da fornire una buona risoluzione sui parametri della retta trovata, esso occuperebbe troppo spazio (di qualche GB per ogni thread di calcolo). Si è pertanto provato ad utilizzare la trasformata di Hough per raggruppare



i punti in candidati a rette per poi ottenere i parametri mediante un fit. Ciò permette di usare una dimensione minore dei bin.

Nonostante ciò l'utilizzo di memoria può comunque essere eccessivo. La soluzione definitiva è stata di calcolare la media della posizione dei punti per ciascun cluster ottenuto con l'algoritmo della sezione 3.3.2. I punti sono stati poi traslati in modo che la media ricada nell'origine. Fare ciò limita la quantità di bin necessari nell'istogramma per le coordinate del punto base in quanto riducendo la distanza massima dei punti  $\vec{x}_i$  si riduce la distanza massima che il punto base  $\vec{b}$  può avere, dato che

$$\vec{x} = \vec{b} + t\vec{n} \implies x^2 = b^2 + 2t\vec{b} \cdot \vec{n} + t^2\vec{n} \cdot \vec{n} = b^2 + t^2 \implies b^2 \leq x^2 \quad (3.10)$$

Questo metodo e quello mostrato nella sezione precedente non hanno mostrato differenze di rilievo. Nelle parti successive, comunque, è stata utilizzata la trasformata di Hough in  $\mathbb{R}^3$  in quanto, grazie alla presenza di una sola trasformata, semplifica l'implementazione di algoritmi più avanzati di ricerca del massimo.

### 3.3.6 Fit delle tracce

Il fit delle tracce è stato implementato utilizzando la classe ROOT::Fit::Fitter implementata nell'ambiente ROOT. Uno dei modi di utilizzarla è di fornire una funzione di una serie di parametri della quale un opportuno algoritmo (MINUIT) troverà i valori che minimizzano la funzione. Il problema consiste nel trovare la funzione di cui ottimizzare i parametri. La retta è stata parametrizzata come spiegato nella sottosezione 3.3.3. Oltre che della distanza che i punti hanno dalla retta descritta dai parametri, la funzione ottimizzata deve tenere conto, come fattori di peso, delle energie registrate in ogni pad. Ciò è necessario in quanto la carica raccolta tende ad essere distribuita in una regione al centro della quale passa la particella dove è presente il massimo deposito di energia. Quindi, detto  $\vec{n}(\theta, \phi)$  il versore della retta in funzione dei parametri,  $\hat{v}(\theta, \phi)$  e  $\hat{w}(\theta, \phi)$  i versori della base sul piano di cui si è parlato nella sottosezione 3.3.5,  $\tilde{x}$  e  $\tilde{y}$  il punto base nelle coordinate appena descritte,  $\vec{P}_i$  il vettore posizione del punto  $i$ -esimo e  $E_i$  la sua energia, la funzione di stima è scrivibile come

$$f(\theta, \phi, \tilde{x}, \tilde{y}) = \sum_i E_i \left[ (\vec{P}_i \cdot \hat{v}(\theta, \phi) - \tilde{x})^2 + (\vec{P}_i \cdot \hat{w}(\theta, \phi) - \tilde{y})^2 \right] \quad (3.11)$$

Tale metodo di fit converge ad una soluzione accettabile. È in programma una validazione accurata studiando un campione di dati di controllo oppure una simulazione.

Un esempio di un evento ricostruito preso dai run di  $^{11}\text{B}$  su isobutano è riportato nella figura 3.17 nella pagina seguente. In nero sono riportati i punti che il tracking ha considerato come rumore. Le tracce trovate sono disegnate con diversi colori assieme alla retta ottenuta dal fit.

## 3.4 Identificazione dei protovertici

Una ricostruzione accurata dei vertici di interazione richiede più livelli di approssimazione. In questa tesi il problema è stato affrontato cercandone una stima in prima approssimazione (*protovertici*).

L'algoritmo per l'identificazione del protovertice è il seguente. Per prima cosa si trovano i due punti appartenenti alle rette che hanno la distanza minima. Il protovertice viene definito come la media pesata con l'energia della traccia di questi due punti (si veda la figura 3.18 a pagina 31). Vengono posti dei vincoli sulla possibile posizione, come per esempio che sia all'interno del volume sensibile del rivelatore (criterio del volume fiduciale). Date due rette,  $\vec{n}_1 + t_1\vec{b}_1$  e  $\vec{n}_2 + t_2\vec{b}_2$ , il punto di minima distanza risulta essere in corrispondenza di

