

---

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI BOLOGNA

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI  
CORSO DI LAUREA IN FISICA

**Riconoscimento di raggi cosmici con  
numero atomico  $Z < 20$  con gli  
scintillatori plastici del sistema TOF di  
AMS-02.**

Tesi di Laurea  
di:  
ALBERTO OLIVA

Relatore:  
Chiar.mo Prof.  
FEDERICO PALMONARI  
Correlatore:  
DR. DIEGO CASADEI

---

Anno Accademico 2003/2004— Sessione I



---

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI BOLOGNA

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI  
CORSO DI LAUREA IN FISICA

**Riconoscimento di raggi cosmici con  
numero atomico  $Z < 20$  con gli  
scintillatori plastici del sistema TOF di  
AMS-02.**

Tesi di Laurea  
di:  
ALBERTO OLIVA

Relatore:  
Chiar.mo Prof.  
FEDERICO PALMONARI  
Correlatore:  
DR. DIEGO CASADEI

**Parole chiave:** Raggi cosmici, AMS, Scintillatori, Ioni

---

Anno Accademico 2003/2004— Sessione I



*Ad Adriana,  
che riconosco nel sorriso  
del piccolo Giacomo.*



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>iii</b>
<b>1 Lo spettrometro AMS</b>	<b>1</b>
1.1 Il rivelatore AMS-02 . . . . .	1
1.2 Il magnete superconduttore . . . . .	3
1.3 Il tracker . . . . .	4
1.4 Gli scintillatori di AMS-02 . . . . .	6
1.5 Il rivelatore di radiazione di transizione . . . . .	7
1.6 Il contatore Čerenkov . . . . .	8
1.7 Il calorimetro elettromagnetico . . . . .	10
1.8 Il sistema di acquisizione . . . . .	12
<b>2 Gli obiettivi di ricerca di AMS</b>	<b>13</b>
2.1 Raggi cosmici . . . . .	13
2.1.1 Spettro energetico dei RC . . . . .	14
2.1.2 Composizione dei RC e loro origine . . . . .	17
2.1.3 Astrofisica dei RC con AMS-02 . . . . .	21
2.1.4 Astrofisica dei raggi $\gamma$ con AMS-02 . . . . .	23
2.2 Antimateria di origine cosmica . . . . .	24
2.2.1 Antimateria cosmica . . . . .	25
2.2.2 Ricerca dell'antimateria . . . . .	27
2.3 Materia oscura . . . . .	30
2.3.1 Prove dell'esistenza della DM . . . . .	30
2.3.2 DM cosmologica . . . . .	32
2.3.3 I candidati per la DM . . . . .	35
2.3.4 La ricerca delle WIMP . . . . .	36

## INDICE

---

<b>3</b>	<b>Il sistema TOF di AMS-02</b>	<b>39</b>
3.1	I contatori a scintillazione . . . . .	39
3.1.1	Perdita d'energia nel materiale . . . . .	39
3.1.2	Risposta temporale . . . . .	41
3.1.3	Risposta luminosa . . . . .	42
3.1.4	Attenuazione . . . . .	43
3.1.5	Misure di posizione, velocità e carica della particella . .	44
3.2	Il sistema TOF di AMS-02 . . . . .	45
3.2.1	I piani . . . . .	46
3.2.2	I contatori . . . . .	48
<b>4</b>	<b>Prove su fascio</b>	<b>53</b>
4.1	Setup sperimentale al CERN . . . . .	53
4.2	Caratteristiche del fascio . . . . .	54
4.3	Analisi dei dati del beam test 2003 . . . . .	57
4.3.1	Correzione dei segnali temporali . . . . .	58
4.3.2	Selezione degli eventi . . . . .	59
4.4	Risoluzione in carica . . . . .	62
4.5	Risoluzione temporale . . . . .	68
4.6	Correlazione con gli altri rivelatori . . . . .	71
4.6.1	Ricostruzione della carica . . . . .	71
4.6.2	Correlazione con i dati degli altri rivelatori . . . . .	74
4.7	Saturazione dei fotomoltiplicatori . . . . .	78
4.8	Legge di Birks-Chou . . . . .	80
	<b>Conclusioni</b>	<b>83</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>88</b>
	<b>Ringraziamenti</b>	<b>89</b>



# Introduzione

AMS-02 è un esperimento di fisica dei raggi cosmici al di fuori dell'atmosfera terrestre. Nel 2008 il rivelatore verrà installato sulla stazione spaziale internazionale ISS, dove opererà per almeno tre anni, misurando lo spettro dei raggi cosmici con energia compresa tra 0.1 e 1000 GeV per nucleone.

Il gruppo AMS di Bologna, responsabile dello sviluppo e della costruzione del sistema di tempo di volo (TOF) di AMS-02, ha condotto negli ultimi tre anni due prove su fascio di ioni al CERN.

Lo scopo di questo lavoro di tesi è stato l'analisi dei dati raccolti nella prova su fascio effettuata tra l'ottobre e il novembre del 2003 con quattro contatori prototipo del sistema TOF.

Nel primo capitolo viene descritta brevemente la struttura di AMS-02 nei suoi vari subdetector. Nel secondo capitolo sono affrontati i temi di interesse scientifico per la ricerca di AMS-02. Nel terzo capitolo viene data una descrizione particolareggiata del sistema TOF nelle sue componenti. Infine il quarto capitolo illustra il tipo di analisi che ho condotto e i risultati ottenuti.

Lo scopo principale della prova su fascio del 2003 è stato il confronto fra le prestazioni dei contatori con guide di luce corte e dritte, del tipo di quelli che saranno installati nei piani 1 e 4 del sistema TOF di AMS-02, e quelle degli scintillatori dotati di guide incurvate. Questi ultimi sono installati nei piani 2 e 3 del sistema TOF di AMS-02. Essi, a causa dell'orientazione dell'intenso campo magnetico nella zona dei fotomoltiplicatori (PMT), sono caratterizzati da una minore efficienza di trasmissione della luce dallo scintillatore ai PMT, ovvero da prestazioni in linea di principio peggiori di quelli con guide corte.

Grazie ai dati raccolti nel 2003, ho potuto determinare la risoluzione in carica, utilizzando sia il canale di anodo che quello di dinodo, e la risoluzione sul tempo di volo per ogni contatore. Il risultato è che i contatori con guide di luce incurvate, in assenza di campo magnetico, non sono molto peggiori di quelli con guide corte.

## INTRODUZIONE

---

Sfruttando gli stessi dati, ho potuto anche correlare le misure effettuate con gli scintillatori del TOF con quelle dei prototipi del RICH e del tracker. Grazie a tale correlazione, ho potuto studiare la risoluzione in carica degli scintillatori con maggior precisione, e la probabilità che ogni singolo contatore misuri la carica sbagliata. È attualmente in corso lo studio della frammentazione dei nuclei del fascio sulle strutture attive e passive dei rivelatori installati nella zona del test.

Infine, approfittando dei run condotti utilizzando un solo fototubo acceso in ogni lato, ho impostato lo studio della risposta dei due scintillatori provati su fascio, utilizzando la formula di Birks-Chou (equazione 3.5). È attualmente in corso l'analisi che porterà alla determinazione dei parametri di tale formula.

# Capitolo 1

## Lo spettrometro AMS

AMS (*Alpha Magnetic Spectrometer*) è un esperimento di fisica di particelle nello spazio. Il suo scopo principale è quello di misurare lo spettro dei raggi cosmici di rigidità compresa tra 0.1 e 1000 GV con una grande accettazione e accuratezza. Per questo motivo il rivelatore dovrà operare per un lungo periodo al di fuori dell'atmosfera terrestre.

Nel giugno 1998 è stato fatto volare un prototipo di AMS, AMS-01, sullo shuttle *Discovery* (missione NASA STS-91). Il rivelatore ha operato per 10 giorni, compiendo misure dello spettro di p, He,  $e^+$  e  $e^-$  e stabilendo nuovi limiti sulla ricerca di antimateria [1].

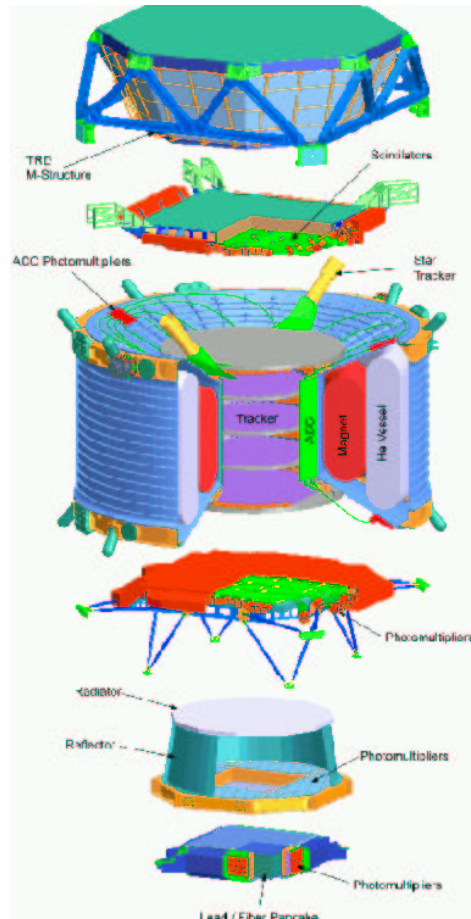
Attualmente è in fase di costruzione una nuova versione di AMS, chiamata AMS-02, che verrà installata sulla stazione spaziale internazionale (ISS) nel 2008, dove opererà per 3 anni.

### 1.1 Il rivelatore AMS-02

La costruzione del rivelatore AMS-02 è si basa sull'esperienza maturata nella costruzione del prototipo AMS-01 [1]. Le novità maggiori nella progettazione di AMS-02 stanno nell'introduzione di nuovi componenti per migliorare il riconoscimento delle particelle e assicurare una ridondanza nelle misurazioni.

Nella figura 1.1 il detector è mostrato nelle sue diverse sezioni. Al centro si trova il magnete superconduttore che curva la traiettoria delle particelle cariche che lo attraversano. Al suo interno si trova il traker, rivelatore che permette la ricostruzione del percorso dalla particella nel campo magnetico.

Attorno al traker si trova un sistema di contatori a scintillazione (ACC)

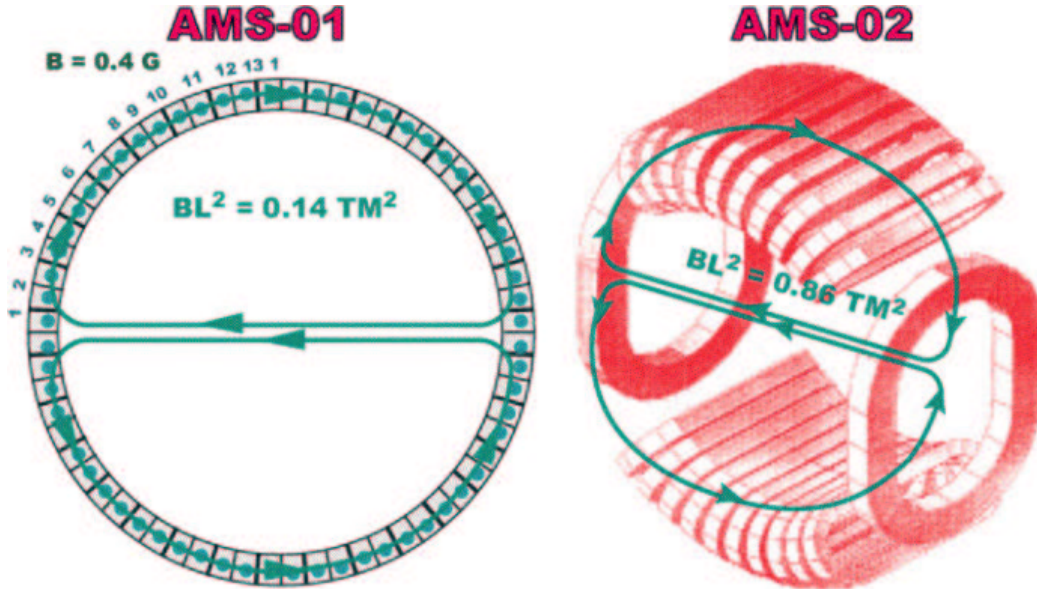


**Figura 1.1:** Figura esplosa del rivelatore AMS-02.

il cui scopo è vetare le particelle che attraversano la struttura del magnete. Sopra e sotto il magnete si trovano due piani formati da altri contatori a scintillazione che forniscono il segnale di passaggio di particella carica (TOF).

Nella parte superiore si trova un rivelatore a radiazione di transizione (TRD), a forma di tronco di piramide a base ottagonale, che permette di distinguere positroni da protoni.

In basso, sotto al piano del TOF, si trova un rivelatore Čerenkov (RICH) che permette una misura della velocità e della carica della particella. Lo spettrometro è completato da un calorimetro elettromagnetico (ECAL) che misura l'energia della particella. Recentemente è stato aggiunto uno startra-



**Figura 1.2:** A sinistra il dipolo permanente per AMS-01, a destra il magnete superconduttore di AMS-02 [3].

ker sulla sommità dello spettrometro per il riconoscimento della orientazione del detector nello spazio [2].

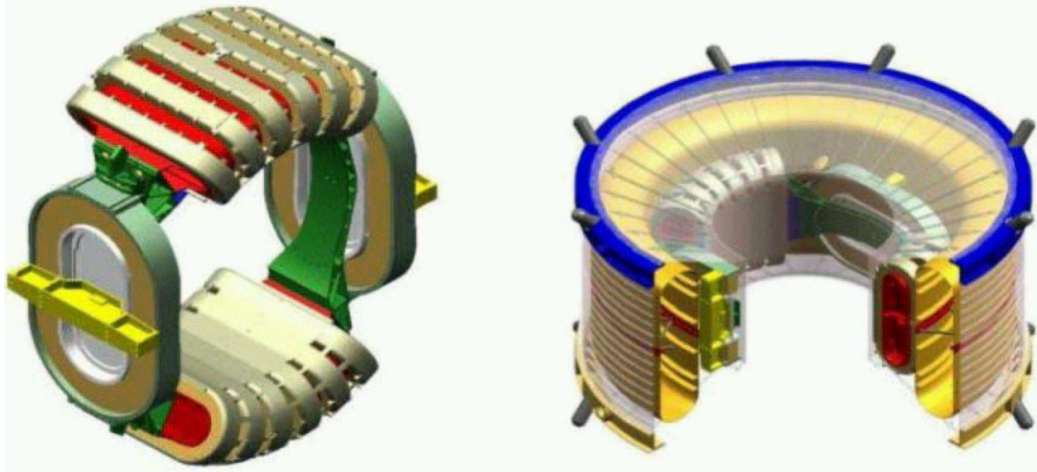
## 1.2 Il magnete superconduttore

La spettrometria in fisica delle alte energia è realizzata con l'uso di campi magnetici intensi che permettono la selezione in rigidità magnetica  $R$ :

$$R = \frac{pc}{ze}, \quad (1.1)$$

dove  $p$  è la quantità di moto e  $ze$  è la carica della particella.

Mentre in AMS-01 il campo magnetico di  $\sim 1.4 \text{ kG}$  era generato da un magnete permanente, in AMS-02 il campo sarà prodotto da un magnete superconduttore e avrà una intensità sei volte maggiore  $\sim 0.87 \text{ T}$  (i due magneti sono presentati in figura 1.2). Il sistema è formato da bobine a superconduttore (niobio-titanio) alimentate a  $459 \text{ A}$ , disegnate per minimizzare il campo all'esterno del magnete ( $4 \text{ mT}$  a una distanza di  $3 \text{ m}$ ) e per ridurre il momento di torsione sulla ISS che si crea a causa dell'interazione tra il campo



**Figura 1.3:** Il magnete superconduttore a sinistra e il sistema criogenico di raffreddamento che lo circonda a destra [3].

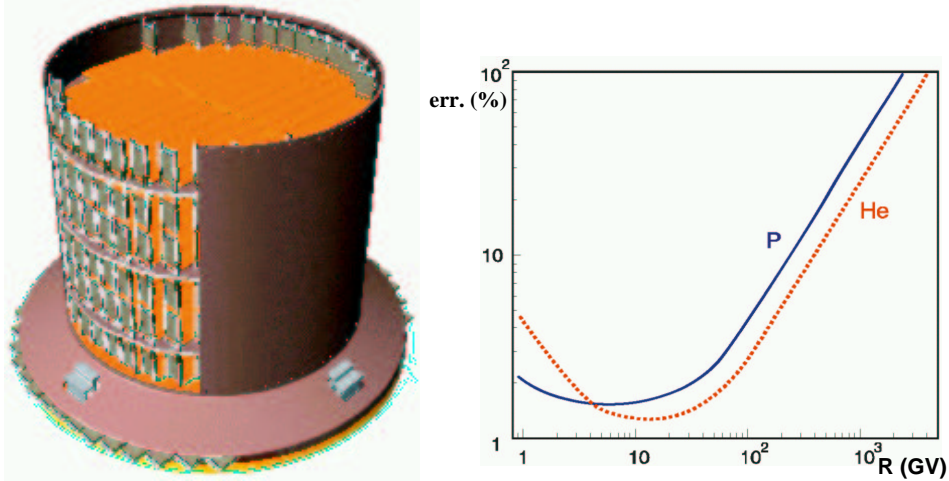
magnetico generato e quello terrestre. Per mantenere la temperatura criogenica di 1.8 K, necessaria al funzionamento dei superconduttori, le bobine sono contenute in una vasca riempita con 2500 litri di He liquido (figura 1.3), progettata per consentire al il mantenimento della temperatura iniziale il più a lungo possibile [3]. Il magnete avrà un peso complessivo di 2300 kg e un campo di dipolo di  $0.78 \text{ T m}^2$  la cui direzione all'interno del magnete definisce l'asse  $x$  di AMS-02.

### 1.3 Il tracker

Il silicon tracker di AMS-02 ha lo scopo di tracciare la traiettoria della particella con una precisione di  $\sim 10 \mu\text{m}$  all'interno del campo magnetico per ricostruirne la rigidità  $R$  fino a circa 2 TV (figura 1.4).

I rivelatori al silicio sono costituiti da diodi nei quali il passaggio di particelle cariche crea coppie carica-lacuna libere che danno un segnale di corrente. La possibilità di miniaturizzare i componenti su wafer al silicio li rende i rivelatori di posizione più precisi, per questo vengono impiegati in fisica delle alte energie come tracciatori (tracker) per la ricostruzione del vertice di interazione nei punti di collisione dei fasci.

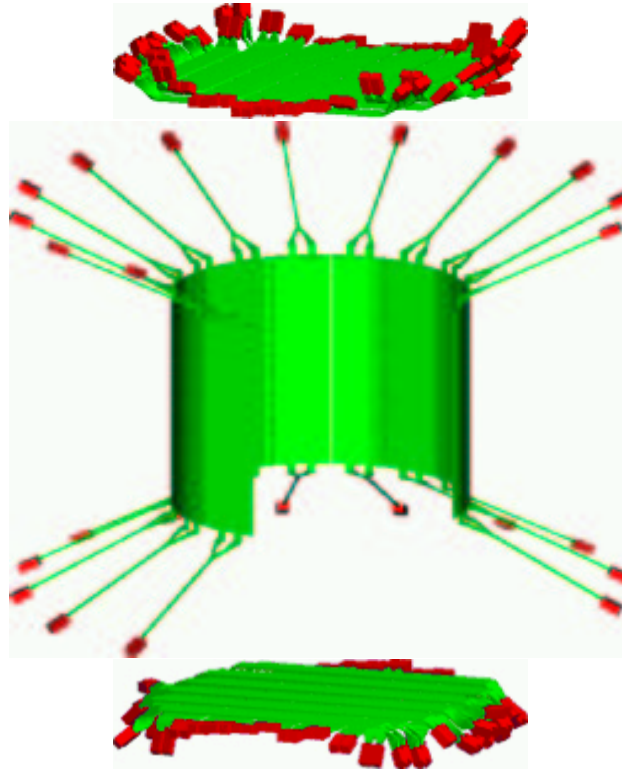
Il tracker di AMS-02 si trova all'interno del magnete ed è provvisto di un



**Figura 1.4:** A sinistra il traker [4] e a destra la sua risoluzione in rigidità  $R$  [5].

sistema di controllo termico che permette di minimizzare il calore trasferito dall'elettronica sul magnete. L'area di rivelazione è formata da 8 strati di microstrip di silicio a doppia faccia che ricoprono un'area totale di  $\sim 6.4 \text{ m}^2$  suddivisa in 6 piani di supporto. Il componente base del tracker è il *ladder* costituito da un numero variabile (da 7 a 15) di sensori al silicio. Ogni sensore ha un lato superiore  $p$  formato da micro-strip distanziate  $\sim 25 \mu\text{m}$  e da un lato inferiore  $n$  con microstrip nella direzione ortogonale. Il lato  $p$  è quello che ha la risoluzione migliore e sarà orientato in modo da misurare la posizione in  $y$ , direzione in cui le particelle cariche curvano a causa del campo magnetico, mentre il lato  $n$  misurerà la direzione  $x$ . In totale sono necessari al traker 192 ladder per un peso complessivo del traker di 180 kg e una potenza dissipata di circa 700 W [4].

Ogni ladder ha 1024 canali per il lato S (Sensor-side, microstrip lato  $p$ ), e 284 per quello K (Kapton-side, microstrip lato  $n$ ). In totale l'elettronica del traker deve leggere circa 200000 canali che vengono processati da una scheda (TDR, *Traker Data Reduction*) che sottrae i piedistalli e fa una ricerca dei canali che danno segnale e ne calcola il baricentro di carica. In questa maniera i dati vengono compressi di un fattore 200 senza pesare sul sistema di acquisizione [6].



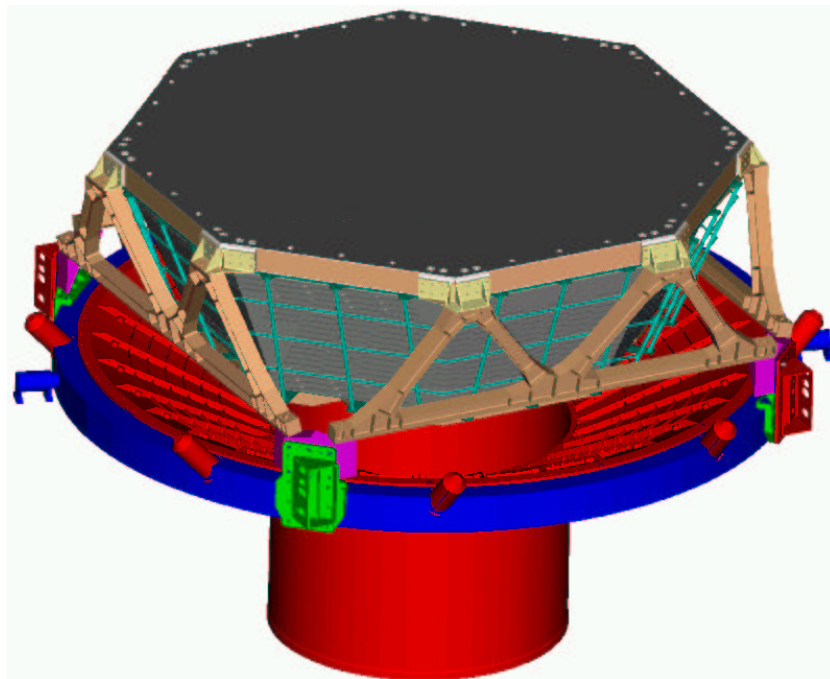
**Figura 1.5:** Al centro l'ACC e sopra e sotto i due piani del TOF.

## 1.4 Gli scintillatori di AMS-02

In AMS-02 sono compresi due apparati basati su contatori a scintillazione: ACC e TOF (figura 1.5). L'ACC (*Anti-Coincidence Counter*) è un sistema di veto a scintillatori, formato da 16 contatori rettangolari di spessore 8 mm letti su entrambi i lati da fotomoltiplicatori, curvati e arrangiati in una geometria cilindrica. L'ACC verrà posizionato fra il traker e il magnete e permetterà di scartare tracce che intersecano il magnete e, combinato alle misure del traker, permetterà il riconoscimento di eventi di backscatterig provenienti da ECAL [7].