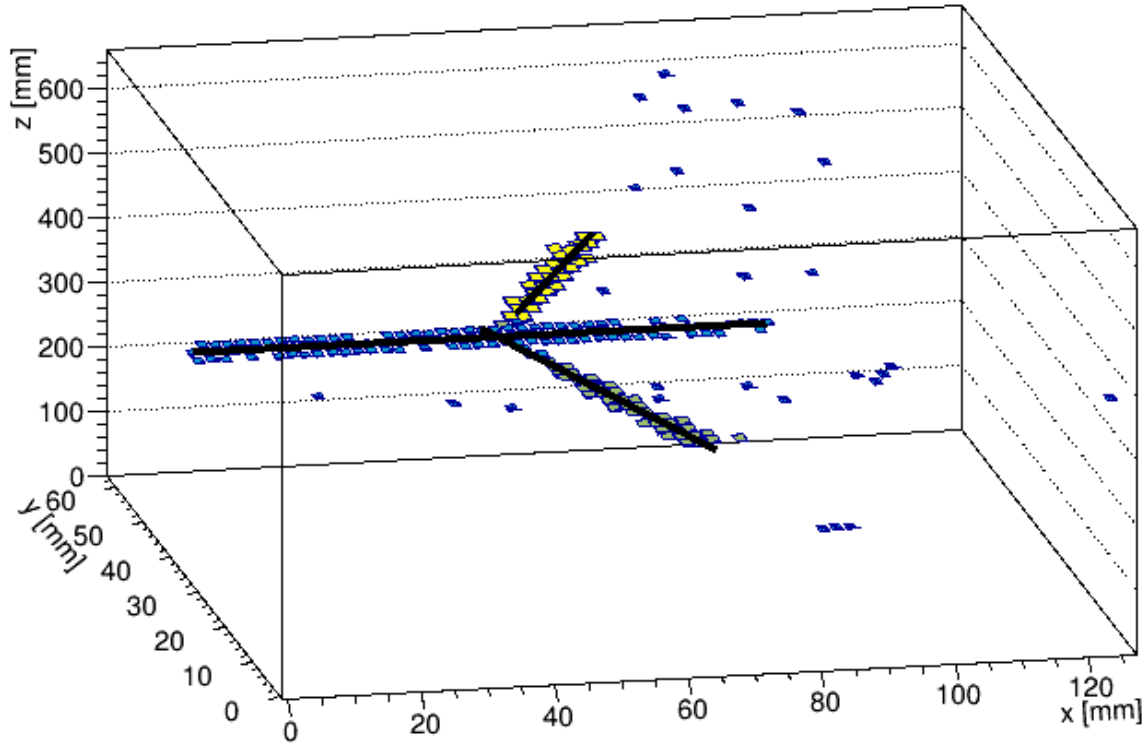


Figura 3.17: Esempio di un evento ricostruito di una collisione di  $^{11}\text{B}$  su isobutano. Colori diversi indicano punti appartenenti a tracce diverse. In nero è visibile il risultato del fit.

$$t_1^* = \frac{\vec{b}_2 \cdot \vec{n}_1 + (\vec{n}_1 \cdot \vec{n}_2)(\vec{b}_1 \cdot \vec{n}_2)}{1 - (\vec{n}_1 \cdot \vec{n}_2)^2} \quad (3.12)$$

ove  $t_2^*$  si può ottenere permutando i pedici 1 e 2.

È da notare che nel caso di interazioni come un urto elastico con il proiettile più pesante del bersaglio, esso tende ad essere deflesso ad angoli piccoli rispetto alla direzione di partenza. Questo fa sì che il proiettile incidente e deflesso possano essere identificati come un'unica traccia. In questo modo, il bersaglio che viene diffuso a angoli elevati costituisce la seconda traccia. Si può vedere come in questo caso specifico, data la presenza di solamente due tracce, il protovertice sia una buona approssimazione del vertice di interazione.

### 3.5 Identificazione delle particelle

La perdita di energia per unità di lunghezza degli ioni pesanti in un materiale può essere descritta dalla formula di Bethe-Bloch (già introdotta nel paragrafo 2.1), che, in regime non relativistico, ha un andamento del tipo [22]

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{z^2 m}{E} \quad (3.13)$$

ove  $E$  rappresenta l'energia cinetica,  $z$  lo stato di carica dello ione e  $m$  la sua massa.

Ponendo due rivelatori consecutivamente, il primo con uno spessore piccolo  $\Delta x$ , il secondo con uno spessore tale da fermare la particella, è possibile identificare lo ione incidente [22]. A parità di energia

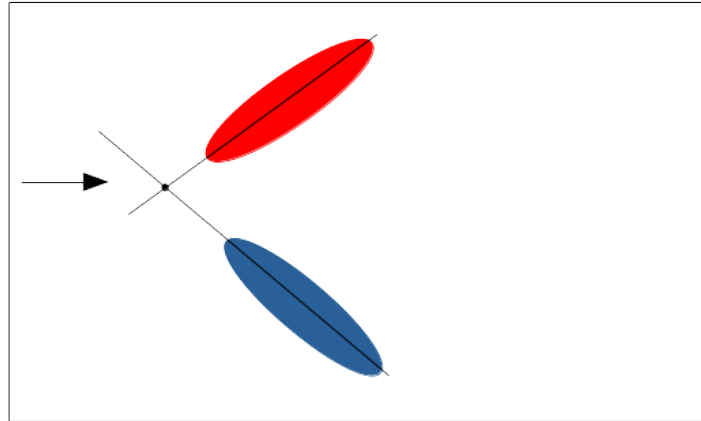


Figura 3.18: In rosso e in blu sono indicati due depositi di carica proiettati sul pad-plane (rettangolo nero), prodotti dal fascio diretto come la freccia. Le linee nere rappresentano le rette che meglio interpolano le tracce, e il punto nero indica il protovertice.

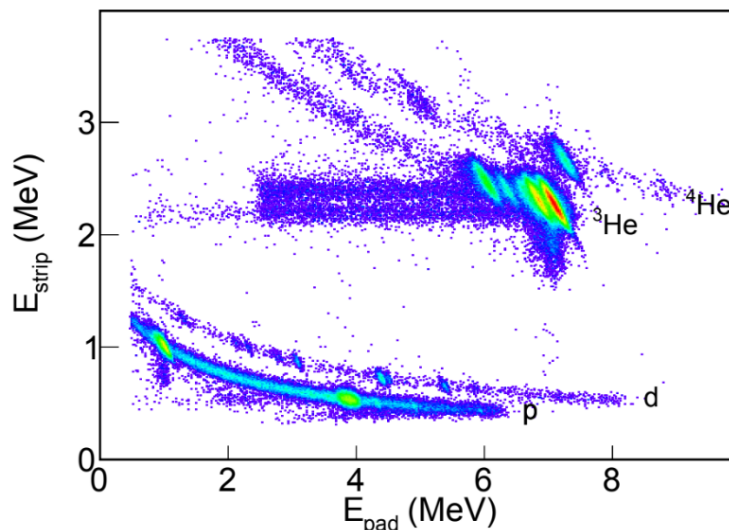


Figura 3.19: Esempio di un diagramma  $\Delta E$  vs  $E$  ottenuto con il rivelatore OSCAR [39] e delle strip di silicio come rivelatori per il  $\Delta E$ .

depositata nel secondo rivelatore, che può essere vista come l'energia cinetica totale  $E$  dello ione, quella depositata nel primo è pari a  $\Delta E \approx \frac{dE}{dx} \Delta x$ . Pertanto il rapporto  $\Delta E/\Delta x \approx \frac{dE}{dx}$  dipenderà da  $z$  e da  $m$ .

In questa tesi si è utilizzato come rivelatore per il  $\Delta E$  il volume attivo della TPC, mentre come rivelatore per l'energia cinetica OSCAR. Per identificare la traccia che è stata effettivamente rilevata in OSCAR si è utilizzato il criterio seguente. Per prima cosa deve trovarsi per più del 90 % nella metà del pad-plane di fronte ad OSCAR. Questo criterio discende dal fatto che il fascio occupa la regione al centro del pad-plane, quindi una eventuale particella diffusa dovrà allontanarsi dal centro. Sono stati esclusi tutti gli eventi in cui fosse presente più di una traccia nella metà del pad-plane. L'istogramma rappresentante  $\frac{dE}{dx}$  versus  $E$ , è presentato nell'immagine 3.20, da confrontare con un caso analogo (figura 3.19, in cui il rivelatore per  $\Delta E$  era un silicio sottile). Si nota la presenza di due curve decrescenti: quella in basso corrisponde ai protoni, mentre quella in alto corrispondono alle particelle  $\alpha$  prodotte.

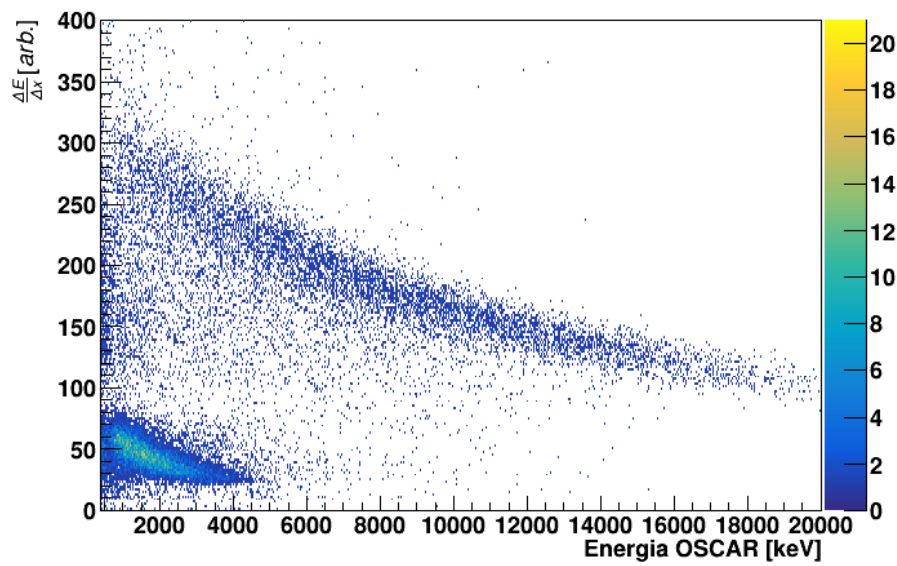


Figura 3.20: Correlazione  $\Delta E/\Delta x$  vs l'energia in OSCAR.

# Capitolo 4

## Risultati

Utilizzando gli strumenti sviluppati e descritti nel capitolo precedente, si è proceduto alla ricostruzione degli eventi osservati per le reazioni di  $^{11}\text{B}$  a 32 MeV su isobutano a 152 mbar di pressione.

### 4.1 Correlazioni angolo vs $\Delta E/\Delta x$

Per prima cosa sono state prodotte delle correlazioni fra la perdita di energia media per unità di lunghezza e l'angolo delle particelle rispetto al fascio incidente. La cinematica della reazione e le caratteristiche della perdita di energia delle particelle prodotte, oltre che permettere una distinzione fra le diverse specie in gioco, consentono anche di discriminare la reazione osservata. Come si vede nell'immagine 4.1 si possono individuare tre agglomerati principali: uno per piccoli angoli e due per grandi angoli.

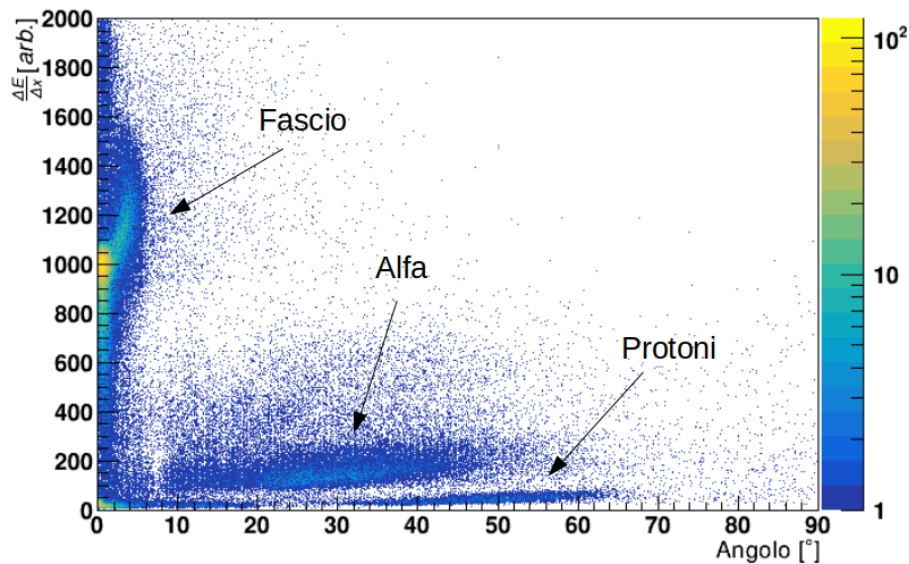


Figura 4.1: Correlazione angolo vs  $\Delta E/\Delta x$  per i run di  $^{11}\text{B}$ .

I protoni prodotti dall'urto elastico fra il fascio e il target, sono le particelle meno ionizzanti che ci si aspetta vengano rivelate. Per verificare che ciò sia vero si è proceduto a rifare l'istogramma precedente avendo cura di includere solo le tracce identificate come protone usando il metodo della sezione 3.5. Il risultato è visibile nella figura 4.2. Si può anche notare che all'aumentare l'angolo la ionizzazione aumenta, indicando che l'energia del protone è minore, in modo coerente a quanto atteso dalla cinematica. Selezionando le particelle che formano un protovertice con una particella identificata

come protone, il risultato è mostrato nella figura 4.3. Come si può notare rimane solo un agglomerato a piccoli angoli e molto ionizzante, identificabile con il fascio, avvalorando quindi la tesi che si tratti effettivamente di un urto fra fascio e bersaglio.