Il TOF (*Time Of Flight system*) è un sistema di tempo di volo a scintillatori formato da 4 piani di 8 o 10 scintillatori che coprono un'area circolare di  $\sim 1.2 \text{ m}^2$ . I contatori di un piano sono ortogonali a quelli del piano adiacente e sono posti sopra e sotto al magnete. Il TOF fornisce il trigger principale



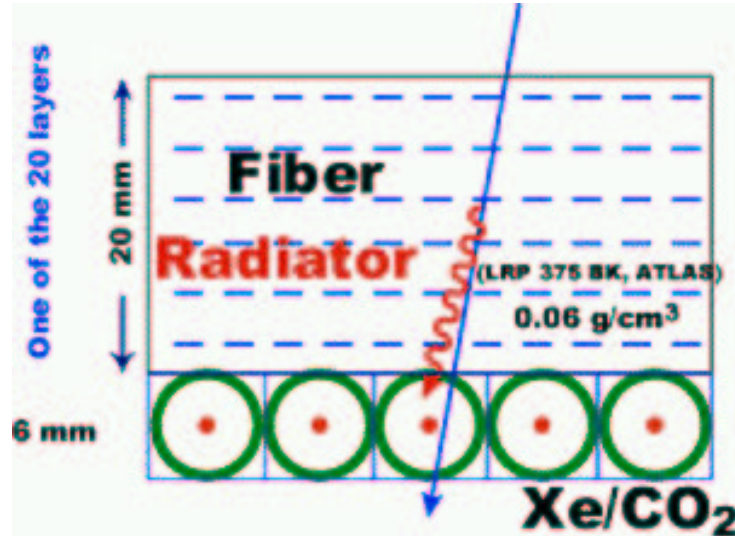


**Figura 1.6:** Il rivelatore a transizione TRD (in alto) è agganciato al supporto superiore del magnete (in basso).

del sistema e la sua accettazione definisce quella di tutto il detector ( $0.4 \text{ m}^2 \text{ sr}$ ). Oltre al fast trigger il sistema TOF provvederà a misurare la carica della particella attraverso la misurazione della perdita d'energia, misurerà la velocità della particella con un errore del 3% e permetterà di distinguere particelle provenienti dall'alto e dal basso entro  $10^{-9}$  [8].

## 1.5 Il rivelatore di radiazione di transizione

Il TRD (*Transition Radiation Detector*, figura 1.6) è un rivelatore che sfrutta la radiazione di transizione prodotta al passaggio di particelle cariche tra dielettrici differenti. La probabilità che nel singolo passaggio della particella si produca un fotone è molto bassa: per questo motivo si è scelto come radiatore un materiale compresso (in cui sono presenti moltissime interfacce mezzo-vuoto). Il radiatore è suddiviso in 20 strati di 20 mm intervallati da superfici di rivelatori a gas. Ogni piano di rivelazione contiene contatori



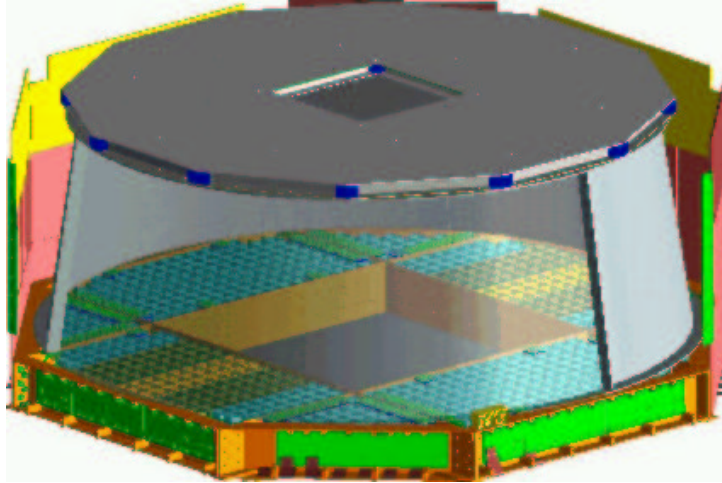
**Figura 1.7:** Schema di un singolo layer del TRD. Sopra il materiale radiante e sotto i tubi proporzionali di rivelazione [9].

proporzionali di diametro 6 mm riempiti da una miscela all'80% di Xe e al 20% di CO<sub>2</sub> (figura 1.7). In totale si hanno 5248 tubi proporzionali organizzati alternativamente lungo l'asse  $x$  e  $y$  di AMS (i primi e gli ultimi 4 strati misurano la coordinata  $y$ ; i 12 stati interni la  $x$ ) [9].

Caratteristica principale della radiazione di transizione è la presenza di una soglia in  $\gamma$ . Elettroni e protoni con la medesima rigidità possono essere distinti dal TRD. Infatti mentre gli elettroni e i positroni ad alta energia sono relativistici ed emettono radiazione di transizione, i protoni si trovano sotto la soglia di emissione fino a energie di  $\sim 300$  GeV. Il TRD quindi consente una separazione tra elettroni e protoni di  $\sim 10^{-3}$  per energie inferiori ai 300 GeV. Combinando questa misura con quella del calorimetro si arriva a una separazione di  $10^{-6}$  [9].

## 1.6 Il contatore Čerenkov

Il RICH (*Ring Imaging Čerenkov Counter*) raccoglie la radiazione prodotta per effetto Čerenkov da particelle che attraversano il radiatore con una velocità superiore a quella della luce nel mezzo. Queste producono un cono di



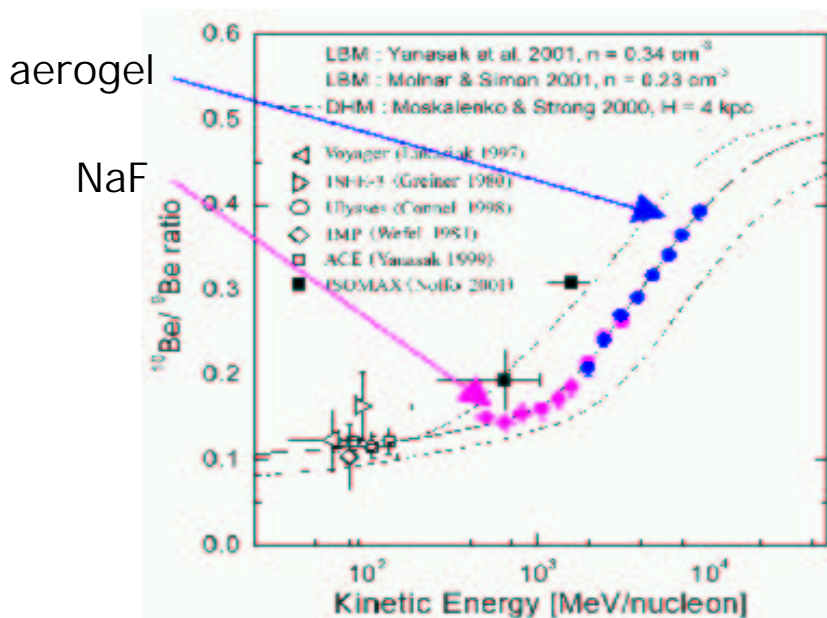
**Figura 1.8:** Il rivelatore Čerenkov RICH.

luce la cui apertura angolare  $\theta$  permette di stimare la velocità della particella:  $\cos \theta = 1/(\beta n)$ , dove  $\beta$  è la velocità della particella,  $n$  è l'indice di rifrazione del mezzo.

Diversamente dai rivelatori su fascio, in AMS-02 le particelle possono arrivare da molte direzioni per questo motivo è necessario adottare un PFRICH (*Proximity Focusing Ring Imaging Čerenkov Counter*), che permette la misura di di particelle non collineari all'asse del rivelatore ma che ha come inconveniente una dispersione radiale e cromatica [10].

Il rivelatore RICH di AMS-02 si troverà fra il piano inferiore del TOF e il calorimetro. È formato da tre parti (figura 1.8): radiatore, riflettore e piano di rivelazione. Il radiatore ha uno spessore di 30 mm ed è posto nella parte superiore del rivelatore. È formato da 80 blocchi di aerogel di  $11.5 \times 11.5 \times 3$  cm<sup>3</sup> e da 16 blocchi di fluoruro di sodio (NaF) posti nella zona centrale di dimensioni  $8.5 \times 8.5 \times 0.5$  cm<sup>3</sup>. La scelta del NaF nella zona centrale è dovuta al fatto che nel piano di rivelazione si trova un buco, in corrispondenza di ECAL, e il NaF, che ha un indice di rifrazione grande ( $n = 1.336$ ), garantisce coni Čerenkov ampi che sono più facilmente rivelabili. Inoltre il maggior indice di rifrazione permette di estendere le misure di  $\beta$  fino a 1 GeV per nucleone (figura 1.9) [11].

Il piano di rivelazione è formato da 680 fotomoltiplicatori (PMT) con anodi a 16 pixel con una superficie di rivelazione di  $4 \times 4$  mm<sup>2</sup> per pixel. La



**Figura 1.9:** Il diverso indice di rifrazione fra aerogel e NaF permette di estendere la sensibilità nella distinzione fra l'isotopo  $^{10}\text{Be}$  dal  $^9\text{Be}$  fino a 1 GeV [11].

struttura del piano è completata da guide di luce, alloggiamenti e schermature magnetiche. Il riflettore circonda il rivelatore ed è a forma di tronco di cono. È costituito da CFRC (Carbon Fiber Reinforced Composite) costruito con rigidi criteri di precisione e riflettività [5].

La risoluzione in velocità è intorno allo 0.1% [5]. Inoltre RICH permette una valutazione della carica della particella fino a  $Z \approx 30$ , grazie alla misura del numero di fotoni, e consente una ulteriore distinzione fra antiprotoni e elettroni per basse energie (fino a 15 GeV). Queste misure combinate con quelle del tracker permetteranno di ricostruire la massa dei raggi cosmici.

## 1.7 Il calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico (ECAL, figura 1.10) di AMS-02 è un calorimetro a campionamento di uno spessore totale di 166.5 mm (che corrispondono a  $\sim 17$  lunghezze di radiazione) e un peso di 496 kg. È organizzato in *super-*

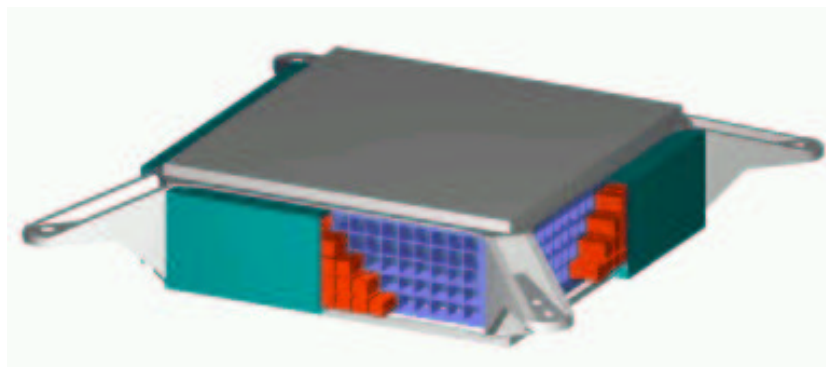


Figura 1.10: Il calorimetro elettromagnetico ECAL.

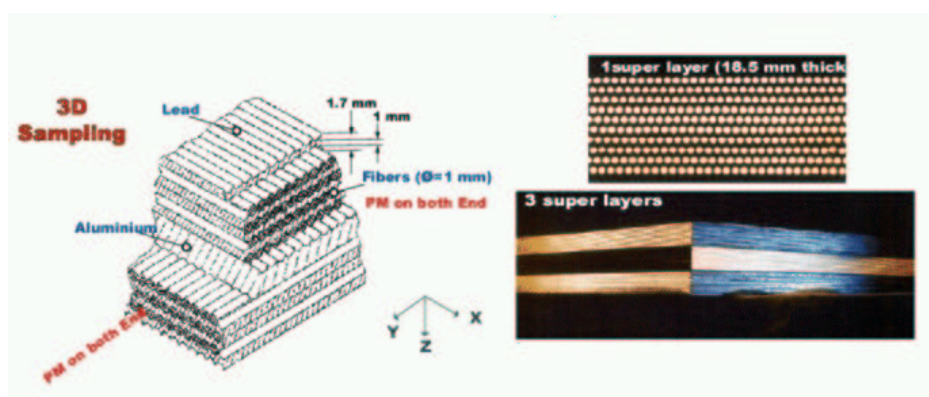


Figura 1.11: I superlayer di ECAL [5].

*layer* di spessore 18.5 mm e ciascuno di questi è formato da strati di piombo spesso 11 mm, intervallati a 11 strati di fibre di scintillatore plastico spesse 1 mm e incollate (figura 1.11). Nel piombo gli elettroni e i  $\gamma$  interagiscono con i nuclei formando una cascata elettromagnetica, rivelata dalle fibre scintillanti. Il calorimetro è complessivamente formato da 5 superlayer montati lungo la direzione  $y$  intervallati a 4 superlayer montati lungo la direzione  $x$  di AMS, permettendo una ricostruzione tridimensionale dello sciame sviluppato. La superficie di rivelazione di  $648 \times 648 \text{ mm}^2$  viene letta da 324 fotomoltiplicatori a  $2 \times 2$  pixel (ogni fotomoltiplicatore legge circa 35 fibre).

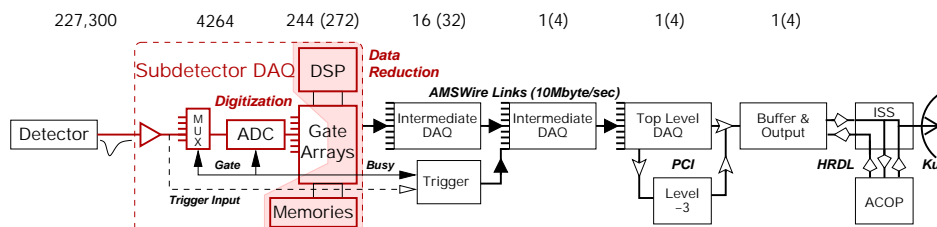


Figura 1.12: Sistema di acquisizione per AMS-02 [13].

La misura d'energia è stimata con una precisione di [12]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{11.9\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + 2.8\%, \quad (1.2)$$

ECAL inoltre permetterà di distinguere adroni da elettroni con una separazione di  $10^4$  tra 1.5 GeV e 1 TeV [5], misura che combinata con quella indipendente del TRD porta a una separazione superiore a  $10^6$  ad alta energia.

ECAL può essere usato da solo come rivelatore di fotoni, nel caso non sia stata rilevata alcuna altra particella dal TOF (il TOF non rivela il passaggio di particelle neutre). ECAL è infatti l'unico rivelatore di AMS-02 in grado di misurare direttamente i raggi  $\gamma$ .

## 1.8 Il sistema di acquisizione

La catena di acquisizione dei dati (DAQ) è presentata in figura 1.12 [13]. La lettura dei dati dei rivelatori è basata su 650 microprocessori (raddoppiati allo scopo di assicurare ridondanza). Vengono letti 227300 canali di 16 bit per ogni segnale di trigger. Si prevede un rate di trigger di 2 kHz per un totale di 7 Gbit/s di informazione da gestire dal sistema d'acquisizione. L'elettronica provvederà a ridurre l'informazione e a riconoscere i segnali di trigger sbagliati riducendo a 2 Mbit/s il data rate. Per non avere tempi di latenza troppo lunghi nella trasmissione dei dati è stato sviluppato un protocollo seriale che trasferisce i dati a 10 Mbyte/s detto *AMSwire* [14]. I dati saranno poi trasmessi da AMS-02 con lo stesso rate di acquisizione verso ACOP (*AMS Crew Operation Post*), il computer dedicato ad AMS all'interno della ISS.

## Capitolo 2

# Gli obiettivi di ricerca di AMS

Lo spettrometro AMS-02, nella sua permanenza nello spazio, sarà in grado di accumulare un quantitativo di dati superiore di 3–4 ordini di grandezza a qualsiasi altro esperimento mai compiuto. AMS-02 possiede una grande accettazione ( $0.4 \text{ m}^2 \text{ sr}$ ) e permette di studiare un range energetico molto ampio ( $10^8$ – $10^{12}$  eV per nucleone). Queste caratteristiche rendono AMS sensibile a molti obiettivi scientifici: (1) ricerca di antimateria primordiale ( $\bar{d}$ ,  $\bar{\text{He}}$  e  $\bar{\text{C}}$ ); (2) ricerca della materia oscura attraverso il riconoscimento delle annichilazioni dei neutralini (nello spettro di  $\bar{p}$  e di  $e^+$ ); (3) studio approfondito dello spettro dei raggi cosmici in una finestra energetica molto ampia.

### 2.1 Raggi cosmici

La prima evidenza dell'esistenza dei raggi cosmici (RC) risale all'invenzione della camera a nebbia nei primi anni del '900 dovuta a Wilson (premio Nobel nel 1927). Nei suoi esperimenti di studio della traccia lasciata da particelle ionizzanti, egli si accorse di un fondo di corrente sempre presente in uscita dalla camera. Concluse che l'aria doveva essere contaminata da una ionizzazione residua. Per determinare quale fosse la possibile sorgente di questa ionizzazione, dal 1911 Hess effettuò esperimenti ad alta quota ( $\sim 5000$  m) tramite palloni aerostatici. Riscontrando un drastico aumento della ionizzazione a grandi altitudini, concluse che la sorgente di tale radiazione dovesse trovarsi nello spazio. Ad Hess venne conferito il premio Nobel per la scoperta della *radiazione cosmica* nel 1932. Da quel momento lo studio dei RC ha portato alla scoperta di un gran numero di nuove particelle, aprendo la strada

alla fisica subnucleare moderna. In seguito all'invenzione degli acceleratori, negli anni '50, l'interesse per i raggi cosmici iniziò a spostarsi dalla ricerca subnucleare nell'ambito atmosferico (RC secondari) al problema della loro origine e propagazione nello spazio (RC primari): nasce l'astrofisica dei raggi cosmici.

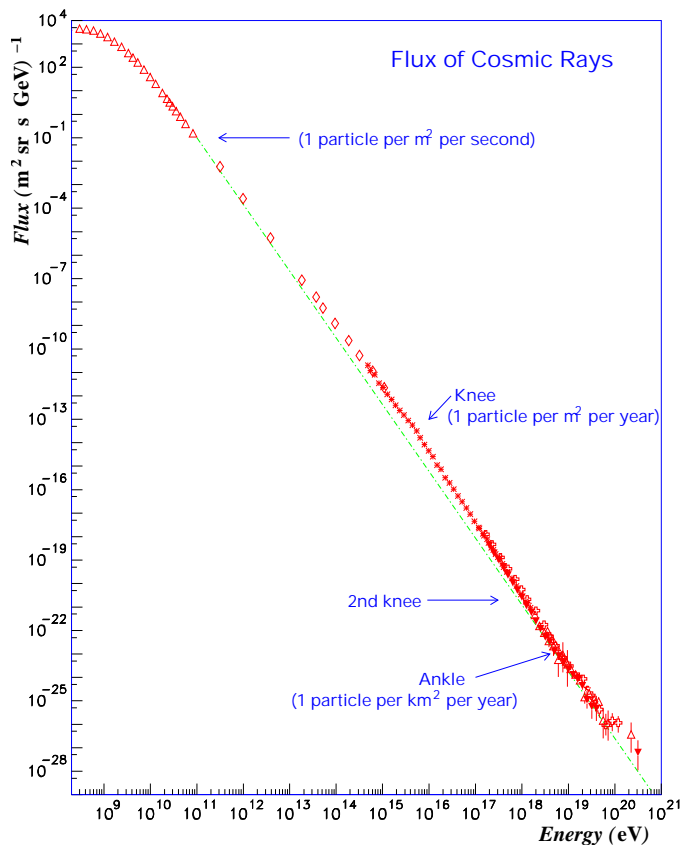
I raggi cosmici sono nuclei completamente ionizzati con spettri energetici che seguono una legge di potenza. Il numero atomico di queste specie chimiche copre tutta la tavola periodica, con una predominanza decisa di nuclei di H ed He. La maggior parte dei RC proviene da sorgenti extrasolari. Si pensa che siano generati nella galassia e accelerati da onde d'urto provocate da supernove (almeno per energie fino a  $10^{15}$  eV). Il campo magnetico galattico confina la maggior parte di queste particelle in media per una decina di milioni di anni. Durante questo tempo esse perdono energia per ionizzazione e cambiano la loro composizione chimica per *spallazione* (il processo di frammentazione di nuclei pesanti in nuclei leggeri per collisione), o per decadimento. Per questo la composizione dei raggi cosmici che misuriamo è differente da quella all'origine. Questa differenza è complicata da condizioni interne al sistema solare. Nell'eliosfera i RC interagiscono con il vento solare modificando il loro spettro energetico e la loro composizione ciclicamente (l'attività solare ha un ciclo di 22 anni). Infine i RC che impattano sull'alta atmosfera terrestre generano un gran numero di RC secondari tra cui pioni, muoni, positroni che producono la "ionizzazione residua dell'aria" evidenziata da Wilson un secolo fa.

### 2.1.1 Spettro energetico dei RC

I raggi cosmici sono particelle cariche, in prevalenza protoni, che bombardano la terra da ogni direzione, la cui energia varia entro uno spettro amplissimo di energie ( $10^8$ – $10^{21}$  eV). A seconda delle loro caratteristiche, i RC possono essere distinti in [15]:

- *raggi cosmici solari*: sono generati da grandi esplosioni avvenute sulla superficie solare, dette *flare*, ma anche dalle emissioni costanti della corona solare. Le loro energie possono arrivare a qualche GeV per nucleone;
- *raggi cosmici anomali*: sono nuclei parzialmente ionizzati, originati da particelle neutre del mezzo interstellare (ISM) che vengono trascinate





**Figura 2.1:** Spettro energetico complessivo dei RC [16].

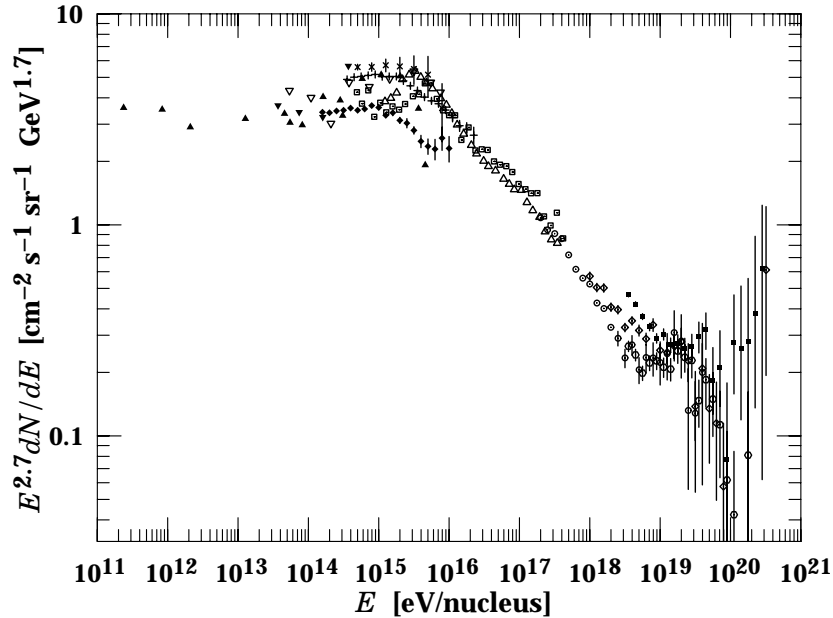
nell'eliosfera, dove si ionizzano e vengono accelerate dal vento solare fino a energie di circa 10 MeV per nucleone;

- *raggi cosmici galattici*: costituiscono la componente più energetica della radiazione. Hanno origine nell'ISM e sono accelerati da processi che possono arrivare a energie di 10<sup>19</sup> eV.

Lo spettro energetico dei RC è ben rappresentato da una legge di potenza (figura 2.1):

$$\Phi(E)dE = kE^{-\gamma}dE, \quad (2.1)$$

dove  $\gamma$  è l'*indice spettrale* e assume valori differenti a seconda delle regioni in energia [17].



**Figura 2.2:** Spettro energetico dei RC moltiplicato per  $E^{2.7}$  per rendere più evidenti le variazioni dell'indice spettrale nella zona dell'anca [18].