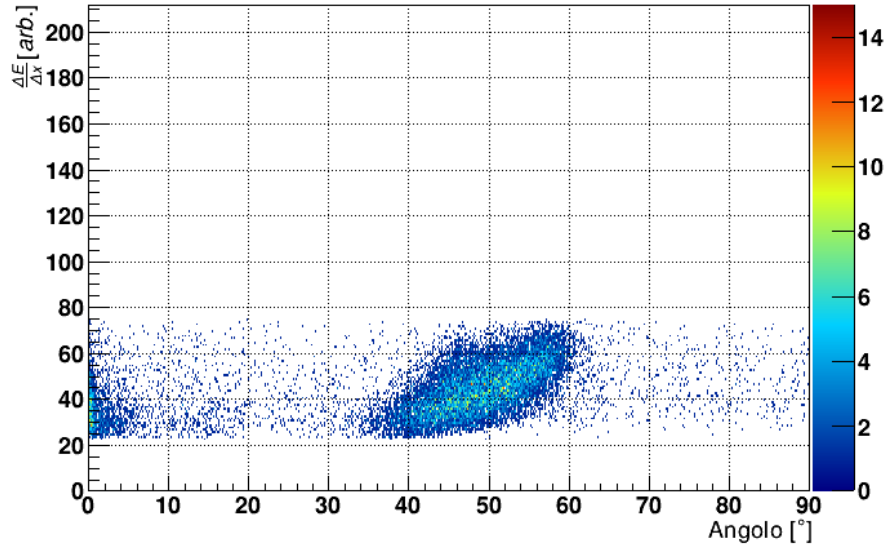


Figura 4.2: Correlazione angolo vs  $\Delta E/\Delta x$  della particella che è identificato come protone.

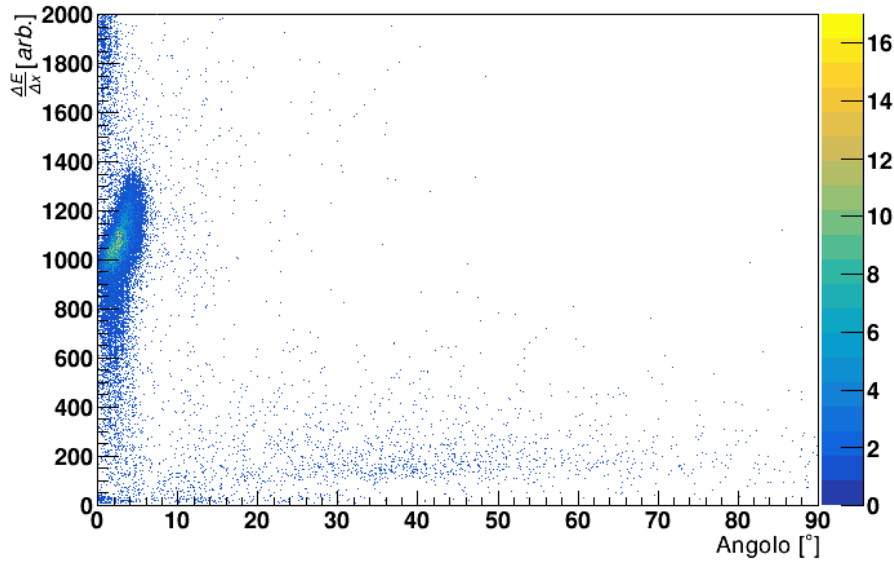


Figura 4.3: Correlazione angolo vs  $\Delta E/\Delta x$  della particella che accompagna un protone.

Da un confronto con il  $\Delta E/\Delta x$  della sezione 3.5 si è attribuito l'agglomerato mancante alle particelle  $\alpha$  che possono essere prodotte, ad esempio, dalla reazione  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ .

Nel bersaglio è presente una considerevole frazione di carbonio, che però non viene osservata fra le specie diffuse. Ciò accade perché, nei run di misura considerati, il sistema di acquisizione era triggerato dal solo rivelatore OSCAR. Calcolando la cinematica a due corpi si può osservare che il boro e il carbonio diffusi elasticamente non hanno energia sufficiente per uscire dalla zona centrale del rivelatore e raggiungere OSCAR.

## 4.2 Diagramma cinematico

A partire dall'energia del fascio e dal tipo di reazione è possibile ricavare delle relazioni fra le grandezze cinematiche. Un esempio può essere la correlazione fra l'energia e l'angolo alla quale viene emessa una data particella considerando la diffusione elastica del proiettile sul bersaglio. Il risultato misurato è visibile nella figura 4.4, dove si è utilizzata come stima dell'energia quella misurata da OSCAR.

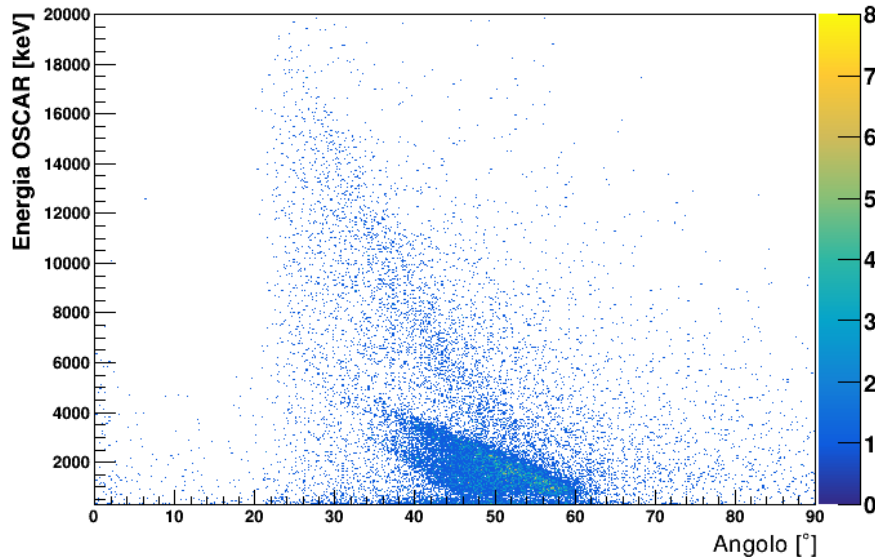


Figura 4.4: Diagramma cinematico.

È bene notare come l'energia di OSCAR non sia una stima esatta dell'energia delle particelle emesse nella reazione. In questo caso, infatti, non viene considerata la perdita di energia delle particelle nel gas. Ciò fa sì che sia presente un errore sistematico dovuto non solo alla distanza percorsa nel pad-plane, ma anche alla distanza percorsa nello spessore di gas presente tra la fine del piano di raccolta ed OSCAR.

Come si può notare è presente un agglomerato largo attorno a  $50^\circ$ . Questo è dovuto all'idrogeno diffuso elasticamente, come evidenziato rifacendo l'immagine solamente con le particelle identificate come protoni attraverso il metodo descritto nella sezione 3.5. La larghezza della distribuzione è dovuta al fatto che rappresenta la cinematica data dalla convoluzione di tutte le energie incidenti comprese tra quella massima (energia di ingresso nel pad-plane) e la minima dovuta alla perdita di energia del fascio all'interno del rivelatore.

Mano a mano che il fascio entra attraverso il gas, infatti, perde energia in maniera non trascurabile (nelle condizioni specifiche perde circa 1.3 MeV in 10 cm), cambiando la cinematica. Con la riduzione dell'energia del fascio andranno di conseguenza a ridursi l'energia e l'angolo di emissione dei protoni. Facendo una correlazione energia versus angolo al variare della coordinata  $x$  del protovertice ci si può fare un'idea di questo effetto, come evidenziato nella figura 4.5.

Per verificare l'accordo dei grafici appena mostrati con la cinematica dello scattering elastico fra  $^{11}\text{B}$  e protoni, è però necessario correggere la perdita di energia del fascio e delle particelle diffuse. Per il fascio il calcolo è stato eseguito con il programma LISE++, il quale ha mostrato come, a causa delle perdite nella finestra di Mylar e nello spessore di gas di  $\approx 35$  mm prima del pad-plane, l'energia cinetica all'ingresso di quest'ultimo sia di 25 MeV. Per le particelle diffuse il problema è l'inverso: l'energia in seguito all'attraversamento del materiale è nota, ma non quella iniziale. Per prima cosa si sono selezionate solo le particelle che sono state identificate come protoni. Successivamente la ricostruzione dell'energia originale è stata eseguita come descritto in letteratura [22]. Una particella di energia cinetica iniziale  $E$  ha un range  $R$  nel materiale. Dopo aver attraversato uno spessore  $s$ , essa avrà energia  $E'$  e range  $R'$ . Con un semplice argomento di omogeneità del materiale, si nota che  $R'$

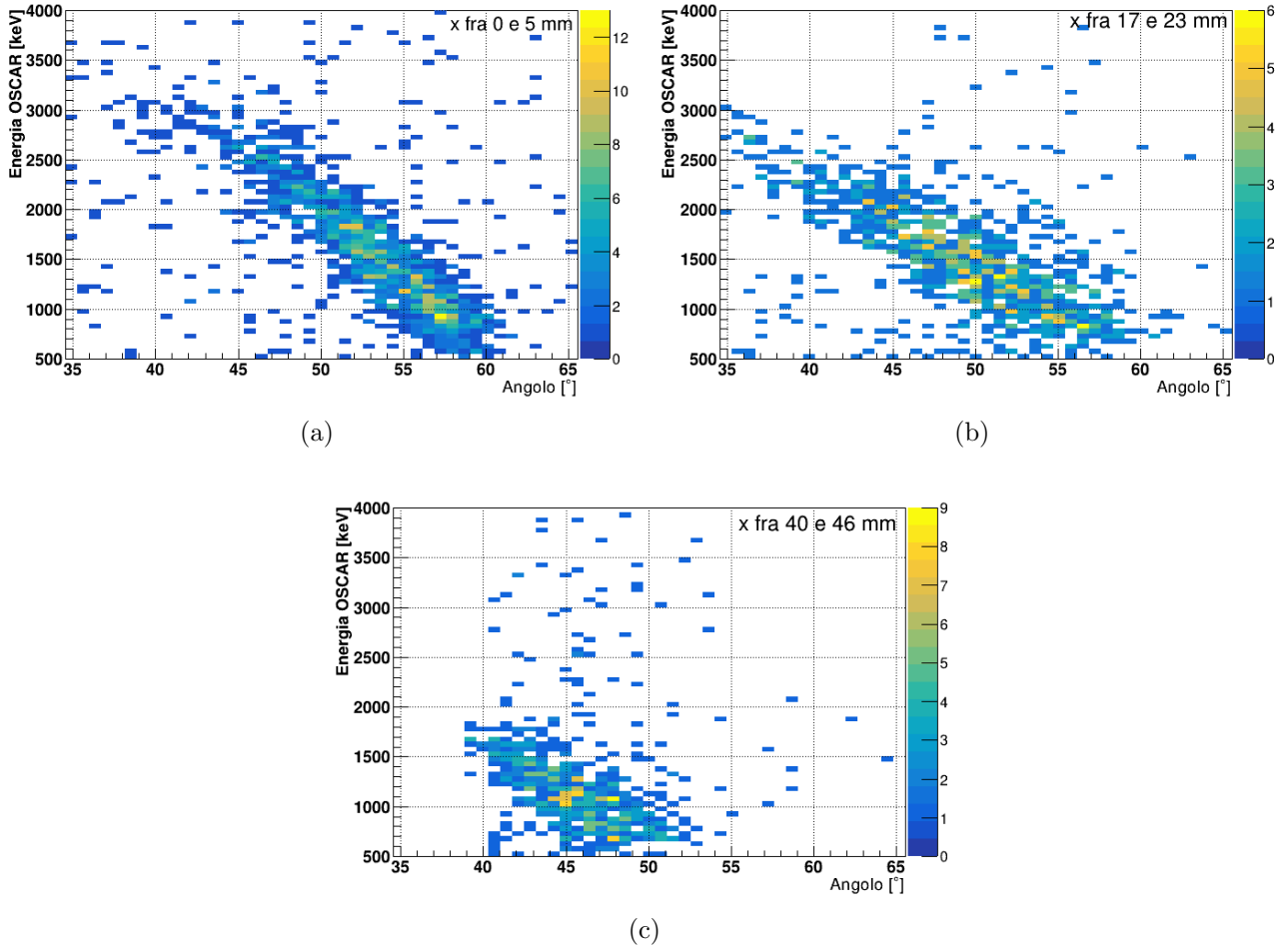


Figura 4.5: Diagramma cinematico al variare della profondità  $x$  del protovertice nella camera.

dovrà essere pari a  $R - s$ . Conoscendo  $E'$ , lo spessore  $s$  del materiale, e dette  $E(R)$  e  $R(E)$  l'energia cinetica della particella in funzione del range e viceversa, è possibile ricostruire l'energia cinetica iniziale prendendo il range  $R' = R(E')$ , e, per il motivo appena esposto, l'energia ricostruita sarà pari a  $E(R' + s)$ . Le funzioni  $E(R)$  e  $R(E)$  sono state stimate con il programma SRIM [40]. In questa analisi  $E'$  rappresenta l'energia persa in OSCAR, mentre  $s$  è la distanza percorsa dalla particella. A questo punto, assumendo una distanza di OSCAR dal centro del pad-plane pari a 90 mm, si è corretta la distanza percorsa in base all'angolo di emissione rispetto al rivelatore ancillare. Si è quindi rifatto il diagramma cinematico, con il risultato mostrato nella figura 4.6, ove la curva rossa mostra l'andamento teorico.