Per  $E \lesssim 10$  GeV lo spettro presenta una attenuazione molto decisa che varia al variare dell'attività solare, fenomeno noto come *modulazione solare*. L'atmosfera esterna del sole, la corona solare, è in continua espansione e produce un flusso di plasma verso il mezzo interplanetario chiamato *vento solare*, che si propaga fino ai confini dell'eliosfera. Il campo magnetico generato dal sole ostacola la diffusione dei RC con rigidità  $R \lesssim 10$  GV. Per questo motivo il flusso di RC risulta attenuato e anticorrelato con l'attività solare (il flusso di vento solare ha un andamento temporale ciclico di 22 anni) [15].

Per  $E \lesssim 10^3$  GeV lo spettro energetico può essere descritto da una legge di potenza con un valore dell'indice spettrale di  $\approx 2.8$  (figura 2.2). Tra  $10^{15}$  eV e  $10^{16}$  eV e attorno a  $\approx 10^{19}$  GeV si hanno due bruschi cambi di pendenza detti *ginocchio* e *anca*. Interpretazioni moderne dello spettro dei raggi cosmici introducono la possibile presenza di un *secondo ginocchio* prima dell'anca [16].

Lo spettro energetico è legato ai processi di accelerazione dei raggi cosmici. Fino al ginocchio, con  $\gamma \approx 2.8$ , si pensa che l'accelerazione sia dovuta

all'esplosione di supernove. Questo processo diventa rapidamente inefficiente per rigidità di  $\sim 10^{14}$  V, rivelandone un'altro meno efficiente, per  $\gamma \approx 3.1$ , fino all'anca. Invece la presenza di una ripresa dello spettro relativa all'anca ( $\gamma \approx 2.5$ ) deve coinvolgere meccanismi estremamente energetici, probabilmente extragalattici, perché particelle di così alta energia non possono essere confinate dal campo magnetico galattico [17].

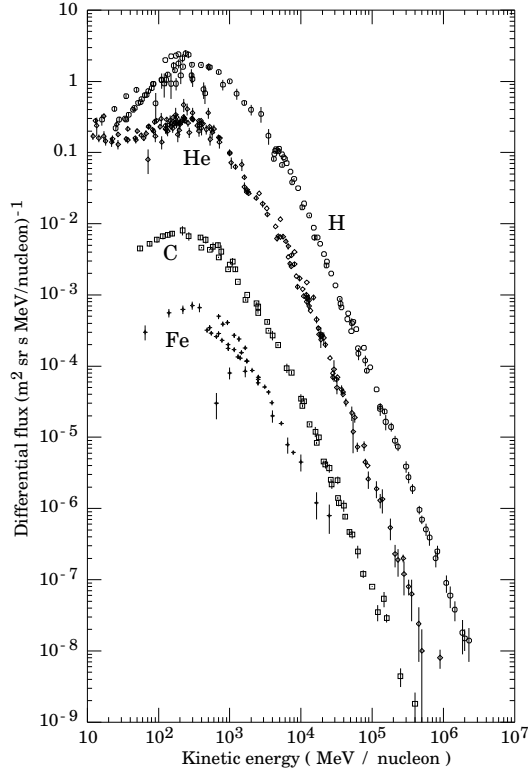
### 2.1.2 Composizione dei RC e loro origine

Alla sommità dell'atmosfera i RC sono formati per il 98% di nuclei ionizzati e al 2% di elettroni. Alla massima intensità, con energia di  $10^8$ – $10^{10}$  eV per nucleone, la componente pesante è formata a sua volta da un 87% di protoni, 12% di nuclei di He e di 1% di nuclei più pesanti (i più presenti abbondanti C, N e O e Fe, figura 2.3) [17].

In figura 2.4 sono confrontate le abbondanze relative, normalizzate al carbonio, delle specie chimiche del sistema solare (che sono un esempio delle abbondanze tipiche della galassia) e quelle dei raggi cosmici. Il processo di spallazione dei RC sul mezzo interstellare tende a distribuire i frammenti nucleari su tutti gli elementi e può spiegare la minor variabilità delle abbondanze degli RC rispetto a quelle del sistema solare. La spallazione spiega la presenza degli elementi che precedono il ferro (Ca, Sc, Ti, Cr e Mn) e di Li, Be e B negli RC, poco abbondanti nel sistema solare. Il gruppo Li, Be, B, in particolare, è fortemente soppresso nel sistema solare perché questi elementi sono necessari come prodotti intermedi alla combustione termonucleare dell'idrogeno nel sole. A seconda della loro abbondanza i RC possono essere distinti in:

- *RC primari*: hanno abbondanze simili a quelle del sistema solare e devono essere stati prodotti in flare stellari;
- *RC secondari*: hanno abbondanze molto diverse da quelle del sistema solare, quindi non sono prodotti dalle stelle ma durante la propagazione degli RC primari per spallazione nelle interazioni con l'ISM.

Dalla sezione d'urto dei RC primari su idrogeno (principale componente dell'ISM) e dall'abbondanza dei secondari prodotti è possibile ricavare la quantità di materia attraversata dai RC primari. Ad esempio considerando il Fe primario e gli elementi sub-Fe come prodotti (indicando con [Fe],



**Figura 2.3:** Spettro energetico dei RC per le principali specie chimiche [18].

[sub – Fe] le abbondanze relative nei RC) [17]:

$$\frac{[\text{Fe}]}{[\text{sub} - \text{Fe}]} = \frac{1 - \exp(-\xi/\xi_{\text{Fe}})}{\exp(-\xi/\xi_{\text{Fe}})}, \quad (2.2)$$

dove  $\xi$  è la quantità di materia attraversata e  $\xi_{\text{Fe}}$  è il libero cammino medio del Fe, proporzionale alla sezione d'urto di produzione degli elementi che precedono il Fe. Possono essere misurati molti altri rapporti secondario/primario, da cui si ricava  $\xi \approx 6-9 \text{ g cm}^{-2}$  [15]. Secondo il modello galattico *leaky-box* (LBM, scatola che perde) i RC si propagano in un cilindro di materia distribuita uniformemente rimbalzando sui bordi con una piccola probabilità di uscirne. Il fatto che la misura della colonna di materia non sia uguale per tutte le specie implica che i raggi cosmici devono avere diversi tempi di permanenza nel mezzo interstellare.

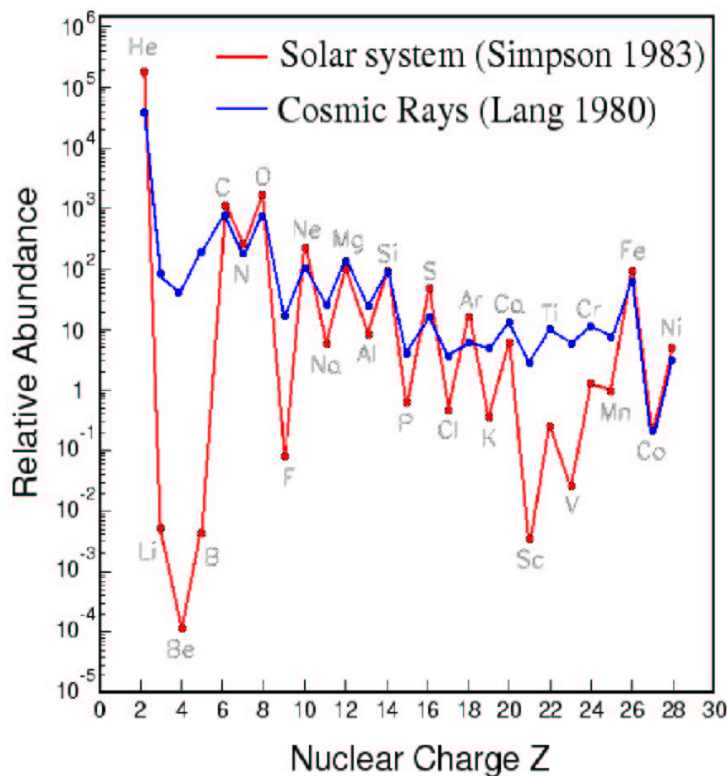
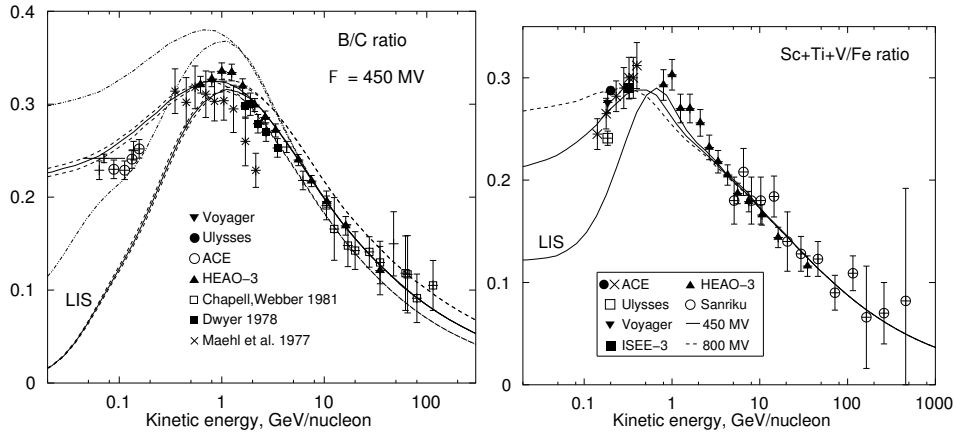


Figura 2.4: Abbonanze relative per RC e sistema solare.

I rapporti tra RC primari (progenitori) e secondari (prodotti) al variare dell'energia, come B/C (in figura 2.5), permettono di osservare la tendenza dei nuclei primari di alta energia di produrre meno secondari. Ne deriva che il mezzo attraversato risulta minore e in generale dipendente dall'inverso della rigidità dei primari [17].

Determinata la quantità di materia attraversata, lo spettro dei raggi cosmici primari può essere corretto, tenendo conto delle sezioni d'urto per spallazione, ricavando una stima delle abbondanze relative alla sorgente. Si ottengono composizioni simili a quelle del sistema solare e questo porta a ipotizzare che l'origine dei raggi cosmici leggeri possa avvenire nei flare stellari in maniera del tutto simile all'origine dei raggi cosmici solari [15].

La composizione dei RC ha anche una struttura fine rappresentata dalla composizione isotopica, valutabile solo con precise misurazioni spettrometriche. Ad oggi si conoscono le abbondanze solo per pochissimi isotopi di RC



**Figura 2.5:** Rapporti di [secondari]/[primari] al variare dell'energia: a sinistra sub-Fe/Fe e a destra B/C.

primari (D,  $^3\text{He}$ , Ne, Mg e Si). I rapporti con isotopi rari, come  $^2\text{H}/^4\text{He}$  e  $^3\text{He}/^4\text{He}$ , sono particolarmente importanti per il fine-tuning dei modelli di propagazione.

Lo studio delle abbondanze relative degli isotopi radioattivi permette la valutazione di un limite inferiore al tempo di propagazione dei raggi cosmici. In particolare  $^{10}\text{Be}$  ha un tempo di dimezzamento di  $1.6 \cdot 10^6$  yr, confrontabile col tempo di confinamento dei RC nel campo magnetico galattico. L'abbondanza dell'isotopo  $^{10}\text{Be}$  è un cronometro per la propagazione dei RC da cui si può ricavare la densità di materia attraversata dai RC primari. Il fatto che il  $^{10}\text{Be}$  abbia una abbondanza scarsa implica tempi di propagazione alti e quindi densità galattiche molto basse. Per poter descrivere la propagazione ancora in termini di sola diffusione è necessario supporre che la galassia sia formata da due regioni. Per 1/3 dal disco galattico e per i restanti 2/3 da un alone galattico (*galactic halo*) a bassa densità [17].

Il LBM non è un modello che può spiegare tutti i dettagli che emergono dalle misure, sempre più precise. In particolare Strong e Moskalenko [19] hanno dato un approccio numerico al problema della propagazione. Il loro modello parte da una complessa equazione di propagazione che comprende termini di diffusione, di convezione, di riaccelerazione e di perdita d'energia le cui soluzioni sono rintracciate numericamente all'interno di uno spazio galattico descritto dalle distribuzioni di materia e campo magnetico osservate. Risulta un programma di simulazione chiamato GALPROP (*GALactic*

tic *PROPagation*) che prevede le abbondanze relative degli RC con ottime approssimazioni [19].

Gli elettroni rappresentano una frazione dei RC. Sono composti a 1 GeV al 90% da  $e^-$  e per il rimanente 10% da  $e^+$ . Gli elettroni devono quindi essere i primari e i positroni i secondari. A causa della loro piccola massa la loro propagazione è dominata dalla perdita d'energia di tipo elettromagnetico (bremsstrahlung, sincrotrone, Compton inverso).

### 2.1.3 Astrofisica dei RC con AMS-02

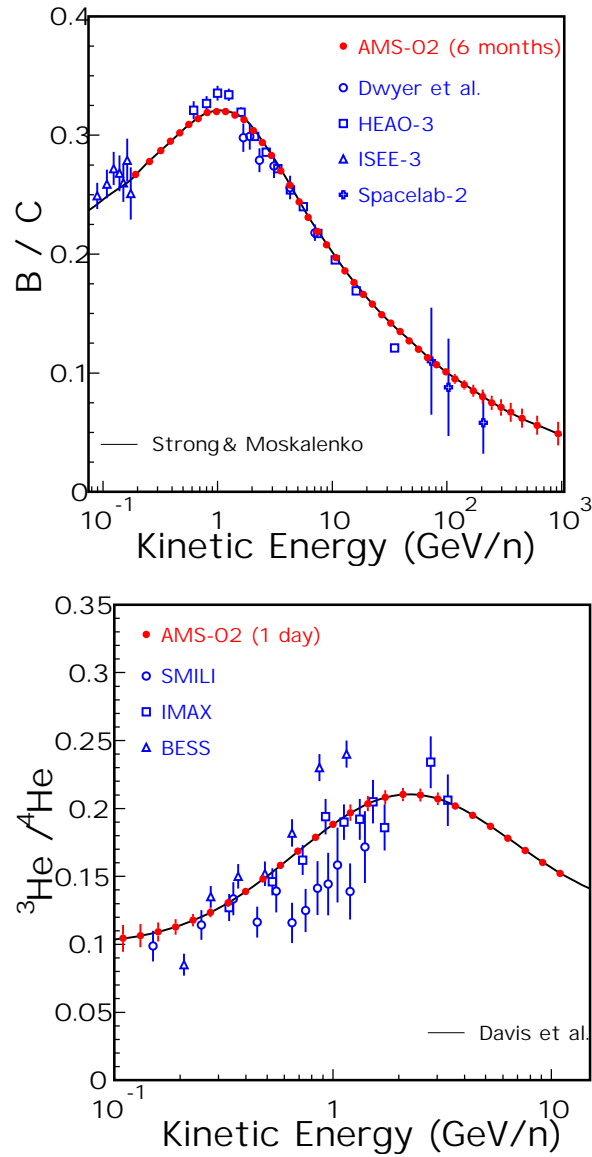
Le teorie sulla produzione, accelerazione e propagazione dei RC dipendono strettamente dalla precisione di misura dello spettro dei RC. AMS-02 è uno spettrometro che misurerà elementi con  $Z \leq 30$  nello spettro energetico  $10^8$ – $10^{12}$  eV per nucleone, zona che si trova al di sotto del ginocchio. In 3 anni di raccolta dati AMS-02 raccoglierà  $10^8$  H,  $10^7$  He e  $10^5$  C,  $10^4$  B con energie fino a 100–1000 GeV per nucleone.

Nei modelli puramente diffusivi il rapporto fra secondari e primari definisce il percorso fatto dai RC attraverso l'ISM. AMS-02 misurerà in particolare il rapporto B/C fino all'energia di 1 TeV per nucleone (figura 2.6).

AMS-02 può distinguere gli isotopi leggeri ( $^2\text{H}$  da  $^1\text{H}$ ,  $^3\text{He}$  da  $^4\text{He}$ ) tra 0.1–10 GeV per nucleone. In tre anni si raccoglieranno circa  $10^8$  tra H e He che potranno risolvere il rapporto  $^3\text{He}/^4\text{He}$  sopra il GeV per nucleone (figura 2.6) [21].

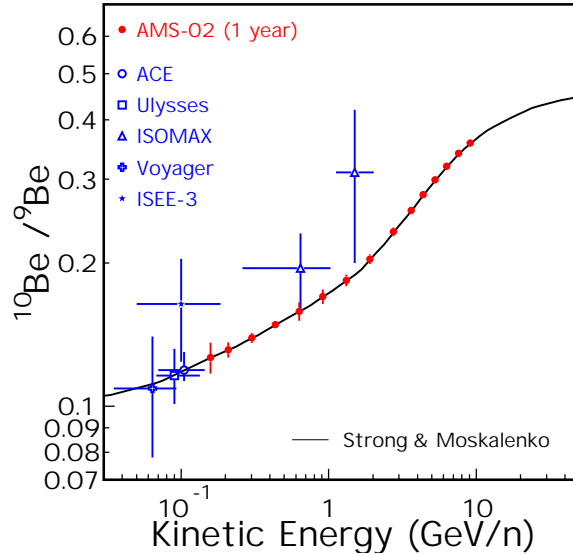
Tra gli isotopi instabili, il  $^{10}\text{Be}$  è quello più leggero, con una vita media comparabile al tempo di confinamento dei raggi cosmici nella galassia. Il rapporto tra questo isotopo instabile e il suo primario stabile può essere usato come “orologio cosmico” per la misura del tempo di confinamento, e nei modelli diffusivi, dello spessore dell'alone galattico. Con AMS-02 si dovrebbero ottenere in tre anni circa  $10^5$   $^{10}\text{Be}$ , permettendo la misura del rapporto  $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$  in un range energetico fra 0.15–10 GeV per nucleone. In figura 2.6 sono presentate le misure fatte e la previsione secondo il modello numerico GALPROP di Strong e Moskalenko [20].

Infine AMS-02 compirà un'accurata misura dello spettro degli elettroni fino a 300 GeV [21].



**Figura 2.6:** Sopra la previsione del rapporto B/C dopo 6 mesi di presa dati secondo il modello GALPROP, e sotto il rapporto  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$  dopo 1 giorno di presa dati secondo un classico modello diffusivo con distribuzione dei liberi cammini medi dipendente dalla rigidità [20].





**Figura 2.7:** Rapporto  $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$  dopo un anno di presa dati secondo il modello GALPROP [20].

#### 2.1.4 Astrofisica dei raggi $\gamma$ con AMS-02

Si ha una conoscenza abbastanza precisa dell'universo a raggi  $\gamma$  nello spettro energetico che va dal MeV al GeV, grazie agli studi di rivelatori quali COMPTEL (*COMPTon TELescope*) e tra 1–30 MeV e EGRET (*Energetic Gamma Ray Experiment Telescope*) al di sopra dei 100 MeV [22].

Il cielo a queste energie presenta molti tipi di oggetti astronomici differenti, che possono essere distinti fra oggetti galattici e extragalattici. Le sorgenti  $\gamma$  galattiche sono principalmente:

- *spin-down pulsar*: stelle di neutroni rotanti ad alta velocità dai grandi campi magnetici;
- *sistemi X binari*: sistemi binari di stelle giganti rosse con stelle collassate (stella di neutroni, o buco nero) in fase di violento accrescimento (emissione X) per assorbimento di materia dalla compagna;
- *SNR (SuperNovae Remnant)*: siti delle esplosioni di supernova che sono probabilmente l'origine dei raggi cosmici galattici. Possono essere i responsabili della emissione diffusa dei raggi  $\gamma$  nella galassia.

Mentre tra gli oggetti extragalattici possiamo collocare:

- *AGN (Active Galactic Nuclei)*: possiedono un disco galattico ampio e getti di materia di vaste dimensioni in direzione ortogonale a questo. La classificazione degli AGN dipende dalla direzione dei getti assiali di materia; in particolare se sono diretti verso la terra gli AGN sono detti *blazar*. Sono le sorgenti  $\gamma$  più comuni;
- *GRB (Gamma Ray Burst)*: nel momento della loro comparsa sono le più intense e distanti sorgenti di raggi  $\gamma$  dell'universo. Sono distribuite isotropicamente e sono migliaia di volte più brillanti delle AGN.

AMS-02 può essere utilizzato anche per la misura di raggi  $\gamma$  in due modi. In modalità di *conversione* è possibile ricostruire il  $\gamma$  dal riconoscimento della coppia  $e^+e^-$  prodotta dalla conversione del  $\gamma$  nella parte alta del detector. L'altra modalità è quella di *singolo fotone*, che si basa sull'abilità del calorimetro di riconoscere la radiazione elettromagnetica (il resto del rivelatore non dà segnale non riconoscendo particelle neutre). Coi due metodi si ha circa la stessa accettanza ( $\sim 0.05 \text{ m}^2 \text{ sr}$ ) ma la risoluzione energetica è migliore per il metodo a singolo elettrone ( $\sim 1\%$  contro il  $15\%$  del metodo di conversione a 400 GeV) [21].

AMS-02 sarà in grado di sondare i meccanismi di accelerazione dei  $\gamma$  da parte delle pulsar. Esplorerà la parte più bassa del range energetico delle blazar. AMS-02 sarà in grado di misurare anche 10 GRB all'anno [21].

## 2.2 Antimateria di origine cosmica

Nel 1931 Max Born vedendo le equazioni di Dirac [23] disse: “la fisica come noi la conosciamo finirà fra sei mesi”, riferendosi alla previsione dell'esistenza di nuove *antiparticelle*. Le tracce del positrone saranno identificate nei raggi cosmici solo due anni più tardi da Blackett e Occhialini [24]. Oggi per la maggioranza delle particelle è stata osservata la rispettiva antiparticella, che ha la medesima massa e vita media, mentre ha segni invertiti per tutte le cariche. Infatti la teoria dei campi relativistica quantizzata libera (RQFT) prevede che ad ogni particella fermionica corrisponda un'altra particella di massa identica ma con carica opposta, anch'essa soluzione dell'equazione di Dirac:

$$\left( i\hbar\gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} - mc \right) \psi = 0. \tag{2.3}$$

Il teorema CPT impone che cambiando di segno alla carica (C, coniugazione di carica), invertendo gli assi spaziali (P, parità) e cambiando di segno al tempo (T, inversione temporale) la fisica resti invariata. La conseguenza principale di questo teorema è la simmetria tra particelle e antiparticelle, che devono così avere massa e vita media uguali e tutti gli altri numeri quantici (cariche) scambiati. L'esistenza delle antiparticelle e la loro simmetria con le particelle non garantisce comunque l'esistenza di loro stati legati, ovvero dell'*antimateria*. Zichichi et al. [25] nel 1965 rintracciarono al protosincrotrone del CERN le tracce di un nucleo di antideuterio, primo nucleo di antimateria più complesso dell'antidrogeno scoperto da Chamberlain e Segrè (premio Nobel nel 1959) dieci anni prima [26]. La scoperta di altri nuclei più pesanti e di antiatomi ha portato a pensare alla possibile esistenza di grandi regioni di antimateria, detta *antimateria cosmica*, dalla dinamica del tutto simile a quella degli ammassi di materia.

L'idea della simmetria subnucleare tra particelle e antiparticelle è in conflitto con l'immagine che abbiamo del mondo, che sembra essere fatto di sola materia. È possibile allora chiedersi se su una scala cosmica la simmetria tra particelle e antiparticelle sia rispettata (regioni di materia bilanciate da altrettante regioni di antimateria) o se invece la materia abbia prevaricato dappertutto sull'antimateria. Le osservazioni astronomiche non ci sono d'aiuto perché l'astronomia si basa essenzialmente sulla osservazione della radiazione elettromagnetica nelle sue diverse frequenze (radiazione di sincrotrone, telescopi ottici, radiazione cosmica di fondo o CMBR, radiotelescopi) e informazioni di questo tipo non permettono di valutare la composizione degli oggetti in termini di materia o antimateria perché la radiazione elettromagnetica prodotta da una carica positiva è identica a quella emessa da una particella negativa. Rimane però la possibilità di una osservazione diretta.

### 2.2.1 Antimateria cosmica

Se ammettiamo l'idea di un universo che abbia avuto origine in una singolarità spazio-temporale chiamata *Big Bang*, circa 13 miliardi di anni fa [27], è spontaneo pensare che durante il raffreddamento della radiazione si siano costituite particelle e antiparticelle nelle medesime quantità, secondo quanto sancito dal teorema CPT. La teoria della nucleosintesi primordiale (BBN, *Big Bang Nucleosynthesis*) descrive la fase di creazione di materia a partire dalla radiazione in raffreddamento, iniziata dopo i primi tre minuti e durata

per circa 400 mila anni [28]. Dopo questa fase di creazione di materia e antimateria, l'universo è diventato abbastanza freddo da consentire l'esistenza di atomi neutri<sup>1</sup>.

È possibile stimare il valore odierno del rapporto  $\eta$  tra barioni (creati per BBN) e fotoni di CMBR presenti nell'universo [27]:

$$\eta \simeq 6.65 \cdot 10^{-10}, \quad (2.4)$$

che deve essere dello stesso ordine di grandezza dell'asimmetria fra materia e antimateria nella fase in cui la radiazione si è disaccoppiata dai fermioni. Si può scrivere:

$$\eta = \frac{N_B - N_{\bar{B}}}{N_\gamma}, \quad (2.5)$$

Non si conosce però la scala di variazione del parametro. Dolgov delinea varie domande sui possibili valori di  $\eta$  [29]:

- $\eta =$  costante ovunque oppure è una quantità non omogenea?
- Se  $\eta$  non è omogenea qual è la sua scala di variazione tipica?
- $\eta > 0$  dappertutto (la materia domina sull'antimateria) oppure esistono regioni con  $\eta < 0$  (ammassi di antimateria)?
- la carica barionica totale  $B_{\text{tot}} = \int \eta dV$  è positiva, negativa o è nulla (universo simmetrico)?

È possibile che l'asimmetria barionica sia un parametro costante a livello globale per l'universo, che cioè la materia sia dappertutto predominante sull'antimateria. Sakharov, nel suo lavoro pionieristico del 1967, mostrò che le teorie di bariogenesi necessitano di tre condizioni [30]:

- *non conservazione del numero barionico*: nel modello standard (SM) la conservazione del numero barionico è una simmetria esatta. La sua rottura è prevista nelle teorie di grande unificazione (GUT) in cui quark e leptoni vengono posti nella stessa rappresentazione a multipletti;

---

<sup>1</sup> Uno dei grandi successi della teoria del Big Bang è stata la previsione delle abbondanze degli elementi attraverso la BBN, in ottimo accordo con le osservazioni sperimentali.

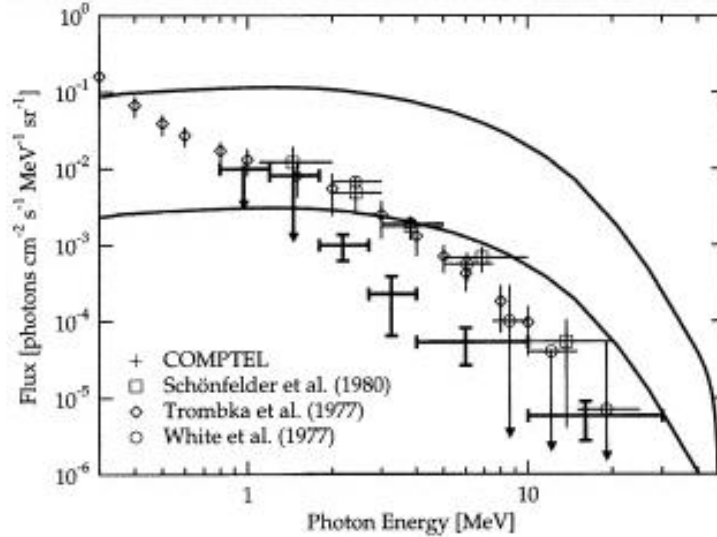
- *violazione di CP*: la violazione di CP avviene a basse energie all'interno dello SM (decadimento  $K^0$  e  $B^0$ ) ed è descritta dalla matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) [18]. Ma non esistono teorie di bariogenesi basate sullo SM, per cui esiste un legame non banale tra la violazione di CP elettrodebole e quella ad alte energie nella GUT. In particolare la violazione di CP può essere implementata in cosmologia in diversi modi. La simmetria può essere rotta esplicitamente (termini aggiuntivi nella lagrangiana), spontaneamente (meccanismo di Lee) o stocasticamente (aggiunta nella fase inflazionaria di De Sitter) [29];
- *deviazione dall'equilibrio termico*: in equilibrio termico le energie di particelle e antiparticelle devono essere uguali. L'uguaglianza si spezza in regioni in non equilibrio termico come nelle zone di transizione di fase (zone in cui si rompono le simmetrie e appaiono nuove particelle).

Queste regole permettono di non dover postulare la rottura di simmetria di CPT per giustificare l'eccesso di materia. Le tre regole sono comunque sufficienti ma non necessarie in tutti modelli, sono infatti possibili teorie cosmologiche asimmetriche che comprendano solo due delle due condizioni [29].

È possibile invece che esistano domini di antimateria a bilanciare quelli di materia. Quindi dovrebbe essere esistito un meccanismo di separazione della materia dall'antimateria all'epoca della nucleosintesi. Una separazione netta tra domini di materia e antimateria dovrebbe però comprendere delle zone di vuoto rintracciabili come anisotropie nella radiazione cosmica di fondo, ma la CMBR è isotropica per 1 parte su  $10^5$  [27]. Questo significa che le zone di materia e antimateria devono essere in contatto e devono esistere zone di annichilazione. Cohen et al. [31] hanno confrontato lo spettro dei  $\gamma$  di annichilazione con quello teorico costruito con modelli di domini materia-antimateria in contatto di varie dimensioni, trovando una compatibilità con un limite inferiore di 1 Gpc per la scala di variazione del parametro  $\eta$  (figura 2.8).

### 2.2.2 Ricerca dell'antimateria

Il fotone è l'antiparticella di se stesso, quindi la radiazione elettromagnetica emessa da materia è identica a quella emessa da antimateria. Per questo

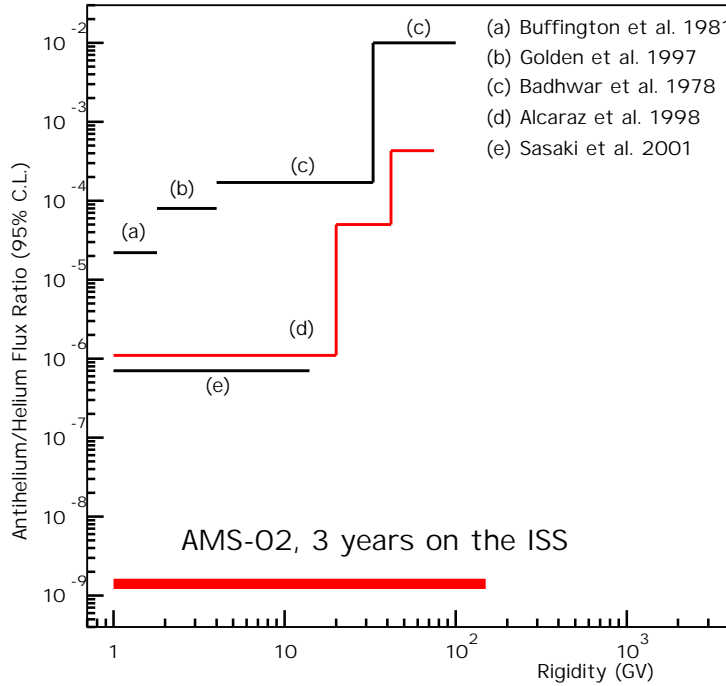


**Figura 2.8:** Comparazione dei dati con un modello cosmologico simmetrico con regioni di materia-antimateria in contatto [31].

motivo l'astrofisica  $\gamma$  non è in grado di dare delle prove dirette dell'esistenza di antimateria ma solo indirette, cercando tracce di:

- *annichilazione*: riconoscere le linee di annichilazione di  $p$  con  $\bar{p}$  darebbe conto dell'esistenza di zone di collisione tra antimateria e materia;
- *polarizzazione*: all'interno delle stelle durante la fase termonucleare i protoni vengono neutronizzati tramite decadimento  $\beta^+$  che, violando la parità, emette positroni con elicità preferenzialmente oraria. Questi positroni possono annichilare o emettere fotoni per bremsstrahlung, in ogni caso la radiazione prodotta ha elicità oraria. Per le antistelle i fotoni avranno elicità antioraria.

Nel caso esistano regioni di antimateria, è possibile che queste emettano RC che possono arrivare nel sistema solare. Il riconoscimento di queste antiparticelle può fornire una prova diretta dell'esistenza di antimateria cosmica. Esistono flussi di positroni e antiprotoni nei RC noti sin dall'esperimento di Blackett e Occhialini [24], flussi che non sono prova dell'esistenza dell'antimateria, essendo giustificabili nell'ambito della produzione di secondari per



**Figura 2.9:** Limiti sul flusso di  $\overline{\text{He}}/\text{He}$  [5].

spallazione. La produzione di antinuclei in collisioni, invece, è talmente poco probabile che anche solo la rivelazione di un  $\overline{\text{d}}$ , che ha una probabilità di produzione in collisione di  $10^{-13}$  [32], basterebbe come prova dell'esistenza dell'esistenza di antistelle.

Lo scopo principale di AMS-02 è il riconoscimento dell'antimateria per via diretta nei RC. In particolare la sensibilità di rivelazione di  $\overline{\text{He}}$  per AMS-02 sarà  $\sim 10^3$  volte superiore a quella di AMS-01. Il limite superiore che è previsto porre AMS-02 sul rapporto dopo tre anni di esposizione è  $\overline{\text{He}}/\text{He} \simeq 10^{-9}$  (figura 2.9) [21].

## 2.3 Materia oscura

La materia oscura (DM, *Dark Matter*) è costituita dalla materia che non emette radiazione elettromagnetica. L'unica maniera di provare l'esistenza di questi oggetti è osservare gli effetti gravitazionali che hanno su corpi visibili<sup>2</sup>. La densità complessiva dell'universo è data solo l'1% è dato da materia visibile, il 26% da DM e il 73% dallo stato di vuoto [18].

### 2.3.1 Prove dell'esistenza della DM

L'evidenza migliore dell'esistenza di materia oscura è data dallo studio della velocità di rotazione delle galassie a spirale. La distribuzione di massa visibile per questo tipo di galassie diminuisce velocemente dal nucleo verso il disco con legge esponenziale. Per questo motivo ci si aspetterebbe che la velocità tangenziale delle stelle, in moto pressoché circolare nella regione periferica della galassia, debba essere proporzionale a  $1/\sqrt{R}$ :

$$\frac{Mv_R^2}{R} = \frac{GM^2}{R^2} \quad \Rightarrow \quad v_R \propto \frac{1}{\sqrt{R}}, \quad (2.6)$$

dove  $M$  è la massa della galassia,  $v_R$  la velocità radiale,  $R$  la distanza dal nucleo galattico e  $G$  è la costante di Newton. Invece dalla misura diretta della velocità tramite effetto Doppler ( $\Delta\lambda/\lambda = v/c$ ) si ricava una velocità tangenziale costante lungo tutto il disco (figura 2.10). Questo porta ad ipotizzare la presenza di una massa oscura  $M(R) \propto R$ . Analisi di questo tipo indicano che circa il 90% della materia galattica debba essere oscura [18].

Storicamente la prima valutazione di DM è stata fatta nel 1933 da Zwicky analizzando cluster di galassie. Zwicky usò il teorema del viriale:

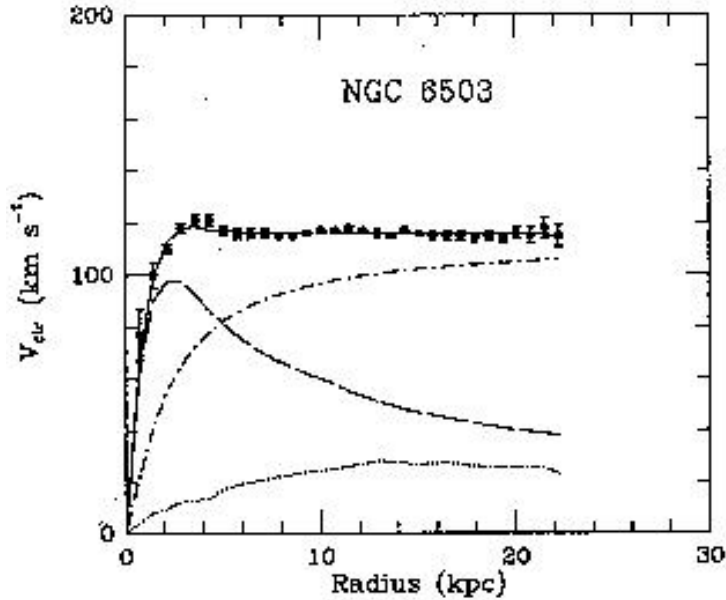
$$2\langle E_{\text{cin}} \rangle + \langle E_{\text{pot}} \rangle = 0 \quad \Rightarrow \quad 2\frac{1}{2}M\langle v^2 \rangle \simeq \frac{1}{2}G\frac{M^2}{\langle R \rangle} \quad \Rightarrow \quad M \simeq 2\frac{\langle r \rangle \langle v^2 \rangle}{G}. \quad (2.7)$$

L'energia cinetica è data dalla media delle energie cinetiche delle galassie del cluster ( $\langle v^2 \rangle$  è riferita al centro di massa), mentre l'energia potenziale è data dall'energia di interazione fra tutte le coppie di galassie, approssimabile come

---

<sup>2</sup> Le tecniche di inferenza di oggetti con perturbazioni su altri corpi è ben consolidata. Celebre la scoperta di Nettuno nel 1846 dalle perturbazioni gravitazionali di Urano.





**Figura 2.10:** Velocità di rotazione della nostra galassia a spirale NGC 6503 confrontata con la previsione kepleriana.

energia potenziale di un singolo oggetto di massa  $M$  (massa del cluster) a distanza  $\langle r \rangle$  (distanza media dal centro del cluster). Misurando  $\langle r \rangle$  e  $\langle v^2 \rangle$  per una grande varietà di cluster si ricava che la massa visibile è circa 1/10 di quella trovata col teorema del viriale.

Un'altra prova è data dall'analisi dello spettro X di alcune galassie e cluster [33]. L'emissione di raggi X è dovuta alla presenza di idrogeno ad altissima temperatura confinato all'interno della galassia. Il gas tende a disperdersi mentre la forza di gravità galattica tende a trattenerlo. Da questo equilibrio si ricava una valutazione di massa totale che è circa 4 volte superiore a quella visibile.

Un altro strumento per valutare la presenza di DM in cluster di galassie è la valutazione del *lensing gravitazionale*, cioè del fenomeno di distorsione dei raggi luminosi in presenza di materia. Il fatto che sia necessario conoscere la distanza della lente (di cui si vuole misurare la massa) e della sorgente (che viene distorta) rende questa tecnica difficilmente applicabile [33].

### 2.3.2 DM cosmologica

La teoria della relatività generale unita al principio cosmologico<sup>3</sup> produce la metrica Friedmann-Robertson-Walker (FRW):

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) \left[ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right], \quad (2.8)$$

dove  $R(t)$  è il fattore di scala cosmico mentre il parametro  $k$  è proporzionale alla curvatura gaussiana dello spazio tridimensionale (figura 2.11).

Indicando con  $H$  il *parametro di Hubble* (che indica la velocità di espansione dell'universo) e definendo la densità critica dell'universo  $\rho_c$  [18]:

$$H \equiv \frac{\dot{R}}{R} \approx 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}, \quad \rho_c \equiv \frac{3H^2}{8\pi G} \approx 5.2 \cdot 10^{-6} \text{ GeV cm}^{-3}, \quad (2.9)$$

si può definire il *parametro di densità cosmica*  $\Omega$  come il rapporto tra densità e densità critica dell'universo. Questo può essere scritto come somma di un contributo di materia, di un contributo di vuoto (costante cosmologica) e di un termine di radiazione:

$$\Omega \equiv \frac{\rho}{\rho_c} = \Omega_\gamma + \Omega_M + \Omega_\Lambda. \quad (2.10)$$

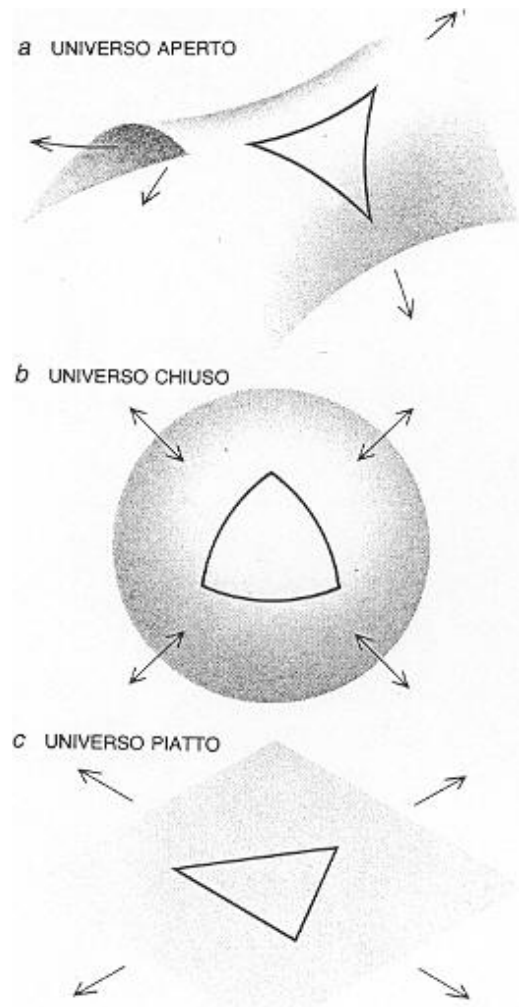
La soluzione dell'equazione di Einstein che descrive la gravitazione per la metrica FRW (dell'universo in espansione) si può scrivere nella forma:

$$\Omega = 1 + \frac{kc^2}{H^2 R^2}. \quad (2.11)$$

La valutazione di questo parametro può essere fatta attraverso lo studio delle anisotropie rintracciate nella CMBR. La CMBR è stata scoperta nel 1965 da Penzias e Wilson (Premi Nobel nel 1978) come radiazione diffusa in tutte le direzioni con uno spettro di corpo nero centrato su una temperatura di  $T_0 \simeq 2.72 \text{ K}$ . Nel 1992 la missione COBE ha scoperto una anisotropia dell'ordine di  $\Delta T/T_0 \approx 10^{-5}$  nella scala angolare di  $7^\circ$ . Queste fluttuazioni vengono spiegate come marcatura delle oscillazioni acustiche avvenute durante la fase di disaccoppiamento della materia dalla radiazione [28] (momento in cui l'universo diventò trasparente ai fotoni della CMB). Si può quindi fare una

---

<sup>3</sup>Principio secondo il quale le leggi della fisica sono identiche in ogni punto dello spazio-tempo in maniera isotropa.



**Figura 2.11:** Geometrie dell'universo al variare del parametro  $k$  in una rappresentazione tridimensionale semplificata: (a) per  $k < 0$  l'universo è iperbolico; (b) per  $k > 0$  l'universo è sferico; (c) per  $k = 0$  l'universo è euclideo.

analisi armonica in base al parametro  $\Delta T/T$ , strettamente dipendente dalla geometria dell'universo, per cui si può ricavare il valore di  $\Omega$  dalla posizione dei picchi di oscillazione il valore. WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*) ha dato la più accurata descrizione della mappa CBR che ha permesso, fra le moltissime altre determinazioni di parametri cosmici, la stima [27]:

$$\Omega \approx 1.02 \pm 0.02. \quad (2.12)$$

Il contributo di radiazione  $\Omega_\gamma$  è stabilito dalla densità di spettro di corpo nero:  $\Omega_\gamma \simeq 5.1 \cdot 10^{-5}$  [18]. La densità di energia legata alla radiazione è quindi trascurabile.

$\Omega_M$  viene calcolato in base alle stime di massa totale delle galassie e cluster applicate alla totalità degli oggetti visibili [18]:

$$\Omega_M = \Omega_{\text{star}} + \Omega_{\text{DM}} = 0.27 \pm 0.04. \quad (2.13)$$

$\Omega_M$  è formata da un contributo di materia visibile  $\Omega_{\text{star}} \approx 0.01$ . Per la restante parte il contributo è dato dalla materia oscura. Dalla teoria BBN si può estrarre il limite massimo della densità di barioni [28], stimato attorno a  $\Omega_B \approx 0.03\text{--}0.05$  [27]. Perciò  $0.01 \approx \Omega_{\text{star}} < \Omega_B \ll \Omega_M \approx 0.27$ . Ciò significa che parte della materia barionica dell'universo è oscura ( $\sim 4\%$  della densità totale). Per il resto la materia oscura deve essere formata da componenti non barioniche ( $\sim 22\%$  della densità totale).

La  $\Omega_\Lambda$  può essere determinata in base all'osservazione delle *candele standard*, cioè di oggetti di luminosità assoluta nota a distanze cosmologiche. Da dati raccolti su supernove di tipo Ia si ottiene [18]:

$$\Omega_\Lambda \simeq 1.33\Omega_M + 0.33 \leq 0.73. \quad (2.14)$$

Riassumendo:

- la massa visibile dell'universo rappresenta circa l'1% di tutta la densità cosmica;
- la materia oscura rappresenta il  $\sim 26\%$  della densità dell'universo. Una piccola frazione di questa percentuale è data dai barioni, ma per la gran parte la materia oscura deve essere formata da componenti non barioniche;
- la parte dominante della densità cosmica,  $\sim 73\%$ , è data dalla energia dello stato di vuoto detta *dark energy*.

### 2.3.3 I candidati per la DM

La massa visibile rappresenta il solo l'1% di tutta la densità dell'universo rispetto alla prevista densità barionica di circa il 4% [18]. Deve esistere quindi una componente barionica della materia oscura. Questa componente è rintracciabile in sostanza nei MACHO (*M*Assive *C*ompact *H*alo *O*bject), oggetti astronomici che non emettono radiazione (pianeti, nane brune, buchi neri).

La componente non barionica della materia oscura rappresenta il 22% di tutta la densità cosmica. Dal punto di vista dei modelli di formazione stellare, la materia non barionica è classificata come calda (HDM, *H*ot *D*ark *M*atter) o fredda (CDM, *C*old *D*ark *M*atter) nel caso che all'epoca di formazione delle galassie le particelle di DM fossero relativistiche o meno. La HDM deve avere ancora oggi una distribuzione molto isotropica. Per questa ragione i neutrini relativistici non possono costituire la DM non barionica. Risulta di fatto non esserci particelle del modello standard (SM) che possano essere CDM.

Se consideriamo la fase di annichilazione seguita alla fase di creazione di particelle e antiparticelle dopo il big bang, si può valutare la densità di particelle residua in funzione della sezione d'urto di annichilazione:

$$\Omega_{\text{CDM}} \sim \frac{C}{\langle \sigma_{\text{ann}} \cdot v_{\text{rel}} \rangle}, \quad (2.15)$$

ove  $v_{\text{rel}}$  è la velocità relativa delle particelle in collisione,  $\sigma_{\text{ann}}$  è la sezione d'urto di annichilazione, la media è fatta sulla variazione di temperatura e  $C$  è una opportuna costante. Se impostiamo la velocità per particelle non relativistiche (CDM) e la sezione d'urto tipica di interazioni deboli ( $10^{-8}$ ) otteniamo una densità fossile del 20% come richiesto.

Queste particelle di CDM devono interagire debolmente (o anche solo gravitazionalmente), devono avere una lunga vita media e sono dette WIMP (*W*eakly *I*nteracting *M*assive *P*articles). In particolare il neutralino  $\chi_0$  è la particella supersimmetrica più leggera prevedibile nel modello MSSM (*M*inimal *S*upersymmetric *e*xtension of the *S*tandard *M*odel). Il neutralino è una combinazione lineare dei superpartner dei bosoni neutri di Higgs, della  $Z^0$  e del fotone. Il LEP ha posto un limite inferiore alla massa del neutralino di 34 GeV [18] e ci si aspetta che abbia una massa di circa 100 GeV.