Si può notare come, sebbene la curva teorica (linea rossa, figura 4.6) abbia lo stesso andamento dei dati, vi sia una discrepanza di circa 200 keV nella misura dell'energia. Quest'ultima necessita ulteriori indagini, ma può essere attribuita ad una errata stima delle distanze geometriche fra gli elementi del rivelatore, dell'angolo oppure a una cattiva stima dell'energia depositata nel gas calcolata da SRIM. La perdita di energia di ioni pesanti nei diversi gas, infatti, non è quasi mai misurata sperimentalmente ma viene piuttosto stimata in modo proporzionale a partire dalle misure disponibili per protoni e particelle alfa [22] [41]. Uno degli obiettivi della stessa campagna di misura in cui sono stati raccolti i dati discussi in questo lavoro di tesi, è proprio quello di ottenere informazioni sperimentali di questo tipo. Il lavoro di analisi dati è in corso e, successivamente, sarà possibile una verifica incrociata sfruttando le informazioni sulla cinematica discusse in questo capitolo.



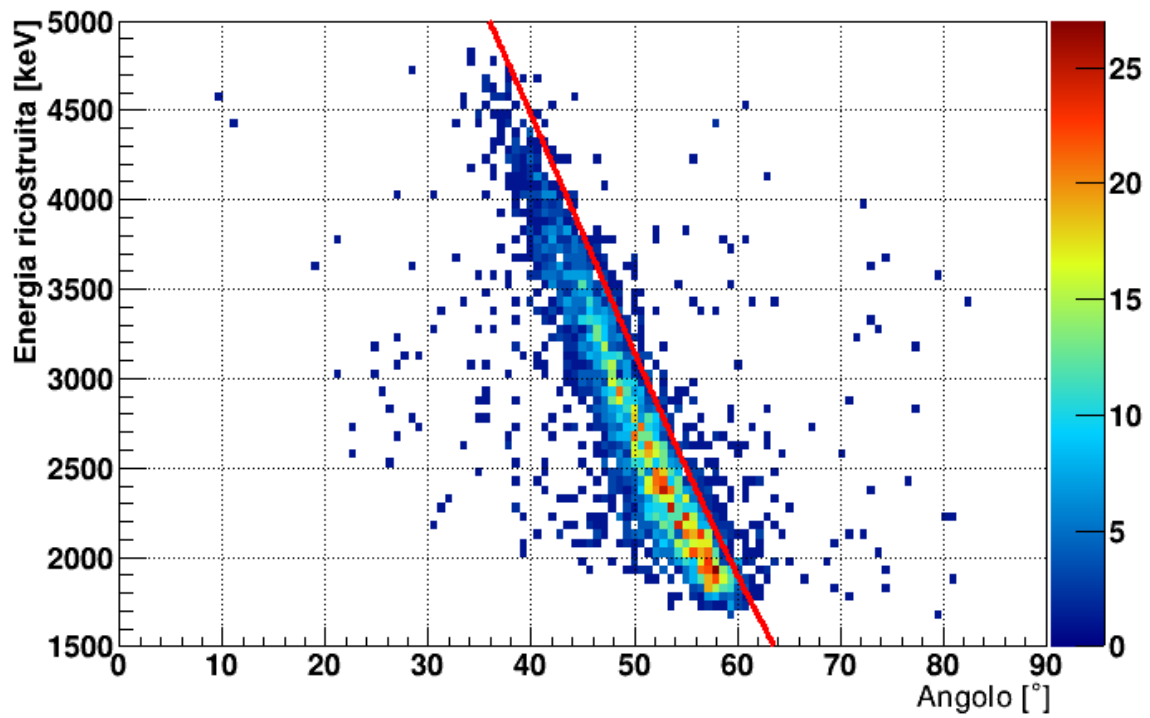


Figura 4.6: Diagramma di angolo versus energia ricostruita per le diffusioni di protoni dei primi 5 mm del pad-plane, in rosso è indicata la curva teorica.



# Capitolo 5

## Conclusioni

L'utilizzo di rivelatori a bersaglio attivo presenta vantaggi in termini di luminosità e ricostruzione del vertice di interazione che risultano promettenti nell'applicazione allo studio di reazioni dirette con fasci di bassa intensità. Il progetto ACTAR è nato per sviluppare un rivelatore a bersaglio attivo composto da una TPC in cui l'amplificazione degli elettroni è ottenuta utilizzando MICROMEGAS di ultima generazione e la raccolta è fatta su un anodo segmentato in pixel quadrati di 2 cm di lato. Il Dimostratore di ACTAR è un prototipo di tale rivelatore ed è stato utilizzato in una recente campagna presso i Laboratori Nazionali del Sud. Lo scopo delle misure effettuate è duplice: da una parte si vuole caratterizzare la risposta del rivelatore misurando reazioni dirette tra ioni più o meno pesanti, dall'altra si vuole misurare in maniera diretta la perdita di energia di diversi ioni in diversi gas. In questo lavoro di tesi sono stati esposti gli algoritmi implementati per l'analisi dei dati raccolti e per la ricostruzione degli eventi fisici.

Sono stati implementati i metodi per la sottrazione del rumore e per la sottrazione della linea di base, anche nella situazione complicata in cui è presente un elevato numero di segnali. Si è tentato un metodo di deconvoluzione dei segnali, che però non è stato possibile riportare nell'analisi finale a causa di problemi di non linearità. Si è poi proceduto con la calibrazione del rivelatore a target attivo e dei rivelatori ancillari.

Successivamente sono stati descritti gli algoritmi di tracciamento sviluppati per ricostruire le tracce a partire dagli eventi calibrati mediante l'uso della trasformata di Hough per il clustering. In particolare, sono stati discussi due modi alternativi per lo sviluppo dell'algoritmo di Hough mostrando come l'estensione diretta del metodo ad  $\mathbb{R}^3$  risulti troppo pesante a livello computazionale. Una prima approssimazione di ricostruzione del vertice di interazione è stata inoltre implementata. È stato anche mostrato un metodo per l'identificazione delle particelle emesse nelle reazioni basate sul metodo delle correlazioni fra energia e perdita di energia nel volume attivo.

Le correlazioni fra perdita di energia e angolo hanno mostrato come sia possibile identificare le particelle emesse dalla reazione la cui energia cinetica non è stata misurata con i rivelatori ancillari. La cinematica della diffusione elastica ottenuta sperimentalmente ha mostrato un andamento in accordo con le predizioni teoriche. Si riscontra tuttavia una deviazione sistematica di circa 200 keV che dovrà essere ulteriormente investigata in termini di stima geometrica delle traiettorie e di stima accurata della perdita di energia degli ioni in gas.

Questa tesi, quindi, rappresenta un primo passo verso la caratterizzazione di risposta di un rivelatore a bersaglio attivo di ultima generazione per mostrarne le possibilità, i limiti, e gli accorgimenti da adottare per i futuri esperimenti con ioni pesanti.

Gli strumenti sviluppati saranno utilizzati come punto di partenza per l'analisi dei dati delle future campagne sperimentali.



# Bibliografia

- [1] K. S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*. Wiley, 1988.
- [2] M. Huyse, “The why and how of radioactive-beam research,” in *Lecture Notes in Physics*, vol. 651, 2004, pp. 1–32.
- [3] W. Huang, G. Audi, M. Wang, F. G. Kondev, S. Naimi, and X. Xu, “The AME2016 atomic mass evaluation (i). evaluation of input data and adjustment procedures,” *Chinese Physics C*, vol. 41, no. 3, p. 030002, mar 2017. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1088%2F1674-1137%2F41%2F3%2F030002>
- [4] M. G. Mayer, “Nuclear configurations in the spin-orbit coupling model. i. empirical evidence,” *Phys. Rev.*, vol. 78, pp. 16–21, Apr 1950. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.78.16>
- [5] [Online]. Available: <http://isolde.web.cern.ch/>
- [6] [Online]. Available: <https://www.nsl.msu.edu/>
- [7] [Online]. Available: <https://www.ganil-spiral2.eu/>
- [8] [Online]. Available: [www.gsi.de](http://www.gsi.de)
- [9] [Online]. Available: <http://www.riken.jp/en/research/labs/rnc/>
- [10] [Online]. Available: <https://web.infn.it/spes/>
- [11] J. Benlliure, *Spallation Reactions in Applied and Fundamental Research*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2006, pp. 191–238. [Online]. Available: [https://doi.org/10.1007/3-540-33787-3\\_5](https://doi.org/10.1007/3-540-33787-3_5)
- [12] S. Hirenzaki, H. Toki, and I. Tanihata, “Proton elastic scattering with  $^9\text{Li}$  and  $^{11}\text{Li}$  and its halo structure,” *Nuclear Physics A*, vol. 552, no. 1, pp. 57 – 65, 1993. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037594749390330Z>
- [13] T. Otsuka, A. Gade, O. Sorlin, T. Suzuki, and Y. Utsuno, “Evolution of nuclear structure in exotic nuclei driven by nuclear forces.”
- [14] K. L. Jones, A. S. Adekola, D. W. Bardayan, J. C. Blackmon, K. Y. Chae, K. A. Chipps, J. A. Cizewski, L. Erikson, C. Harlin, R. Hatarik, R. Kapler, R. L. Kozub, J. F. Liang, R. Livesay, Z. Ma, B. H. Moazen, C. D. Nesaraja, F. M. Nunes, S. D. Pain, N. P. Patterson, D. Shapira, J. F. Shriner Jr, M. S. Smith, T. P. Swan, and J. S. Thomas, “The magic nature of  $^{132}\text{Sn}$  explored through the single-particle states of  $^{133}\text{Sn}$ ,” *Nature*, vol. 465, p. 454, May 2010. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/nature09048>
- [15] R. Casten and B. Sherrill, “The study of exotic nuclei,” *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 45, pp. S171 – S233, 2000. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641000900139>
- [16] I. Lombardo, D. Dell’Aquila, A. D. Leva, I. Indelicato, M. L. Cognata, M. L. Commaro, A. Ordine, V. Rigato, M. Romoli, E. Rosato, G. Spadaccini, C. Spitaleri, A. Tumino, and