Un'altra possibilità è data dagli *assioni* particelle pseudoscalari associate alla rottura spontanea di simmetria introdotta da Peccei e Quinn per risolvere l'anomalia chirale [34].

### 2.3.4 La ricerca delle WIMP

La ricerca diretta di WIMP di provenienza galattica si fa con rivelatori di grande massa (dato il piccolo rate di interazione), in siti sotterranei (in modo da limitare il fondo di neutroni), dalla grande sensibilità (data la poca energia trasmessa nelle interazioni).

Le WIMP possono anche essere rivelate indirettamente tramite il riconoscimento dei loro canali di annichilazione:

$$\begin{aligned}
 \chi_0 + \chi_0 &\rightarrow X \rightarrow \nu + \bar{\nu} + \dots \\
 &\rightarrow X \rightarrow e + e^+ + \dots \\
 &\rightarrow X \rightarrow p + \bar{p} + \dots \\
 &\rightarrow \gamma + \gamma \\
 &\rightarrow X \rightarrow D + \bar{D} + \dots
 \end{aligned}
 \tag{2.16}$$

Il canale di neutrini è quello teoricamente più pulito ma è di più difficile rivelazione. AMS-02 si occuperà della ricerca delle WIMP nei canali di annichilazione del neutralino che producono  $e^+$ ,  $\bar{p}$  e  $\gamma$ .

Proprio per migliorare lo studio del canale  $e^+/e^-$  sono stati aggiunti a AMS-02 TRD e ECAL. L'uso combinato dei due rivelatori permette una separazione di  $e^+/e^-$  e  $e^+/p$  tra 1 e 300 GeV di  $10^4$  e  $10^6$  [5]. In figura 2.12 sono mostrati gli spettri dei positroni nel caso di scenari di SUSY con masse per il neutralino diverse.

Le annichilazioni del neutralino potrebbero manifestarsi anche nello spettro ad alta energia del positrone (figure 2.13), ma in maniera meno evidente che nel caso dei positroni. A bassa energia la produzione di antiprotoni per spallazione diventa poco probabile, per cui tracce di antiprotoni in quel range sarebbero d'interesse. Lo spettro degli antiprotoni aspettato è presentato in figura 2.13.

Grazie alla capacità di AMS-02 di rivelare i  $\gamma$ , è possibile lo studio del canale diretto di annichilazione dei neutralini,  $\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma$ . Il potenziale di ricerca di AMS si trova all'interno delle previsioni fattibili con modelli di minimal super gravity [21].

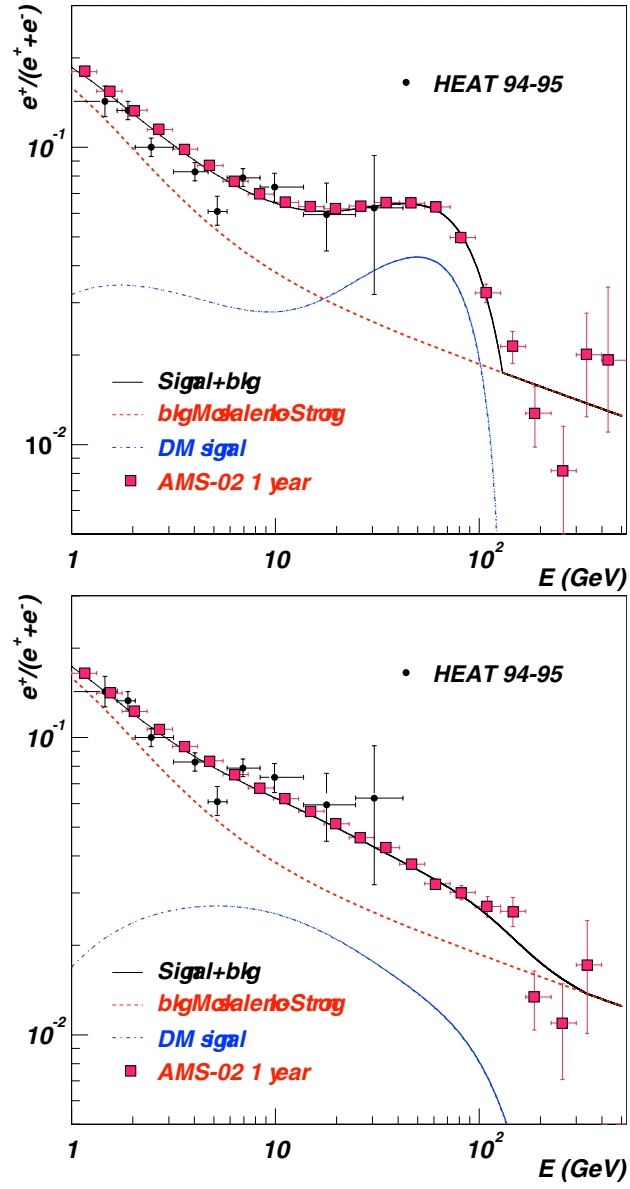
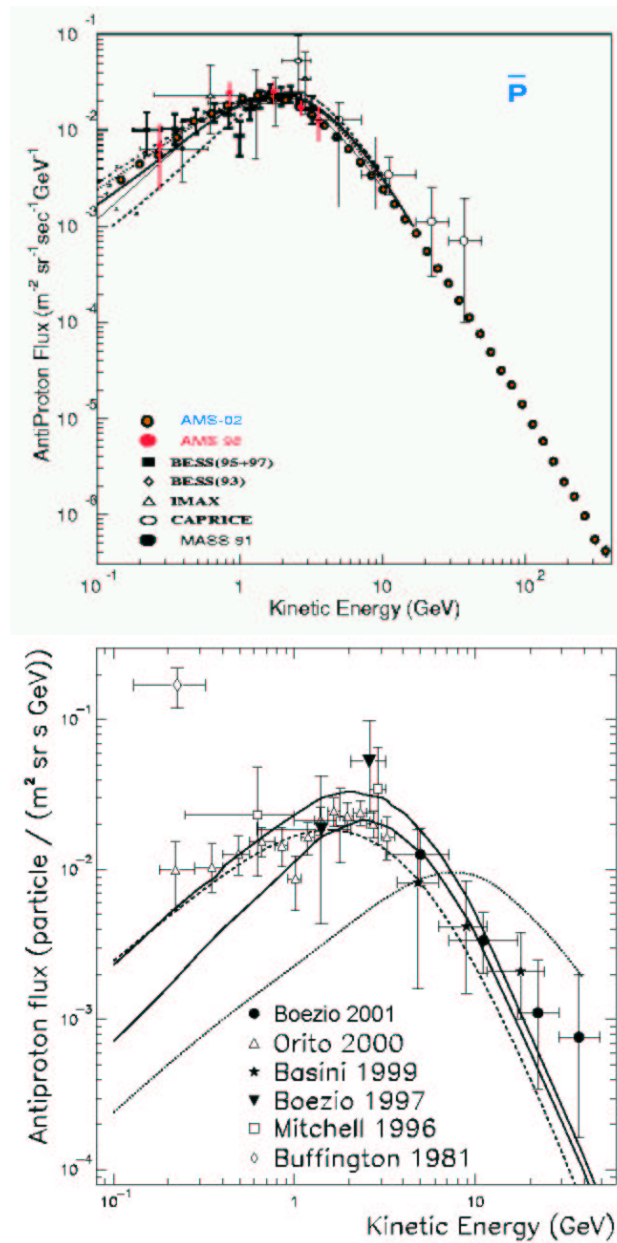


Figura 2.12: Flusso di  $e^+/(e^+ + e^-)$  nel caso di annichilazioni del neutralino di massa diversa.



**Figura 2.13:** In alto il flusso di protoni  $\bar{p}$  per AMS-02 dopo 3 anni di presa dati. In basso una possibile deviazione del flusso provocata dall'annichilazione del neutralino.



# Capitolo 3

## Il sistema TOF di AMS-02

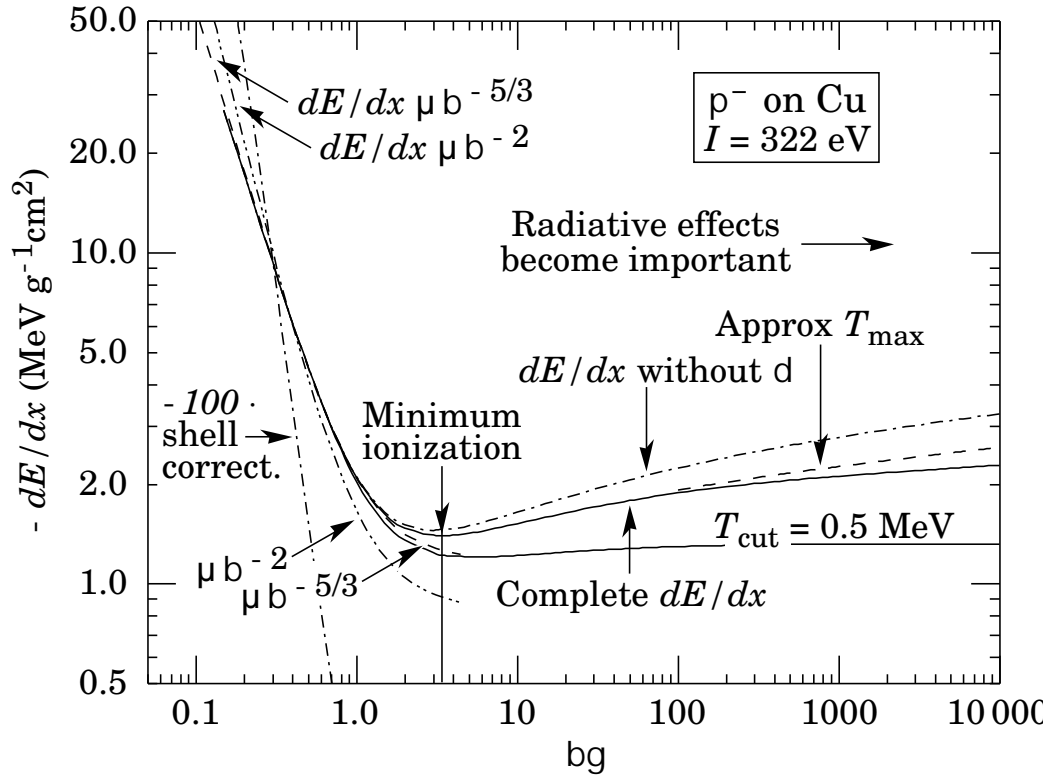
Per sistema di tempo di volo (TOF) si intende un sistema generalmente basato su contatori a scintillazione (che garantiscono una risposta veloce), posti alle estremità di un detector per misurare il tempo di transito di una particella che lo attraversa. Il sistema TOF di AMS-02 ha come scopo principale la generazione del segnale di *fast trigger* (FT), ma è in grado di stimare la velocità e la carica della particella e di valutare con una separazione di  $10^9$  le particelle provenienti dal basso rispetto a quelle provenienti dall'alto.

### 3.1 I contatori a scintillazione

Le particelle cariche, attraversando la materia, interagiscono producendo ionizzazione delle molecole del mezzo e perdono energia. Lo scintillatore trasforma parte di quella energia in radiazione luminosa che attraversa il materiale, riflettendosi sulle pareti, propagandosi fino alle estremità dove viene rivelata. All'inizio del secolo scorso, la rivelazione avveniva attraverso microscopi, ma dagli anni '50 i fotoni prodotti sono misurati da fotomoltiplicatori (PMT), che trasformano la luce incidente in impulsi di corrente.

#### 3.1.1 Perdita d'energia nel materiale

Le particelle che attraversano la materia possono subire urti elastici (deflessioni sui nuclei, senza perdite d'energia) o anelastici (con perdita d'energia). Le collisioni di tipo anelastico corrispondono a degradazioni di energia della particella e possono avvenire principalmente in tre modi:



**Figura 3.1:** Perdita d'energia di pioni nel Cu in funzione della quantità di moto [18].

- ionizzazione ed eccitazione degli atomi del materiale;
- distruzione delle strutture cristalline e delle catene molecolari;
- interazioni nucleari tra particelle e nuclei atomici del materiale.

La perdita d'energia per *ionizzazione* (figura 3.1) è il fenomeno dominante per le particelle cariche più pesanti degli elettroni (p,  $\alpha$  e nuclei ionizzati). La trattazione quanto-relativistica della collisione fra particelle pesanti ad alta energia e elettroni orbitanti attorno al nucleo, che descrive il processo di ionizzazione, porta alla formula di Bethe-Block [35]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right]. \quad (3.1)$$

La prima parte è costante ( $2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$ ), mentre il resto dipende dalle proprietà del materiale, dalla sua densità  $\rho$  e dal suo rapporto  $Z/A$ , e dalle proprietà della particella incidente, cioè dalla carica  $z$ , dalla velocità  $\beta$  e debolmente dalla massa  $M$  (che appare in  $W_{\max}$ ).

$$W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \xrightarrow{M \gg 2\gamma m_e} 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \quad (3.2)$$

$W_{\max}$  è la massima energia trasferibile per singola collisione su un elettrone (collisione frontale detta di *knok-on*).

$I$  è il potenziale di eccitazione medio ed è il valor medio della frequenza orbitale degli elettroni nel mezzo moltiplicato per la costante di Planck  $h\bar{\nu}$ . Calcolarlo implicherebbe conoscere con precisione gli orbitali atomici. Per questo si ricorre a modelli empirici e trattazioni sperimentali che legano  $I$  al numero atomico medio del mezzo.

Il parametro  $\delta$  tiene conto dell'effetto di schermatura sugli elettroni più lontani dal passaggio della particella, dovuto alla polarizzazione del mezzo in seguito alla ionizzazione. Questo *effetto di densità* limita la risalita relativistica ad alte energie.

Quando invece l'energia della particella incidente è bassa e la velocità è assimilabile a quella degli elettroni orbitanti, usciamo dalle approssimazioni necessarie alla formula di Bethe-Block. Di questo tiene conto il parametro  $C$  detto di *shell correction*.

Nella curva in figura 3.1 è presente un minimo detto MIP (*Minimum Ionizing Particle*), che si trova a velocità  $\beta = 0.96$  indipendentemente dal tipo di particella. Ogni particella al minimo di ionizzazione perderà energia come  $z^2$  volte la MIP.

### 3.1.2 Risposta temporale

La *luminescenza* è il processo per cui alcuni materiali assorbono energia e la riemettono sotto forma di luce dopo un tempo caratteristico  $\tau$ . In particolare, nei materiali scintillanti l'energia dissipata per ionizzazione o eccitazione

viene trasformata in emissione luminosa. La *luminescenza* va distinta in due tipologie:

- *fluorescenza*: gli atomi o le molecole eccitate occupano uno stato instabile che emette velocemente ( $\tau = 10^{-8}$  s);
- *fosforescenza*: gli atomi o le molecole eccitate occupano uno stato metastabile, per cui la luminescenza persiste e la riemissione è ritardata ( $\tau = 10^{-4}$  s).

L'emissione di fotoni in seguito a eccitazione per luminescenza presenta entrambe le componenti, veloce (fluorescenza) e lenta (fosforescenza). Possiamo semplificare il modello pensando che l'emissione segua una legge esponenziale modulata da una singola costante di tempo di decadimento di luminescenza  $\tau$  ( $\tau_{\text{slow}} < \tau < \tau_{\text{fast}}$ ):

$$N = N_0 \exp(-t/\tau). \quad (3.3)$$

Il parametro  $\tau$  assume valori molto diversi a seconda della categoria di materiale scintillanti considerata. Negli scintillatori *organici*  $\tau$  è dell'ordine di qualche nanosecondo. Infatti questi scintillatori hanno come componente base il benzene, il quale decade dallo stato eccitato  $S^{\star} \rightarrow S_0 + \gamma$  in 10 ps (componente veloce), e ha un secondo decadimento da uno stato superiore metastabile più lento (componente lenta) [36]. Negli scintillatori *inorganici* il processo di eccitazione e diseccitazione coinvolge la teoria degli *eccitoni* (stati legati di elettrone eccitato e lacuna) che ha tempi di riemissione molto più lunghi (250 ns) [35].

### 3.1.3 Risposta luminosa

La fluorescenza è un processo molto meno efficiente rispetto al processo di produzione di eccitoni. Infatti negli scintillatori organici si ha una conversione in energia del solo 4% (antracene) rispetto al 90% di efficienza per eccitazione di materiali inorganici (NaI). Nei materiali organici la maggior parte dell'energia persa diventa energia termica o provoca il danneggiamento (momentaneo o permanente) del materiale.

Birks ha sviluppato un modello per la produzione di luce negli scintillatori organici in termini della energia persa che comprende il concetto di danneggiamento. Ipotizzando che il numero di fotoni prodotti sia proporzionale

all'energia persa ( $AdE/dx$ ), che la concentrazione delle particelle danneggiate sia anch'essa proporzionale all'energia persa, ( $BdE/dx$ ) e che  $k$  sia la probabilità di una particella ionizzata o danneggiata di catturare e assorbire un fotone (effetto detto *quenching*, diseccitazione non radiativa) [37]:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{AdE/dx}{1 + kBdE/dx}, \quad (3.4)$$

ove  $L$  è la luminosità dello scintillatore. Questa legge ha un comportamento lineare per piccole perdite d'energia,  $dL/dx \simeq AdE/dx$ , e tende a saturarsi per grandi perdite d'energia (che corrispondono a un danneggiamento reale del materiale)  $dL/dx \simeq A/kB$ .

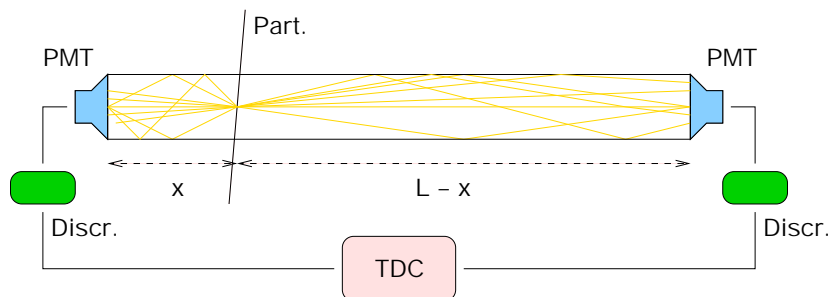
Ma non tutti gli scintillatori sono composti da un unico materiale. Spesso gli scintillatori organici contengono un *wavelength shifter* che assorbe la radiazione e la riemette in un'altra lunghezza d'onda, per ridurre il fenomeno dell'autoassorbimento. Chou nel 1952 ha considerato due materiali (un soluto in un solvente), ciascuno con probabilità diverse di emissione e quenching e con una probabilità di trasmissione dei fotoni dall'uno all'altro. Questo modello estende la legge di Birks al secondo ordine [38]:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{AdE/dx}{1 + kBdE/dx + C(dE/dx)^2}. \quad (3.5)$$

A seconda del segno del parametro  $C$  si ottiene una curva che va rapidamente all'infinito ( $C < 0$ , saturazione completa) o una curva che da un massimo di saturazione ritorna a zero ( $C > 0$ , massima saturazione). Nelle prove sperimentali di Craun et al. [39] su vari scintillatori organici, e più recentemente di Torrisi et al. [36] per il poliviniltoluene, i valori per il parametro  $C$  determinati sono molto piccoli e sempre positivi.

### 3.1.4 Attenuazione

La luce emessa nell'attraversare il materiale scintillante può essere riassorbita. Per questo nel materiale è introdotto un wavelength shifter. Ma lo spettro d'emissione del wavelength shifter ha una sovrapposizione con quello di assorbimento del materiale, quindi ci sarà comunque della radiazione riassorbita. Più è lungo lo scintillatore più è probabile il riassorbimento. La legge



**Figura 3.2:** Col TDC si misurano i tempi dei due lati.

che lega l'intensità luminosa alla distanza percorsa dalla luce nel materiale è esponenziale:

$$I(x) = I_0 \exp(-x/\lambda), \quad (3.6)$$

dove  $\lambda$  è detta *lunghezza di attenuazione*.

L'attenuazione degli scintillatori è in parte determinata dalla geometria del sistema, cioè dalla forma degli scintillatori (riflessioni interne e dispersioni). Per questo possiamo considerare la lunghezza d'attenuazione come formata da due contributi, uno tipico del materiale (*bulk attenuation length*) e un altro dipendente dalla geometria del sistema.

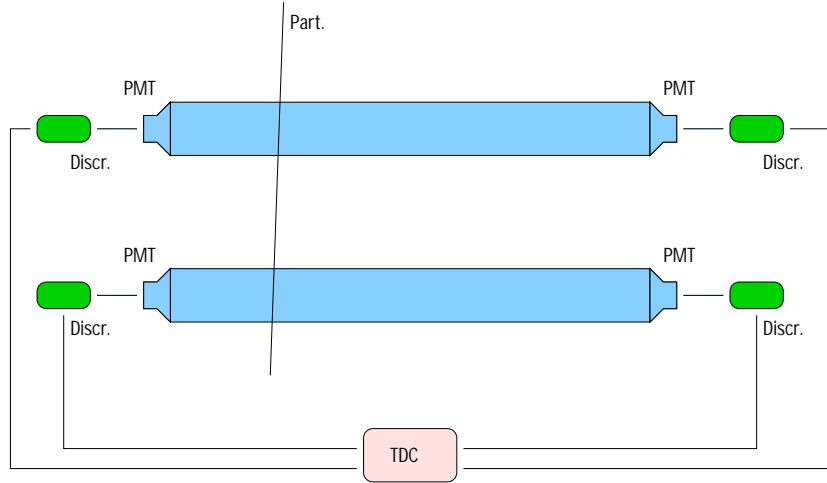
### 3.1.5 Misure di posizione, velocità e carica della particella

Gli scintillatori hanno una risposta così veloce da permettere ottime misurazioni temporali. Dato il via all'acquisizione, si misurano i tempi di ritardo con un TDC (*Time to Digital Converter*) che aspetta l'arrivo del segnale discriminato (digitalizzato).

Dotando ogni scintillatore di fotomoltiplicatori su entrambi i lati, si può ricostruire la posizione della particella incidente misurando la differenza dei tempi registrati sui lati (figura 3.2).

$$t_1 = t_0 + \frac{x}{v} \quad t_2 = t_0 + \frac{L - x}{v}, \quad (3.7)$$

$$x = \frac{L}{2} - v\Delta t, \quad (3.8)$$



**Figura 3.3:** La differenza delle semisomme dei tempi è il TOF.

dove  $t_0$  è il tempo di attraversamento,  $L$  la lunghezza dello scintillatore,  $x$  la distanza dal lato sinistro e  $v$  è la velocità della luce nello scintillatore.

Se consideriamo invece due contatori, possiamo ottenere la misurazione del tempo di volo, cioè della velocità della particella  $u$  nel rivelatore, utilizzando le semisomme dei tempi forniti dai due lati di ogni contatore (figura 3.3):

$$t_{\text{TOF}} = \left( \frac{t_1 + t_2}{2} \right)_{C_1} - \left( \frac{t_1 + t_2}{2} \right)_{C_2} = \frac{d}{u}, \quad (3.9)$$

dove  $d$  è la lunghezza della traiettoria della particella tra i punti di attraversamento dei due scintillatori.

Con gli ADC (*Analog to Digital Converter*) si misura la carica integrata in uscita dal PMT, che è proporzionale alla luminosità sviluppata. Attraverso la formula di Birks-Chou (equazione 3.5) si può ricostruire l'energia persa della particella e da questa la carica.

## 3.2 Il sistema TOF di AMS-02

La progettazione e la costruzione del sistema di tempo di volo di AMS-02 sono di responsabilità del gruppo INFN di Bologna [5]. Il disegno del sistema è basato sull'esperienza maturata con il sistema TOF del detector AMS-01

[40], modificato per le nuove esigenze di AMS-02. Il nuovo TOF (figura 3.4) deve assolvere a questi compiti:

- generare il segnale di *fast trigger*, riferimento temporale per il sistema d'aquisizione (DAQ) per l'intero detector;
- misurare il tempo di volo (TOF) con una precisione sufficiente per distinguere le particelle provenienti dal basso da quella provenienti dall'alto con una contaminazione entro  $10^{-9}$  (caratteristica fondamentale per il riconoscimento dell'antimateria);
- stimare la velocità attraverso il tempo di volo con precisione attorno al 3% (140 ps);
- fornire quattro stime indipendenti di carica mediante la misura della energia persa nei contatori a scintillazione.

Il sistema provvederà alla misurazione dell'energia persa dalla particella con una risoluzione sufficiente per distinguere nuclei con carica  $Z \leq 20$ . Considerando le attenuazioni lungo i contatori, e la necessità di avere cariche ben misurate, è necessario un range dinamico di almeno  $10^4$  nella misura della *pulse height* (altezza del segnale).

Il progetto del sistema TOF prevede un peso di 240 kg per una potenza consumata di 150 W.

### 3.2.1 I piani

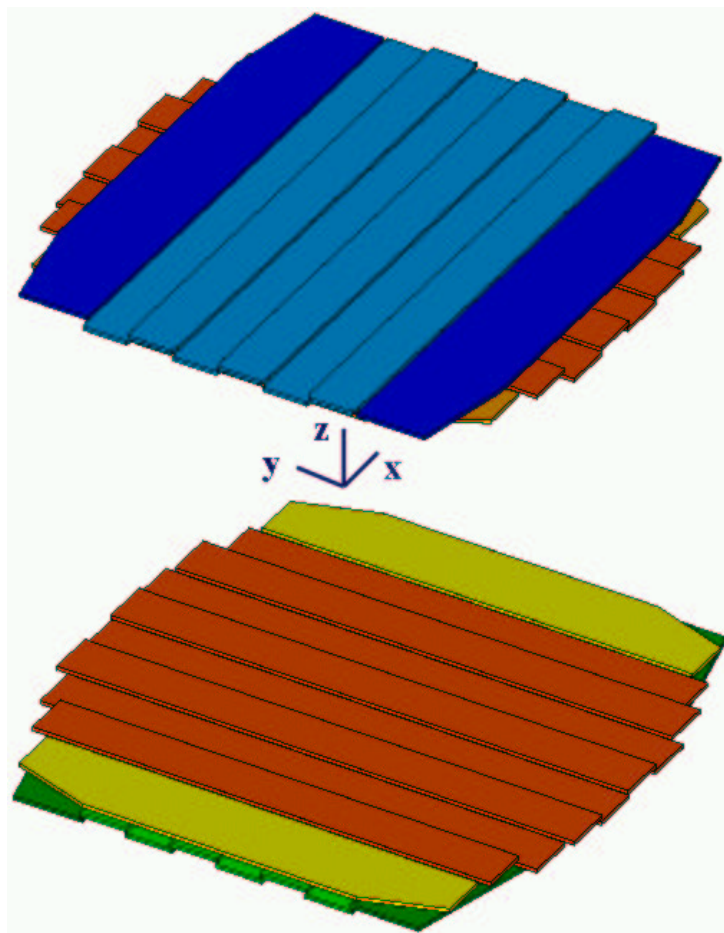
Il sistema TOF è formato da 2 coppie di piani di contatori, una sopra e una sotto al magnete. Ogni coppia è formata da due piani di contatori ortogonali disposti lungo gli assi  $x$  e  $y$  di AMS (come in figura 3.5). Si usano 4 piani invece di 2 per poter avere ridondanza nella misura del passaggio della particella ed eliminare più efficacemente il background di eventi di rumore elettronico.

Ogni piano del TOF copre all'incirca un'area circolare di  $1.2 \text{ m}^2$  ed è formato da scintillatori piatti di 12 cm di larghezza sovrapposti per 0.5 cm per eliminare inefficienze geometriche (figura 3.5). L'accettanza geometrica, che definisce quella di tutto lo spettrometro, risulta fissata a  $0.4 \text{ m}^2 \text{ sr}$ . I quattro piani di scintillazione contengono 8, 8, 10 e 8 contatori. Questi piani saranno poi racchiusi da un rivestimento sottile in fibra di carbonio e connessi all'elettronica montata sulla struttura portante.





**Figura 3.4:** Schema complessivo del sistema TOF-02 esploso nelle sue diverse parti [5].



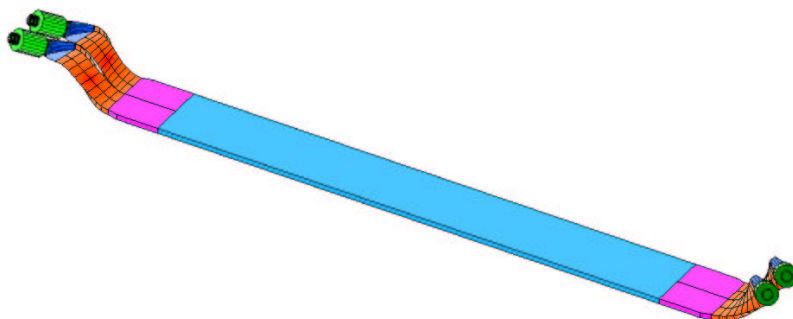
**Figura 3.5:** I piani di scintillatori del TOF.

### 3.2.2 I contatori

La cella minima del sistema TOF è il singolo contatore, rappresentato in figura 3.6. È formato da un materiale plastico scintillante di forma rettangolare (o trapezoidale), guide di luce ai lati e fotomoltiplicatori alle estremità.

#### Scintillatori plastici

Gli scintillatori plastici sono prodotti dalla Eljen-Technology (Texas, USA), modello EJ-200. Sono costituiti di poliviniltoluene, polimero organico che contiene anelli di benzene legati a gruppi di idrocarburi aromatici. La sua



**Figura 3.6:** Disegno di un singolo contatore del TOF di AMS-02.

Polimero	Poliviniltoluene
Risposta luminosa	64 % Antracene
Fotoni/1 MeV	10000 e <sup>-</sup>
Lunghezza d'onda	425 nm
Tempo di salita	0.9 ns
Tempo di discesa	2.1 ns
Densità	1.032 g/cm <sup>3</sup>
Indice di rifrazione	1.58
Lunghezza d'attenuazione	3.80 m

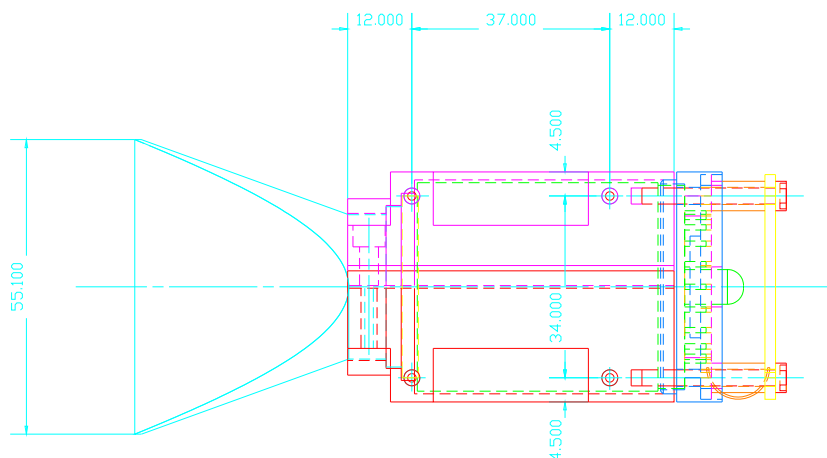
**Tabella 3.1:** Tabella descrittiva delle caratteristiche del materiale scintillante per scintillatori di dimensioni 2 cm × 20 cm × 300 cm.

caratteristica principale è l'alta efficienza di conversione di energia in luce emessa, intorno al 2%, una luminosità pari al 64% dell'antracene. In tabella 3.1 appaiono le caratteristiche del materiale<sup>1</sup>.

Non tutti gli scintillatori hanno la medesima forma: quelli rettangolari hanno uno spessore di 1 cm, una larghezza di 12 cm e una lunghezza variabile di 117–134 cm, mentre quelli trapezoidali hanno larghezze che vanno da 18.5 cm a 26.9 cm (figura 3.5).

La scelta di usare ai contatori spessi 1 cm è legata a un bilanciamento fra peso totale del TOF (che deve essere abbastanza contenuto) ed efficienza di

<sup>1</sup> <http://www.eljentechnology.com/ej-200.html>



**Figura 3.7:** Guida di luce connessa al PMT.

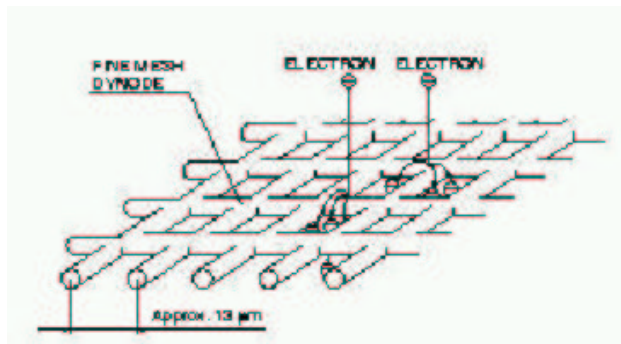
rivelazione. Spessori più grandi avrebbero permesso una maggiore efficienza e segnali in uscita più grandi con una minore attenuazione geometrica interna.

### Guide di luce

Ai lati del materiale scintillante vi sono *extender* che prolungano lo scintillatore stesso e che si congiungono alle guide di luce. Le guide di luce e gli extender sono fatti in plexyglass e hanno varie forme. Il loro scopo è incanalare la luce prodotta nel poliviniltoluene verso i PMT (figura 3.7). Tra questi e le guide di luce si colloca una pastiglia di silicone di 3 mm di spessore, per garantire un accoppiamento meccanico e ottico col fotomoltiplicatore. Per proteggere il materiale scintillante da polveri e graffi, che abbasserebbero ancora la sua lunghezza d'attenuazione, lo si avvolge in fogli di *mylar*. Per garantire invece l'isolamento luminoso ogni piano è racchiuso in una struttura in fibra di carbonio di spessore 0.7 mm.

### I fotomoltiplicatori *fine mesh*

I fotoni emessi nel materiale scintillante sono condotti attraverso le guide di luce al fotocatodo dei PMT Hamamatsu R5946 (figura 3.7). Il fotocatodo è bialcalino e ha una efficienza massima del 20% a 375 nm. Nel PMT, attraverso un sistema di 16 dinodi, gli elettroni vengono moltiplicati per



**Figura 3.8:** Struttura del dinodo di un PMT fine mesh.

Dimensione	38 mm
Lunghezza d'onda alla massima sensibilità	375 nm
Gain	$10^6$
Dark Current	5 nA
Tempo di salita	1.9 ns
Tempo di transito	7.2 ns
Spread del tempo di transito	0.35 ns
Numero di dinodi	16

**Tabella 3.2:** Tabella descrittiva delle caratteristiche del PMT.

circa  $10^6$  volte. I parametri dei fotomoltiplicatori<sup>2</sup> usati sono brevemente riassunti nella tabella 3.2.

A causa del campo magnetico prodotto dal magnete superconduttore, i PMT devono essere in grado di operare in un campo di circa 1.5–2 kG. I PMT scelti infatti hanno una configurazione dinodica composta da griglie sottili molto vicine, *fine mesh* (figura 3.8). Questa disposizione, grazie anche alle tensioni di lavoro molto alte, rende la moltiplicazione parzialmente indipendente dal campo magnetico. Rimane ancora una dipendenza tra angolo del campo magnetico e PMT che è stata ridotta adottando guide di luce piegate che permettono posizionamenti dei PMT il più possibile paralleli all'asse del campo magnetico [41].

Siccome il sistema deve garantire ridondanza, si è scelto di munire ogni

<sup>2</sup> <http://www.hamamatsu.it/en/products/electron-tube-division/detectors/photomultiplier-tubes-pmts.php>

lato di ogni contatore di 2 PMT misurati in somma passiva. Verrà misurato anche il segnale in uscita dal terzultimo dinodo in modo da ottenere valutazioni di carica anche quando l'anodo è in saturazione estendendo la misura di carica.

# Capitolo 4

## Prove su fascio

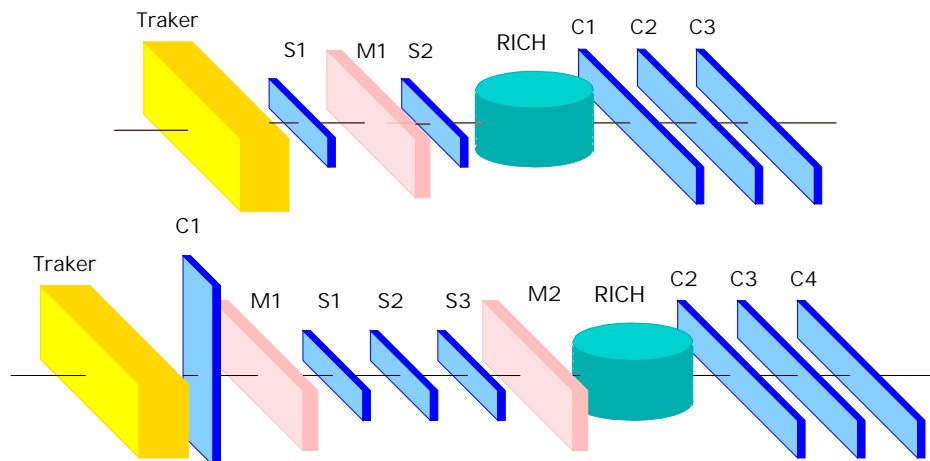
Prototipi dei subdetector RICH, traker e TOF di AMS-02 sono stati sottoposti a prove su fascio di ioni al CERN nel 2002 e nel 2003. Con i dati raccolti si possono studiare le principali caratteristiche del prototipo del sistema TOF. Inoltre è possibile, per un sottoinsieme dei dati raccolti, fare analisi incrociate delle principali caratteristiche dei tre rivelatori.

### 4.1 Setup sperimentale al CERN

Le prove dei prototipi dei rivelatori sono state fatte su fasci di nuclei completamente ionizzati prodotti in una linea di collisione del SPS al CERN.

In figura 4.1 sono presentati schematicamente gli apparati sperimentali. Nel 2002 il setup era formato dai prototipi di traker e RICH, da tre contatori (C1, C2 e C3) del TOF, da due ulteriori contatori (S1, S2) usati come trigger indipendente da quello prodotto dal TOF, e da una MWPC (*Multi Wire Proportional Chamber*, M1 in figura). Nel 2003 sono state montate due camere a fili (M1, M2) e tre contatori (S1, S2 e S3) per il trigger del RICH. Il prototipo TOF del 2003 constava di 4 contatori: C1 e C4 montavano guide di luce corte e dritte, C2 curve e storte, C3 guide di luce curve. C1 era uno scintillatore Bicron (BC 408) mentre C2, C3, C4 erano scintillatori Eljen (EJ 200). I contatori C1 e C4 erano rispettivamente i contatori C2 e C1 usati nel test del 2002.

L'elettronica usata su fascio è quella classica a moduli NIM e CAMAC. Il trigger sugli eventi è dato dall'AND di tutti i segnali anodici discriminati entro un tempo di 10 ns. È stata scelta una configurazione d'acquisizione a



**Figura 4.1:** Rivelatori utilizzati nelle prove su fascio di ioni. Sopra è presentato il setup del 2002 mentre sotto quello del 2003.

*common start*, dove il trigger stabilisce lo zero del TDC (figura 4.2). Sono stati usati ADC LeCroy 2249W con canali da 0.25 pC (per una scala complessiva di  $\sim 500$  pC), TDC LeCroy 2228A con canali da 50 ps (100 ns di scala complessiva) e scaler LeCroy 2552 (rate massimo di 100 MHz).

Nel 2003 si misuravano 8 anodi sommati (destra e sinistra per ogni contatore) più 8 dinodi (anche questi sommati) e 8 tempi, per un totale di 24 canali. Nel 2002 i canali in totale erano 18 (6 segnali di anodo, 6 di dinodo e 6 tempi).

Per il TOF la presa dati è stata di 8 giorni nel 2003 per un totale di circa 12 milioni di dati raccolti, mentre nel 2002 il test è durato 5 giorni. Il test su fascio del 2002 è descritto da [10] e [42].

## 4.2 Caratteristiche del fascio

La produzione del fascio (figura 4.3) ha origine nel LINAC (*LINear ACcelerator*) che si occupa di accelerare i protoni prodotti in una camera di ionizzazione di idrogeno. Questi vengono poi accelerati nel *booster* (PSB), un piccolo acceleratore circolare, che li porta fino a energia di circa 1 GeV. Dopo questa prima fase i protoni vengono iniettati nel PS (*Proton Synchrotron*), di nuovo accelerati e in seguito estratti e fatti collidere contro un bersaglio



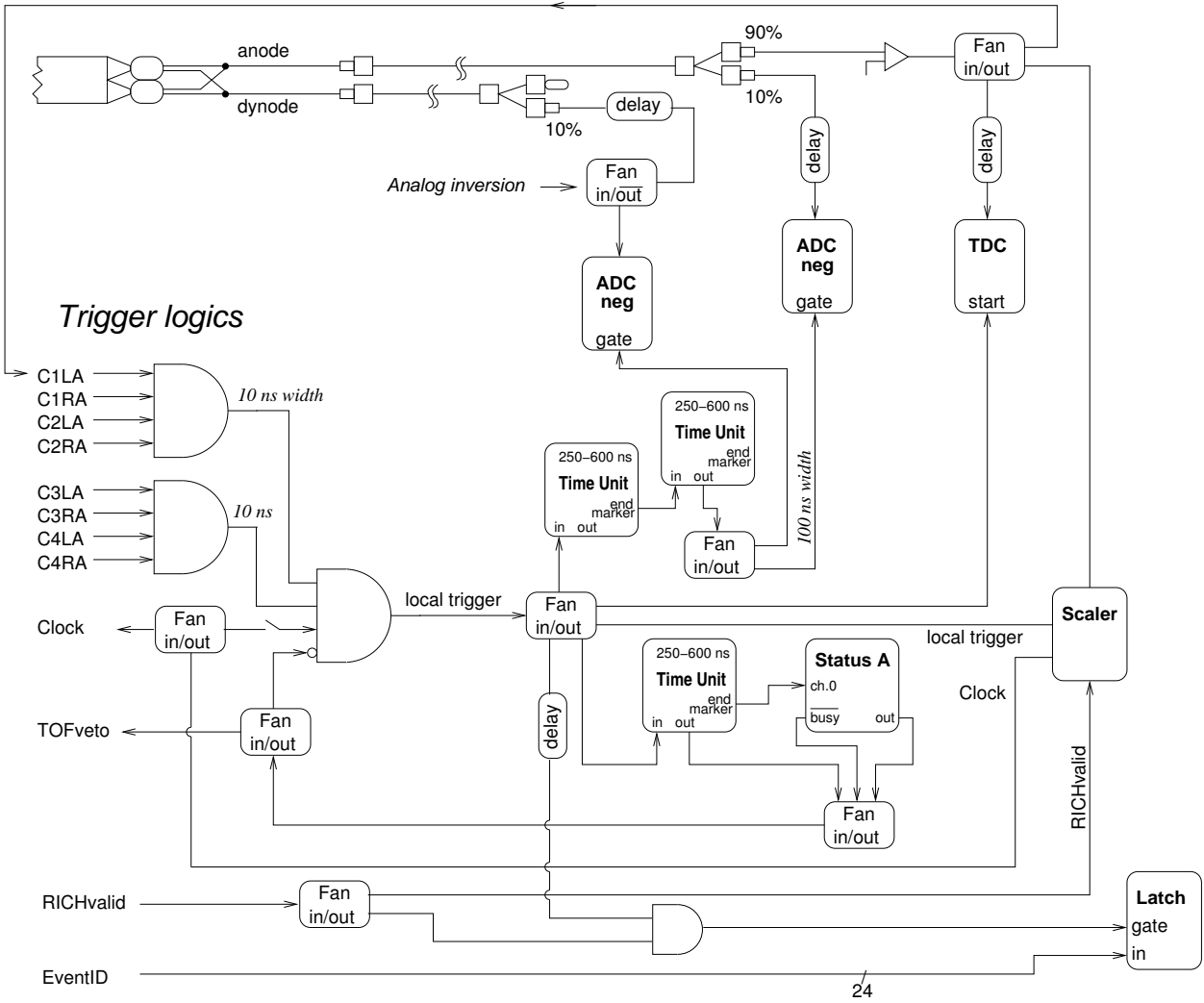
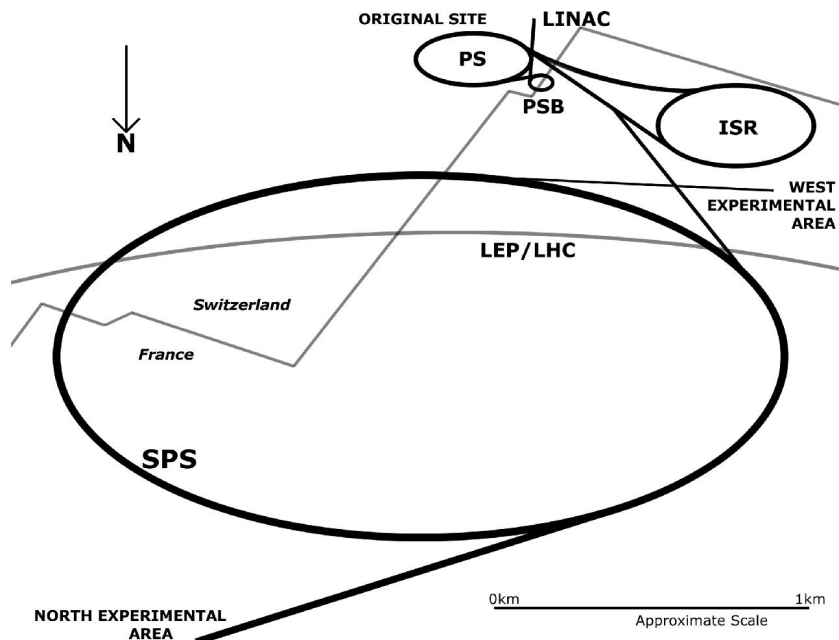


Figura 4.2: Schema della logica per l'acquisizione nel 2003.



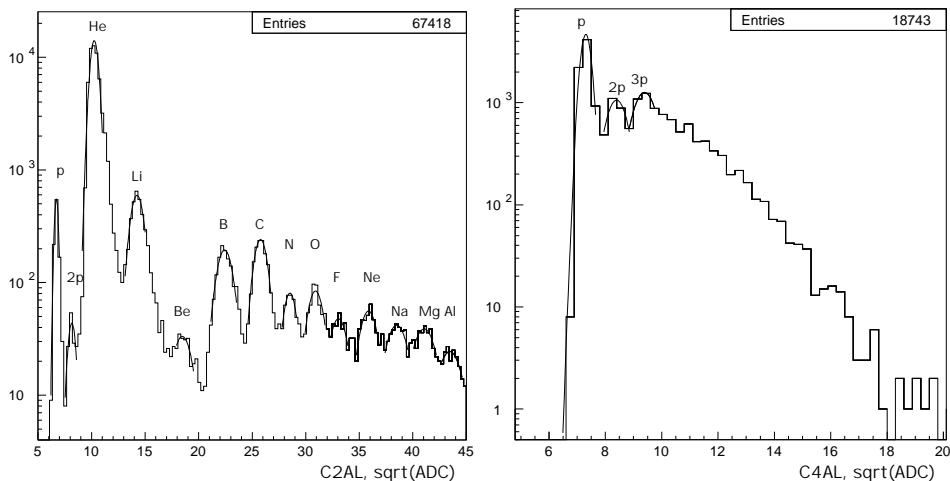
**Figura 4.3:** Una proiezione del sistema d'accelerazione SPS del CERN.