- M. Vigilante, “Toward a reassessment of the  $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$  reaction rate at astrophysical temperatures,” *Physics Letters B*, vol. 748, pp. 178 – 182, 2015. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269315005031>
- [17] P. Decroock, T. Delbar, P. Duhamel, W. Galster, M. Huysse, P. Leleux, I. Licot, E. Liénard, P. Lipnik, M. Loiselet, C. Michotte, G. Ryckewaert, P. Van Duppen, J. Vanhorenbeeck, and J. Vervier, “Determination of the  $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$  reaction cross section using a  $^{13}\text{N}$  radioactive ion beam,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, pp. 808–811, Aug 1991. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.67.808>
- [18] B. Mauss, “Réactions élastiques et inélastiques résonantes pour la caractérisation expérimentale de la cible active actar tpc,” Ph.D. dissertation, 2018, thèse de doctorat dirigée par Sorlin, Olivier Physique Normandie 2018. [Online]. Available: <http://www.theses.fr/2018NORMC226>
- [19] R. Raabe *et al.*, “Letter of intent for SPES.”
- [20] [Online]. Available: <https://web.infn.it/spes/index.php/news/spes-beam-tables>
- [21] A. Gillibert, A. Corsi, F. Flavigny, C. Louchart, L. Nalpas, A. Obertelli, E. C. Pollacco, G. Authelet, J. M. Gheller, D. Guillaume, V. Méot, O. Roig, I. Vinyar, and A. Lukin, “Windowless thin solid-hydrogen target: Chymene,” *The European Physical Journal A*, vol. 49, no. 12, p. 155, Dec 2013. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1140/epja/i2013-13155-y>
- [22] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, 2010.
- [23] M. B. et al., *Nuclear Instruments and Methods B*, vol. 268, no. 20, 2010.
- [24] S. Ahmed, *Physics and Engineering of Radiation Detection (2nd Edition)*. Elsevier, 2014, ch. 3.7.
- [25] D. Swan, J. Yurkon, and D. Morrissey, “A simple two-dimensional ppac,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 348, no. 2, pp. 314 – 317, 1994. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900294907536>
- [26] F. Sauli, “Gem: A new concept for electron amplification in gas detectors,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 386, no. 2, pp. 531 – 534, 1997. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900296011722>
- [27] Y. Giomataris, P. Rebourgeard, J. Robert, and G. Charpak, “Micromegas: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 376, no. 1, pp. 29 – 35, 1996. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900296001751>
- [28] W. Shockley, “Currents to conductors induced by a moving point charge,” *Journal of Applied Physics*, vol. 9, no. 10, pp. 635–636, 1938. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.1710367>
- [29] S. Aune, J. F. Castel, T. Dafni, M. Davenport, G. Fanourakis, E. Ferrer-Ribas, J. Galan, J. A. Garcia, A. Gardikiotis, T. Gerasis, I. Giomataris, H. Gomez, J. G. Garza, D. C. Herrera, F. J. Iguaz, I. G. Irastorza, D. Jourde, G. Luzon, J. P. Mols, T. Papaevangelou, A. Rodriguez, J. Ruz, L. Segui, A. Tomas, T. Vafeiadis, and S. C. Yildiz, “Low background x-ray detection with micromegas for axion research.”
- [30] Rlinehan. CC BY-SA 4.0. [Online]. Available: <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=45798181>
- [31] T. Roger, J. Pancin, G. Grinyer, B. Mauss, A. Laffoley, P. Rosier, H. Alvarez-Pol, M. Babo, B. Blank, M. Caamaño, S. Ceruti, J. Daemen, S. Damoy, B. Duclos, B. Fernández-Domínguez, F. Flavigny, J. Giovinazzo, T. Goigoux, J. Henares, P. Konczykowski, T. Marchi, G. Lebertre,

- N. Lecesne, L. Legeard, C. Maugeais, G. Minier, B. Osmond, J. Pedroza, J. Pibernat, O. Poleshchuk, E. Pollacco, R. Raabe, B. Raine, F. Renzi, F. Saillant, P. Sénécal, P. Sizun, D. Suzuki, J. Swartz, C. Wouters, G. Wittwer, and J. Yang, “Demonstrator detection system for the active target and time projection chamber (actar tpc) project,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 895, pp. 126 – 134, 2018. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900218304777>
- [32] E. Pollacco, G. Grinyer, F. Abu-Nimeh, T. Ahn, S. Anvar, A. Arokiaraj, Y. Ayyad, H. Baba, M. Babo, P. Baron, D. Bazin, S. Beceiro-Novos, C. Belkhiria, M. Blaizot, B. Blank, J. Bradt, G. Cardella, L. Carpenter, S. Ceruti, E. D. Filippo, E. Delagnes, S. D. Luca, H. D. Witte, F. Druillolle, B. Duclos, F. Favela, A. Fritsch, J. Giovinazzo, C. Gueye, T. Isobe, P. Hellmuth, C. Huss, B. Lachacinski, A. Laffoley, G. Lebertre, L. Legeard, W. Lynch, T. Marchi, L. Martina, C. Maugeais, W. Mittig, L. Nalpas, E. Pagano, J. Pancin, O. Poleshchuk, J. Pedroza, J. Pibernat, S. Primault, R. Raabe, B. Raine, A. Rebi, M. Renaud, T. Roger, P. Roussel-Chomaz, P. Russotto, G. Saccà, F. Saillant, P. Sizun, D. Suzuki, J. Swartz, A. Tizon, N. Usher, G. Wittwer, and J. Yang, “Get: A generic electronics system for tpcs and nuclear physics instrumentation,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 887, pp. 81 – 93, 2018. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900218300342>
- [33] D. Dell’Aquila, I. Lombardo, G. Verde, M. Vigilante, G. Ausanio, A. Ordine, M. Miranda, M. D. Luca, R. Alba, L. Augey, S. Barlini, E. Bonnet, B. Borderie, R. Bougault, M. Bruno, A. Camaiani, G. Casini, A. Chbihi, M. Cicerchia, M. Cinausero, D. Fabris, Q. Faible, L. Francalanza, J. Frankland, L. Grassi, F. Gramegna, D. Gruyer, A. Kordyasz, T. Kozik, R. LaTorre, N. L. Neindre, O. Lopez, T. Marchi, L. Morelli, P. Ottanelli, M. Parlog, G. Pastore, G. Pasquali, S. Piantelli, D. Santonocito, A. Stefanini, G. Tortone, S. Valdrè, and E. Vient, “Oscar: A new modular device for the identification and correlation of low energy particles,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 877, pp. 227 – 237, 2018. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900217310161>
- [34] [Online]. Available: <https://root.cern.ch/>
- [35] J. Giovinazzo, T. Goigoux, S. Anvar, P. Baron, B. Blank, E. Delagnes, G. Grinyer, J. Pancin, J. Pedroza, J. Pibernat, E. Pollacco, A. Rebi, T. Roger, and P. Sizun, “Get electronics samples data analysis,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 840, 09 2016.
- [36] S. Biagi, “Monte carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 421, no. 1, pp. 234 – 240, 1999. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900298012339>
- [37] P. V. C. Hough, “Machine Analysis of Bubble Chamber Pictures,” *Conf. Proc.*, vol. C590914, pp. 554–558, 1959.
- [38] R. O. Duda and P. E. Hart, “Use of the hough transformation to detect lines and curves in pictures,” *Commun. ACM*, vol. 15, no. 1, pp. 11–15, Jan. 1972. [Online]. Available: <http://doi.acm.org/10.1145/361237.361242>
- [39] M. Cinausero *et al.*, “Study of the  $^{32}\text{S}(^3\text{He}, d)^{33}\text{Cl}$  one-proton transfer reaction with a new generation hodoscope,” *IOP Journal of Physics: Conference Physics, XLII Symposium on Nuclear Physics 2019*, 2019, to be published.
- [40] [Online]. Available: [www.srim.org](http://www.srim.org)

- [41] J. Ziegler, J. Biersac, and U. Littmark, "The stopping and range of ions in solids," *Pergamon Press*, 1985.