(nel 2002 il bersaglio era di Pb, nel 2003 di In). I nuclei parzialmente ionizzati del materiale vengono portati nel SPS (*Super Proton Synchrotron*) che li accelera fino ad alte energie (la quantità di moto per nucleone era di 20 GeV/c nel 2002 e di 158 GeV/c nel 2003). La linea di nuclei viene poi fatta impattare contro un bersaglio di berillio. In seguito alla collisione sono prodotti quasi tutti i tipi di nuclei fra l'idrogeno e il nucleo pesante incidente. La caratteristica principale di questi fasci di ioni è la piccola variazione di velocità tra fascio incidente e uscente [43]:

$$\frac{\sigma_R}{R} = 1.5\%, \quad \frac{\sigma_\beta}{\beta} = \frac{\sigma_R}{R}(1 - \beta^2). \quad (4.1)$$

La linea passa poi in un magnete quadrupolare che ne seleziona la rigidità  $R = pc/Ze = \frac{A}{Z}m_{\text{amu}}\beta\gamma c/e$ . Essendo  $\beta$  fissato per motivi dinamici, la selezione in rigidità permette di fissare ioni con un certo  $A/Z$ . In particolare sono state fatte alcune specifiche scelte di  $A/Z$  (figura 4.4):

- $A/Z = 1$ : questa selezione permette il passaggio solo di protoni;



**Figura 4.4:** Esempio di grafico in carica con  $A/Z=2$  (run 355–362) a sinistra e  $A/Z=1$  a destra (run 338–346).

- $A/Z = 2$ : il prototipo ideale di questa selezione è He, mentre i protoni risultano fortemente soppressi. Con questa scelta molti nuclei pesanti con pari numero di protoni e neutroni rimangono possibili (tra cui il gruppo CNO);
- $A/Z = 2.25$ : è il rapporto  $9/4$  tipico del Be stabile;
- $A/Z = 2.35$ : è circa il risultato del rapporto  $7/3$  tipico del Li;

inoltre nel 2003 sono stati fatti dei run con fasci di ioni di indio. La selezione sui protoni ( $A/Z=1$ ) permetteva anche scelte di fasci con energie più basse (7, 9, 11, 13 e 15 GeV).

### 4.3 Analisi dei dati del beam test 2003

Nei 9 giorni di raccolta dati, tra il 22/10 e l'1/11 del 2003, il TOF ha registrato 11870068 eventi suddivisi in 199 run numerati dal 200 al 398. A causa di problemi all'acquisizione, ci sono set di dati completi (8 anodi, 8 dinodi e 8 tempi) solo a partire dal run 315. Da questo in poi i run sono stati suddivisi a seconda del rapporto  $A/Z$ , a seconda del guadagno del PMT (diverse

PMT		HV (V)	Cont.	Tipo	Guida di luce
7077	(*)	2170	C1 left	Eljen	Corta
7083		2040	C1 left	Eljen	Corta
5542	(*)	1665	C1 right	Eljen	Corta
5551		1565	C1 right	Eljen	Corta
5886	(*)	1720	C2 left	Eljen	Curva e storta
5974		1700	C2 left	Eljen	Curva e storta
5975	(*)	1640	C2 right	Eljen	Curva e storta
6012		1705	C2 right	Eljen	Curva e storta
5869	(*)	1715	C3 left	Eljen	Curva
5893		1725	C3 left	Eljen	Curva
5970	(*)	1680	C3 right	Eljen	Curva
5915		1720	C3 right	Eljen	Curva
5555	(*)	1500	C4 left	Bicron	Corta
5554		1740	C4 left	Bicron	Corta
5553	(*)	1445	C4 right	Bicron	Corta
5552		1515	C4 right	Bicron	Corta

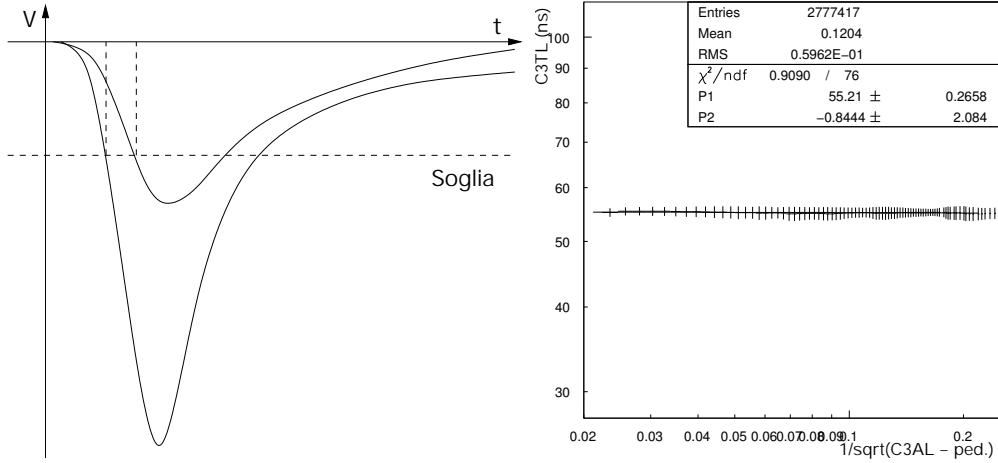
**Tabella 4.1:** Caratteristiche dei contatori impiegati nel test del 2003. Con (\*) sono indicati i PMT rimasti accesi durante nei run 315–332.

valutazioni di carica) e della soglia di discriminazione (diverse condizioni di timing).

In particolare l’analisi riportata in questo testo si è concentrata in un campione ristretto di dati: sui run 315–332 con  $A/Z = 2.25$ , che avevano un solo PMT acceso per ogni coppia, e per i run 355–362 con  $A/Z = 2$ , con tutti i PMT accesi. Questa scelta è stata fatta a causa della necessità di analizzare i più ampi set di dati dalle caratteristiche comuni, tenendo conto della richiesta di analizzare una finestra per l’analisi combinata di carica fra i tre prototipi in test (concordata con la collaborazione: run 328–332). In tabella 4.1 sono presentate le principali caratteristiche dei contatori in test.

### 4.3.1 Correzione dei segnali temporali

La discriminazione dei segnali introduce un ritardo sulle misure temporali, detto *time walk*, dipendente dall’ampiezza del segnale (figura 4.5). Nel caso di segnali alti, il tempo di salita è rapido e il ritardo nella discriminazione è



**Figura 4.5:** Effetto di *time walk*: a sinistra è mostrata la relazione tra tempi discriminati e pulse height, a destra il fit a due parametri per la correzione di slewing dei tempi i dati.

piccolo, mentre con segnali piccoli il ritardo è più lungo. Esiste quindi una anticorrelazione tra l'altezza del segnale (*pulse high*) e il tempo misurato. Per rendere minimo questo problema, le soglie di discriminazione sono abbastanza basse (30 mV) rispetto al segnale medio per una particella che colpisce il centro dei contatori ( $\sim 300$  mV) [40], tuttavia l'effetto non è trascurabile.

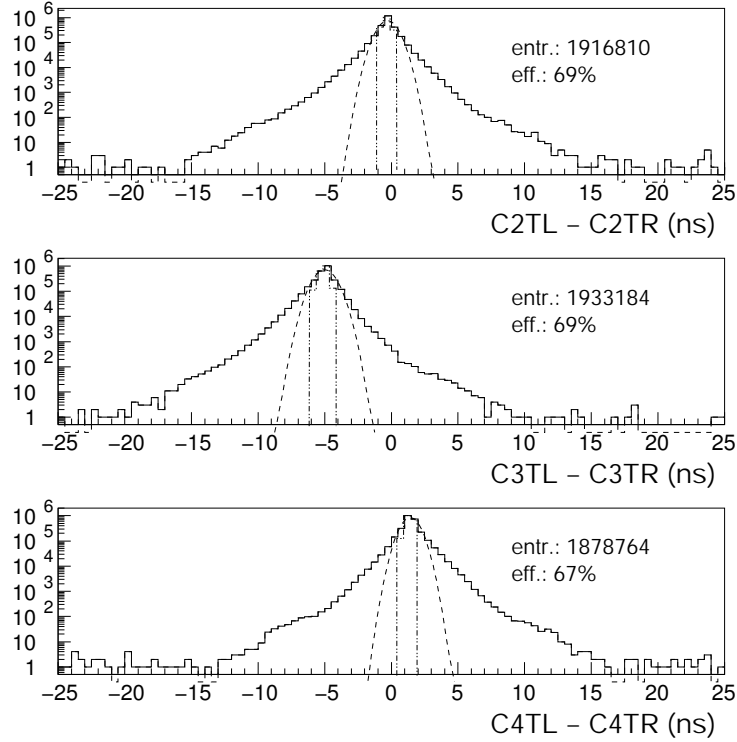
Il *time walk* è un effetto sistematico sulle misurazioni temporali che può essere corretto stimando la correlazione tra pulse height e tempo. Con l'ADC tuttavia non si misura l'altezza del segnale ma il suo integrale. Sperimentalmente si trova una relazione empirica [40]:

$$t_{\text{corr}} = t - \frac{k}{\sqrt{Q}}, \quad (4.2)$$

ove  $t$  è il tempo misurato dal TDC,  $Q$  è il segnale misurato dall'integrazione del segnale sull'ADC e  $k$  è un parametro determinato dal fit (figura 4.5).

### 4.3.2 Selezione degli eventi

Prima di tutto si richiede che le particelle passate per i quattro rivelatori siano appartenenti al fascio. La linea di ioni, che passava per il centro dei contatori, aveva uno spot di circa 3 cm approssimativamente gaussiano, piccolo rispetto ai 12 cm di larghezza degli scintillatori. Gli eventi registrati

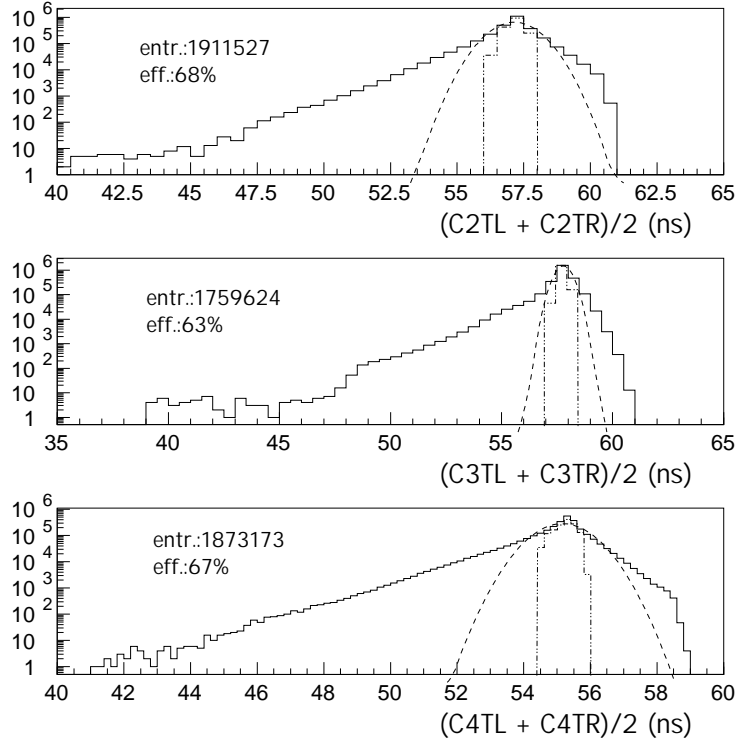


**Figura 4.6:** Fit gaussiano sulla differenza dei tempi dei due lati dello stesso contatore e selezione entro una deviazione standard.

distanti dal centro del fascio più di 3 cm devono essere quindi scartati. La rivelazione di particelle secondarie è ridotta dal posizionamento dei contatori (figura 4.1): mentre C1 ha una orientazione verticale, C2, C3 e C4 sono posti orizzontalmente permettendo di selezionare su una zona ridotta di sezione  $12 \times 12 \text{ cm}^2$ . Se il fascio passa per il centro degli scintillatori, la differenza dei tempi tra i lati dello stesso contatore deve essere una distribuzione gaussiana incentrata su:

$$\Delta t = t_L - t_R = \frac{2x}{v} - \frac{L}{v}, \quad (4.3)$$

ove  $x$  è la distanza da un lato,  $L$  la lunghezza dello scintillatore,  $v$  la velocità della luce nello scintillatore, che vale  $\approx 15 \text{ cm ns}^{-1}$  [42]. Quindi eliminando gli eventi distanti più di una deviazione standard dalla media del fit gaussiano di  $\Delta t$ , che rappresentano circa 1/3 dei dati, si selezionano gli eventi che si trovano nel fascio (figura 4.6).



**Figura 4.7:** Fit gaussiano sulla semisomma dei tempi dei due lati dello stesso contatore, e selezione entro una deviazione standard.

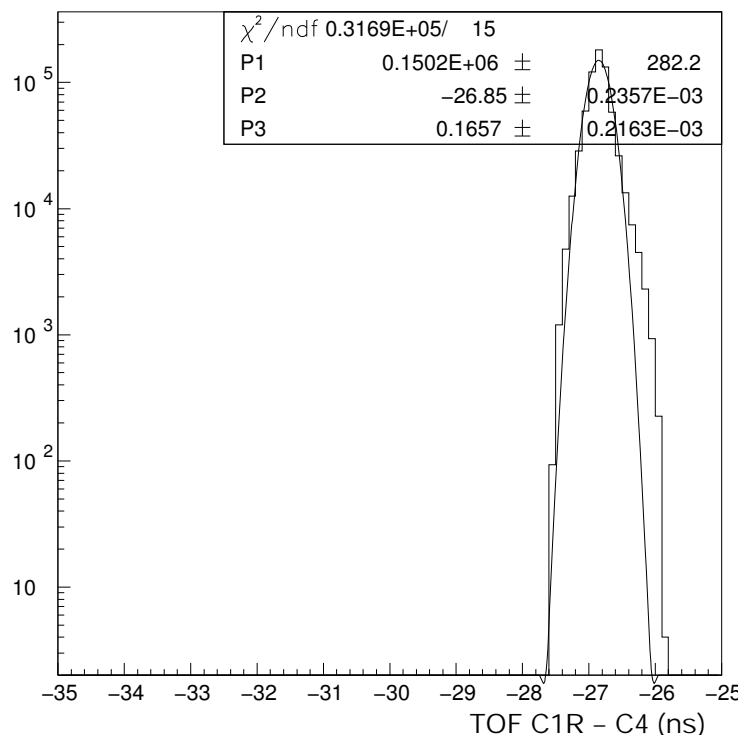
Allo stesso modo si può fare un fit gaussiano della distribuzione della somma dei tempi dei due lati. In questo caso:

$$T = t_L + t_R = \frac{L}{v}, \quad (4.4)$$

quindi il taglio corrisponde all'eliminazione di eventi con una misura di tempo sbagliata (figura 4.7).

Le particelle del fascio hanno come caratteristica dinamica un piccolo spread gaussiano sulla velocità (equazione 4.1). Questo permette una selezione delle particelle del fascio su  $\beta$ , che può essere realizzato come taglio gaussiano sui tempi di volo delle particelle:

$$t_{\text{TOF}}\{ij\} = \left(\frac{t_1 + t_2}{2}\right)_{C_i} - \left(\frac{t_1 + t_2}{2}\right)_{C_j} = \frac{d_{ij}}{v} \quad (4.5)$$



**Figura 4.8:** Fit gaussiano sulla differenza delle semisomme dei tempi di due lati di due contatori.

ove  $v$  è la velocità della particella e  $d_{ij}$  è la lunghezza della traccia tra i contatori  $C_i$  e  $C_j$ . La selezione mostrata in figura 4.8 è replicata per tutte le combinazioni di coppie di contatori.

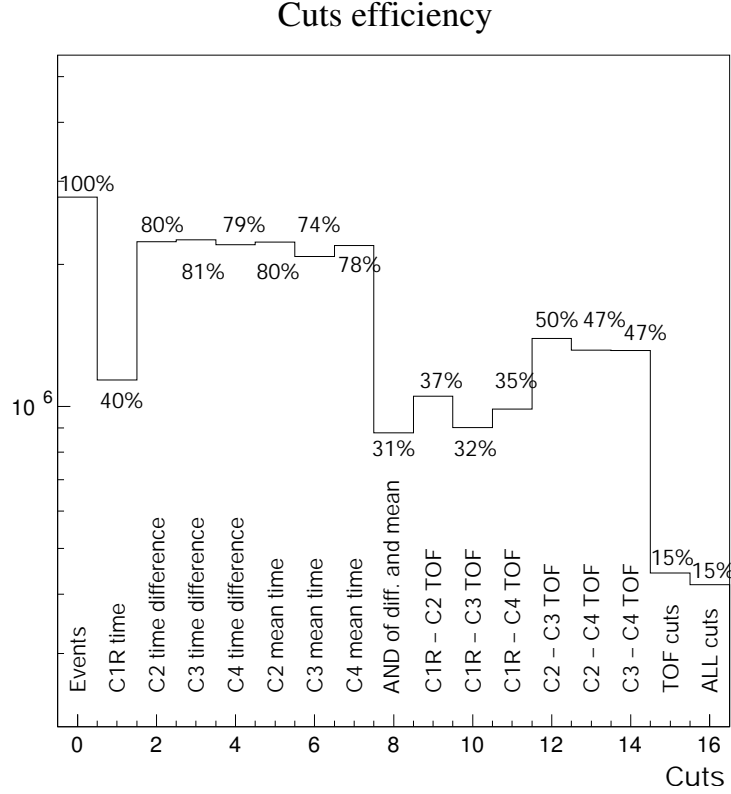
Le efficienze dei vari tagli per la zona di dati tra i run 315 e 324 sono presentate in figura 4.9. Da notare in particolare che, a causa del fatto che C1 aveva il solo lato destro funzionante, le selezioni sulla somma e differenza sul primo contatore sono state trattate come un singolo taglio sulla distribuzione dei tempi del canale destro C1R.

## 4.4 Risoluzione in carica

L'analisi in carica è uno dei più importanti scopi dell'analisi dei dati ai beam test del TOF. È stata svolta sui dati del 2002 da [10] e [42].

L'ADC misura l'integrale della carica  $Q$  in uscita dal PMT, proporzio-

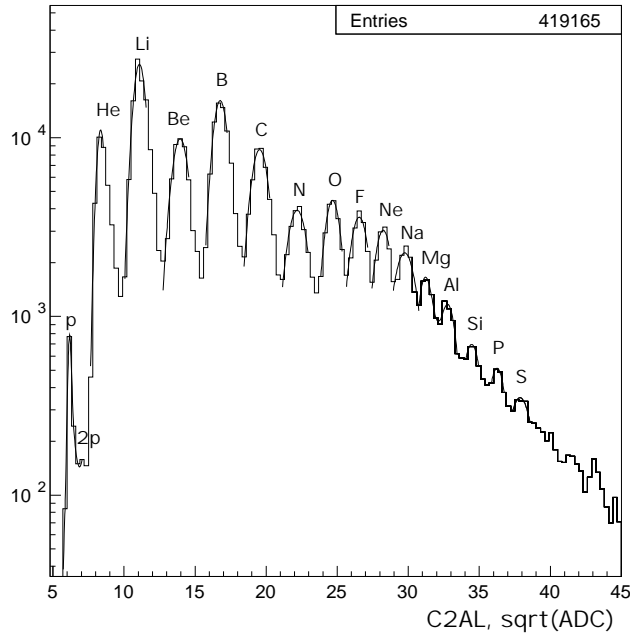




**Figura 4.9:** Sono presentate le efficienze dei tagli applicati singolarmente all'insieme di dati (tagli gaussiani di  $1.5\sigma$ ). Sono riportate anche l'efficienza complessiva dell'applicazione di tutti i tagli temporali di somma e differenza, e di tempo di volo.

nale (nel caso di PMT con risposta lineare) alla luminosità sviluppata nello scintillatore. La formula di Birks (equazione 3.5) stabilisce la relazione tra luminosità e perdita d'energia  $dE/dx$ , descritta a sua volta dalla formula di Bethe-Bloch (equazione 3.1). Nel caso di nuclei relativistici (con un fascio di 158 GeV per nucleone,  $\beta \simeq 1$  entro ottima approssimazione)  $W_{\max}$  non dipende dalla massa e la formula di Bethe-Bloch si riduce a una forma semplicissima:  $E = kZ^2$ , con  $k = 0.3326$  MeV/mm (calcolato con l'ausilio di [44]). Risulta complessivamente:

$$Q = \frac{P_1 Z^2}{1 + P_2 Z^2 + P_3 Z^2}, \quad (4.6)$$

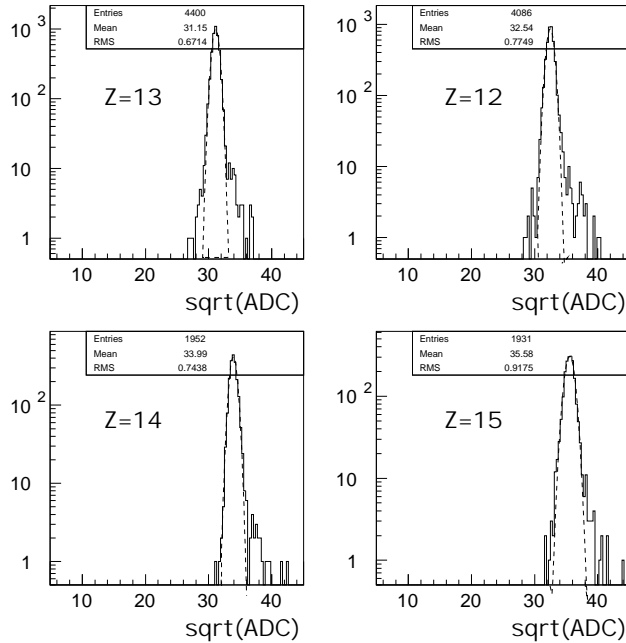


**Figura 4.10:** Picchi di carica in radice di canali ADC. È presente anche il picco di carica relativo a “ $Z = \sqrt{2}$ ” che corrisponde al passaggio contemporaneo di due particelle di carica 1.

$P_1$  è il parametro indice del guadagno del PMT,  $P_2$  è proporzionale al parametro di Birks ( $kB$ ) e  $P_3$  è proporzionale al parametro di Chou ( $C$ ).  $P_2$  e  $P_3$  dipendono solamente dalla tipologia di scintillatore. In prima approssimazione l’equazione (4.6) è lineare e i grafici di carica in  $\sqrt{Q} \propto Z$  permettono di individuare le cariche a distanza circa costante. Dopo l’applicazione dei tagli temporali, i picchi relativi alle singole cariche diventano ben riconoscibili e possono essere approssimati con gaussiane (figura 4.10), anche se sono presenti delle code asimmetriche alla distribuzione di carica a causa del piccolo spessore degli scintillatori<sup>1</sup>.

I picchi di carica vengono stimati per tutti gli anodi. Nei run 315–324 si

<sup>1</sup> Particelle ionizzanti che attraversano piccoli spessori perdono energia in poche collisioni. In queste collisioni c’è la possibilità che tutta l’energia venga persa in un urto di knock-on su un elettrone. Per questo compare nella distribuzione di energia persa una coda asimmetrica ad alte energie detta *coda di Landau*. Nel caso di grandi spessori invece il numero molto elevato di collisioni delle particelle che attraversano il mezzo rende la statistica gaussiana [35].



**Figura 4.11:** Picchi di carica per il lato sinistro del contatore C3, ottenuti selezionando gli eventi di C2 e C4.

riesce a riconoscerli distintamente fino a  $Z = 16$ . Per rendere la stima dei picchi più affidabile utilizzo una “selezione a forchetta”: per determinare la posizione di una carica  $Z$  per un contatore, in canali ADC, seleziono tutti gli eventi che nei contatori vicini si trovano entro  $1.5\sigma$  dal picco di carica relativo alla stessa  $Z$  (naturalmente vengono applicati anche tutte le selezioni temporali). Cioè si impone una selezione su C1 e C3 per trovare le cariche di C2, su C2 e C4 per quelle di C3 e con la selezione su C2 e C3 ottengo i picchi per C1 e C4. Questo metodo permette di ottenere i picchi di carica per anodi e dinodi (anche per il canale a guadagno molto basso C1L fino a questo momento escluso dall’analisi) con grande precisione (figura 4.11). Nei run 315–324 si riescono a riconoscere distintamente picchi di carica fino a  $Z = 16$  (tabella 4.2), mentre nei run 355–362 fino a  $Z = 12$  (tabella 4.3).

Utilizzando i dati della tabella 4.2, il fit con l’equazione (4.6) permette di trovare i 3 parametri  $P_1$ ,  $P_2$  e  $P_3$  per ogni canale (figura 4.12). Lo scopo principale di questo fit è riuscire a trasformare la carica misurata con l’ADC in una stima reale del valore della carica della particella incidente.

PROVE SU FASCIO

---

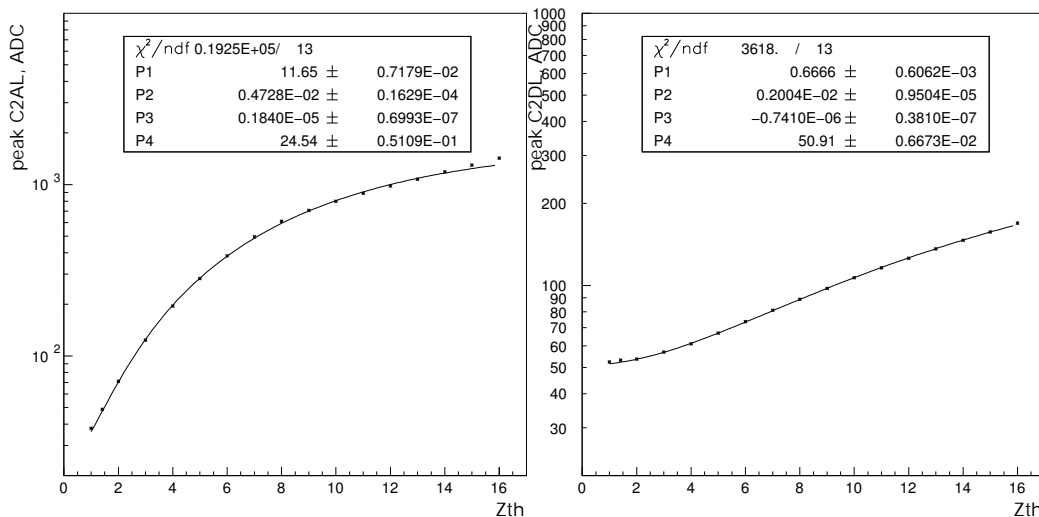
Z	C1L	C1R	C2L	C2R	C3L	C3R	C4L	C4R
1	5.7 ± 0.1	5.8 ± 0.2	6.1 ± 0.1	6.3 ± 0.2	8.2 ± 0.2	7.4 ± 0.2	6.7 ± 0.1	6.8 ± 0.2
$\sqrt{2}$	5.7 ± 0.1	5.9 ± 0.2	7.0 ± 0.3	7.2 ± 0.3	8.8 ± 0.2	8.0 ± 0.2	7.3 ± 0.2	7.4 ± 0.2
2	6.0 ± 0.1	7.3 ± 0.2	8.4 ± 0.3	8.5 ± 0.3	10.0 ± 0.3	9.2 ± 0.3	8.7 ± 0.3	8.7 ± 0.3
3	6.4 ± 0.1	9.5 ± 0.3	11.1 ± 0.4	11.1 ± 0.4	12.2 ± 0.3	11.5 ± 0.4	11.2 ± 0.4	11.2 ± 0.4
4	6.9 ± 0.2	11.7 ± 0.3	14.0 ± 0.5	13.9 ± 0.5	14.7 ± 0.5	14.1 ± 0.5	13.9 ± 0.5	14.0 ± 0.5
5	7.6 ± 0.2	14.0 ± 0.4	16.8 ± 0.5	16.7 ± 0.5	17.3 ± 0.5	16.8 ± 0.5	16.6 ± 0.6	16.6 ± 0.6
6	8.2 ± 0.2	16.1 ± 0.4	19.6 ± 0.6	19.4 ± 0.6	19.9 ± 0.6	19.4 ± 0.6	19.2 ± 0.6	19.3 ± 0.6
7	8.9 ± 0.3	18.2 ± 0.4	22.3 ± 0.6	22.0 ± 0.6	22.4 ± 0.6	21.9 ± 0.6	21.7 ± 0.7	21.8 ± 0.7
8	9.5 ± 0.3	20.2 ± 0.5	24.7 ± 0.5	24.5 ± 0.6	24.7 ± 0.6	24.3 ± 0.6	24.0 ± 0.6	24.3 ± 0.7
9	10.1 ± 0.4	22.1 ± 0.5	26.6 ± 0.5	26.6 ± 0.5	26.6 ± 0.5	26.1 ± 0.5	25.8 ± 0.5	26.2 ± 0.5
10	10.7 ± 0.4	23.9 ± 0.4	28.3 ± 0.5	28.2 ± 0.5	28.2 ± 0.5	27.8 ± 0.5	27.4 ± 0.5	27.8 ± 0.5
11	11.3 ± 0.5	25.3 ± 0.4	29.8 ± 0.5	29.8 ± 0.5	29.7 ± 0.7	29.3 ± 0.7	28.8 ± 0.6	29.3 ± 0.6
12	11.8 ± 0.5	26.6 ± 0.4	31.3 ± 0.5	31.3 ± 0.5	31.1 ± 0.5	30.8 ± 0.5	30.2 ± 0.5	30.7 ± 0.6
13	12.4 ± 0.5	27.8 ± 0.4	32.8 ± 0.5	32.7 ± 0.5	32.5 ± 0.6	32.2 ± 0.6	31.6 ± 0.5	32.1 ± 0.6
14	12.9 ± 0.6	28.9 ± 0.4	34.4 ± 0.7	34.0 ± 0.5	33.9 ± 0.5	33.9 ± 0.6	33.0 ± 0.8	33.7 ± 0.8
15	13.5 ± 0.6	30.0 ± 0.5	36.0 ± 0.8	35.2 ± 0.7	35.5 ± 0.7	35.5 ± 0.8	34.7 ± 0.8	35.5 ± 0.8
16	13.9 ± 0.7	31.0 ± 0.5	37.8 ± 0.9	36.8 ± 0.9	37.3 ± 0.8	37.3 ± 0.8	36.4 ± 0.8	37.2 ± 0.8

**Tabella 4.2:** Picchi in  $\sqrt{Q}$  per gli anodi ricavati col metodo delle forchette per i run 315–332 (un solo PMT acceso).

Z	C1R	C2L	C2R	C3L	C3R	C4L	C4R
1	6.0 ± 0.2	7.0 ± 0.2	6.71 ± 0.2	8.7 ± 0.1	8.0 ± 0.1	7.3 ± 0.2	7.4 ± 0.1
2	7.6 ± 0.2	10.3 ± 0.4	10.2 ± 0.4	11.4 ± 0.3	11.0 ± 0.3	10.4 ± 0.3	10.6 ± 0.3
3	9.8 ± 0.3	14.4 ± 0.6	14.3 ± 0.6	14.9 ± 0.5	14.9 ± 0.6	14.2 ± 0.6	14.5 ± 0.6
4	12.0 ± 0.5	18.4 ± 0.9	18.5 ± 0.9	18.7 ± 0.9	19.1 ± 1.	18.3 ± 1.	19. ± 1.
5	14.4 ± 0.4	22.4 ± 0.7	22.5 ± 0.7	22.5 ± 0.7	23.0 ± 0.7	22.0 ± 0.8	22.4 ± 0.8
6	16.6 ± 0.4	25.9 ± 0.6	25.8 ± 0.6	25.8 ± 0.6	26.3 ± 0.6	25.2 ± 0.7	25.8 ± 0.7
7	18.7 ± 0.5	28.7 ± 0.6	28.6 ± 0.6	28.3 ± 0.7	29.0 ± 0.7	27.7 ± 0.7	28.4 ± 0.7
8	20.8 ± 0.5	31.0 ± 0.5	30.9 ± 0.5	30.7 ± 0.7	31.6 ± 0.6	29.9 ± 0.6	30.7 ± 0.6
9	22.8 ± 0.6	33.2 ± 0.6	33.2 ± 0.6	32.6 ± 0.6	33.9 ± 0.7	31.9 ± 0.8	33. ± 1.
10	24.5 ± 0.5	35.3 ± 0.7	35.9 ± 0.8	35.2 ± 0.9	36.8 ± 0.9	34.5 ± 0.9	36. ± 1.
11	26.0 ± 0.5	37.8 ± 0.8	38.5 ± 0.9	38. ± 1.	40. ± 1.	37.0 ± 0.9	38. ± 1.
12	27.2 ± 0.5	41. ± 3.	40. ± 1.	40.2 ± 0.9	42. ± 1.	39.4 ± 0.9	41. ± 1.

**Tabella 4.3:** Picchi in  $\sqrt{Q}$  per gli anodi ricavati col metodo delle forchette per i run 355–362 (tutti i PMT accesi).

#### 4.4 — Risoluzione in carica



**Figura 4.12:** Fit con la funzione (4.6) dei picchi ottenuti con le forchette per un anodo e un dinodo. Il parametro  $P_4$  è il piedistallo dell'ADC.

La misura della carica integrata  $Q$  (nel caso di PMT a risposta lineare) è proporzionale al numero di fotoelettroni  $N_{pe}$  prodotti dai fotoni di scintillazione incidenti sul fotocatodo, moltiplicato per  $G$ , guadagno dalla catena dinodica:

$$Q = qN_{pe}G, \quad (4.7)$$

dove  $q$  è l'inverso del fattore di conversione canali ADC-carica (0.25 pC per canale). Sulla  $\sigma_Q$  incidono tre contributi: (a) la statistica poissoniana di produzione dei fotoelettroni sul fotocatodo ( $\sqrt{N_{pe}}$ ), (b) lo spread dovuto alla catena dinodica ( $\delta_S^2 N_{pe}$ ) e (c) il rumore dovuto all'elettronica ( $\sigma_{el}^2$ ), che può essere trascurato. In prima approssimazione [45]:

$$\sigma_Q^2 = N_{pe}G^2(1 + \delta_S^2) + \sigma_{el}^2 \simeq G^2(1 + \delta_S^2)Q, \quad (4.8)$$

ove la  $\delta_S$  è la deviazione standard della risposta del PMT al singolo fotoelettrone.

Al primo ordine  $Q$  è proporzionale al quadrato della carica  $Z$  della particella incidente (equazione 4.6) quindi  $\sigma_Z$  risulterà proporzionale a  $Z$ , come si vede in figura 4.13. Dalla figure 4.13 emerge che la risoluzione in carica del sistema è data dall'anodo da carica 1 fino a cariche elevate ( $Z \approx 10$ )

mentre si ricorre al dinodo solo per le cariche vicine al fondo scala dell'ADC dell'anodo.

Il contatore C4 è stato usato anche nella prova su fascio del 2002. Confrontando le risoluzioni che abbiamo determinato con quelle relative al 2002 [10], si trova che i dati sono in perfetto accordo.

## 4.5 Risoluzione temporale

Per studiare la risoluzione sui tempi di volo, i dati vengono filtrati richiedendo le condizioni su semidifferenze e semisomme dei tempi dei due lati di ogni contatore, evitando i tagli sui tempi di volo. Considerando ogni coppia di contatori, per ogni carica  $Z$ , il fit gaussiano dei tempi di volo permette di determinarne la risoluzione del TOF in funzione di  $Z$ .

La risoluzione temporale per un singolo contatore è la somma di tre contributi: uno dipendente dalla statistica dei fotoelettroni ( $1/\sqrt{N_{pe}}$ ), uno relativo all'attenuazione dei fotoni ( $x/\sqrt{N_{pe}}$ ), ove  $x$  è la distanza dal PMT, e uno costante dovuto al rumore elettronico [40]:

$$\sigma_t = \sqrt{\frac{\sigma_1^2}{N_{pe}} + \frac{\sigma_2^2 x^2}{N_{pe}} + \sigma_3^2}. \quad (4.9)$$

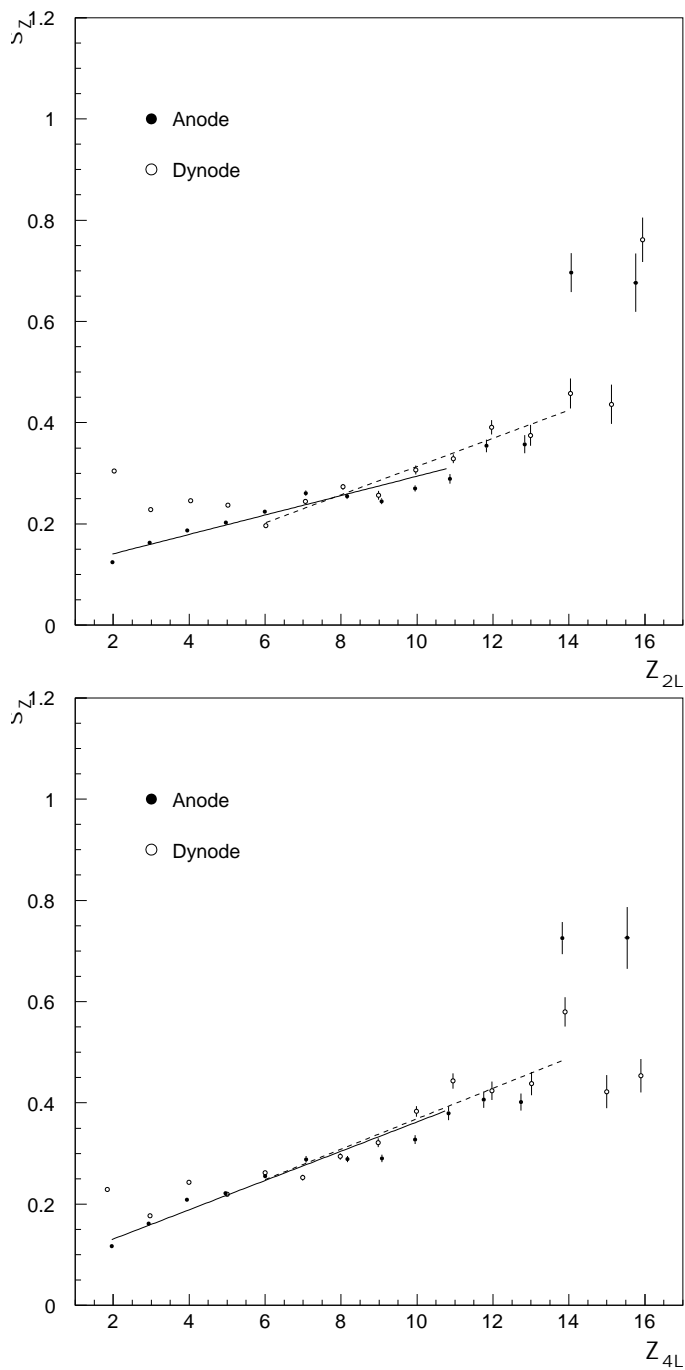
Nel nostro caso  $x$  è costante e sappiamo che  $N_{pe} \propto Z^2$  all'ordine zero (linearizzando Birks-Chou). Perciò possiamo usare per i fit delle risoluzioni temporali la funzione:

$$\sigma_t = \sqrt{\frac{P_1^2}{Z^2} + P_2^2}. \quad (4.10)$$

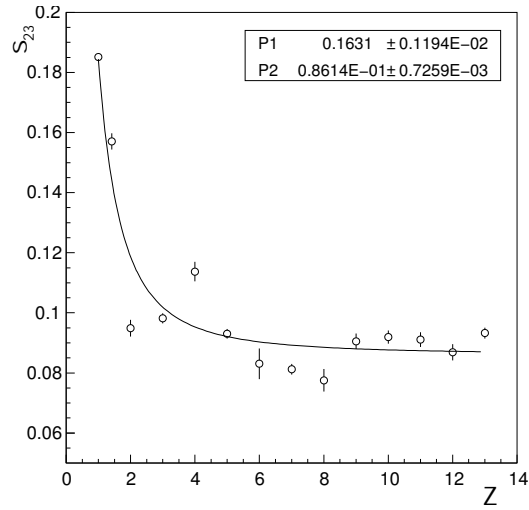
In figura 4.14 è presentata la risoluzione sul TOF tra i contatori C2 e C3, dove  $P_1$  è il valore della risoluzione corrispondente a 1 MIP in ns, mentre  $P_2$  indica il rumore elettronico in ns.

Dalle risoluzioni sui tempi di volo fra diversi contatori è possibile calcolare la risoluzione temporale per i singoli contatori. Infatti, considerando la risoluzione in tempo di volo fra C2, C3 e C4 come somma in quadratura delle risoluzioni dei tre contatori, ottengo il sistema semplicemente solubile:

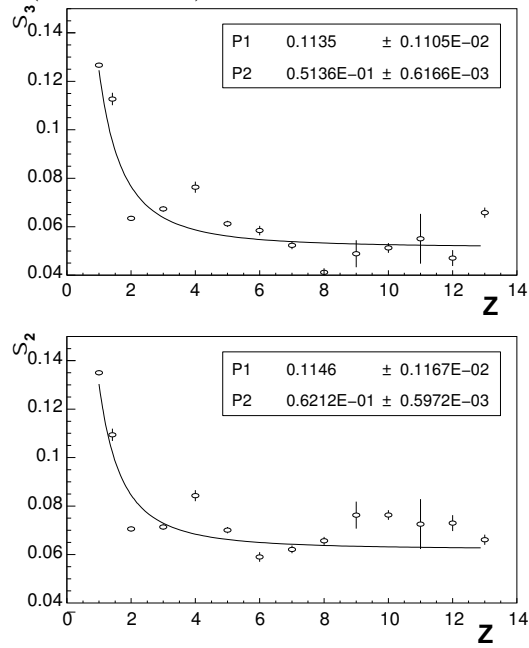
$$\begin{cases} \sigma_{23}^2 = \sigma_2^2 + \sigma_3^2 \\ \sigma_{24}^2 = \sigma_2^2 + \sigma_4^2 \\ \sigma_{34}^2 = \sigma_3^2 + \sigma_4^2 \end{cases} \quad (4.11)$$



**Figura 4.13:** Risoluzione in carica in funzione della carica (run 325–332) per un contatore con guide di luce curve e storte (in alto) e dritte (in basso).



**Figura 4.14:** Risoluzione temporale del tempo di volo tra contatore C2 e C3 (run 355–362).



**Figura 4.15:** Risoluzioni temporali dei singoli contatori C2 e C3 (run 355–362).



Da cui è possibile determinare  $\sigma_2^2$ ,  $\sigma_3^2$  e  $\sigma_4^2$  (figura 4.15). La risoluzione ottenuta è comparabile a quella ottenuta per i contatori del 2002 [42].

I contatori 2 e 3 sono quelli che montano guide di luce curve. La loro risoluzione temporale dovrebbe essere quindi la peggiore a causa della dispersione di luce nelle guide, ma l'adozione di PMT con guadagni molto alti rende le misure comunque affidabili (180 ps sul TOF C2-C3, figura 4.14). Nel costruire il TOF-02 sarà quindi necessario accoppiare in maniera ben bilanciata tubi che guadagnano di più su guide storte, e tubi che guadagnano meno su quelle corte [5]. È necessario poi che i PMT della coppia abbiano guadagni simili in modo da avere una somma passiva sugli anodi senza ritardi importanti. Un'altra prescrizione è dovuta al fatto che ogni canale di alta tensione alimenta due PMT appartenenti a contatori diversi, in modo da garantire una misura anche nel caso di rottura dell'alimentazione. Per questo motivo è stato sviluppato un algoritmo che seleziona le possibili combinazioni per ogni contatore di ogni piano [46].

## 4.6 Correlazione con gli altri rivelatori

La presenza del numero d'evento comune CEN (*Common Event Number*), generato dal trigger del RICH, fra i dati raccolti nella prova su fascio, permette di migliorare la stima della precisione di carica complessiva del TOF in base all'uso degli altri rivelatori per la selezione degli eventi.

In collaborazione con i gruppi di analisi dei dati del RICH e del tracker, si è scelta una zona su cui cercare una correlazione dei dati (tabella 4.4). La correlazione può essere stabilita utilizzando i dati di "alto livello", che contengono CEN e la stima di carica, più alcuni parametri che descrivono la qualità dei dati.

Mentre il prototipo del RICH e il tracker usavano come trigger la coincidenza dei tre scintillatori S1, S2 e S3 (figura 4.1), per il TOF il trigger era dato dalla coincidenza dei quattro scintillatori C1, C2, C3 e C4. Data l'indipendenza dei setup nell'acquisizione dei dati, circa i 2/3 dei dati del TOF non sono correlati con RICH e tracker.

### 4.6.1 Ricostruzione della carica

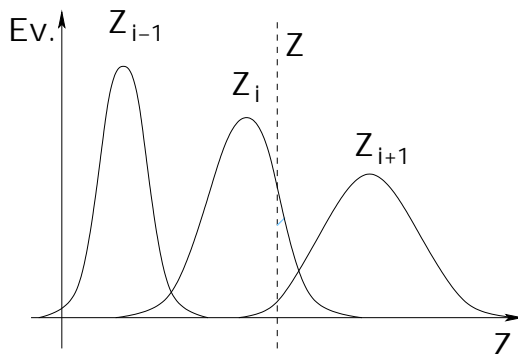
Per correlare i dati con gli altri rivelatori è necessario trasformare gli eventi registrati in canali ADC e TDC in precise misure di carica e tempi. Per i

PROVE SU FASCIO

---

Data	Ora	TOF run	RICH run	traker run	A/Z	TOF event	RICH event	traker event
30/10/'03	09:30	325			2.25	10000		
	10:35		610		2.25		3116	
	10:36		611		2.25		25718	
	10:40			265	2.25			7345
	10:59	326			2.25	10000		
	11:10	327			2.25	10000		
	11:15	328		266	2.25	31374		69250
	11:30		612		2.25		50769	
	11:32	329			2.25	87528		
	12:02			268	2.25			9252
	12:38	330		269	2.25	154925		116457
12:40		613		2.25		100828		
13:31		614	270	2.25		62812	69205	
13:41	331			2.25	55981			
13:53	332			2.25	31754			
14:33				271	2.25			82340
15:33	333			272	2.35	10000		9132
15:44	334				2.35	87210		
16:10		615			2.35		4500	

**Tabella 4.4:** La finestra dei tre rivelatori analizzata comprende: per il RICH i run 612–614 (241069 eventi); per il TOF i run 328–332 (396544); per il traker i run 267–270 (243524 eventi).



**Figura 4.16:** Solitamente per ogni  $Z$  una sola distribuzione  $Z_i$  ha una probabilità non trascurabile.

tempi la cosa è semplice perché i valori finali sono dati dai tempi corretti per time walk. Per le cariche il processo di ricostruzione è più complesso.

Dato un evento nei run 328–332, si ottiene la stima della carica  $Z$  per il TOF trasformando la carica misurata con l’ADC tramite l’inversione della funzione di Birks-Chou (equazione 4.6), i cui parametri sono stati calcolati dal fit sui picchi di carica (figura 4.12). Per ogni singolo evento ci sono 16 misure di ADC (8 anodi e 8 dinodi) ovvero quattro stime di carica per ogni contatore. Ma le stime di carica di anodi e dinodi (lati destro e sinistro) per lo stesso contatore non sono misure indipendenti: se sono in accordo, viene registrata come carica reale la stima del lato “migliore”, altrimenti l’evento viene scartato.

Dai grafici di risoluzione in carica (figure 4.13) si stabilisce a priori quali canali usare per le stime: i dinodi non vengono usati nella ricostruzione di piccole cariche, mentre gli anodi non vengono usati nella stima di quelle alte. Inoltre si definisce il canale “migliore” come quello che ha la miglior risoluzione.

Per stabilire se le stime dei canali siano in accordo, assegno ad ogni valutazione di carica  $Z$  reale, al variare della carica intera  $Z_i$ , una probabilità gaussiana (figura 4.16):

$$P_i(Z) = \text{Erfc} \left( \frac{Z - Z_i}{\sigma_i} \right) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_Z^{\infty} \exp \left[ - \left( \frac{z - Z_i}{\sigma_i} \right)^2 \right] dz \quad (4.12)$$

dove  $Z_i$  è la carica intera e  $\sigma_i$  la sua risoluzione in carica relativa (figura 4.13). Solitamente per ogni  $Z$  una sola distribuzione  $(Z_i, \sigma_i)$  ha una probabilità

non trascurabile (figura 4.16). Definiamo  $\bar{k}$  come il valore di  $i$  per il quale la probabilità è massima:

$$P_{\bar{k}}(Z) = \max\{P_i(Z), i = 1, 16\}. \quad (4.13)$$

Se i valori di  $\bar{k}$  calcolati per i canali dello stesso contatore sono diversi l'evento viene scartato. In caso contrario  $Z_{\bar{k}}$  è la stima più probabile della carica intera della particella incidente, a cui viene associata la probabilità e data dalla formula (4.12). Il risultato di questa analisi è mostrato nelle figure 4.17 e 4.18. Le risoluzioni sono riportate nella tabella 4.5.

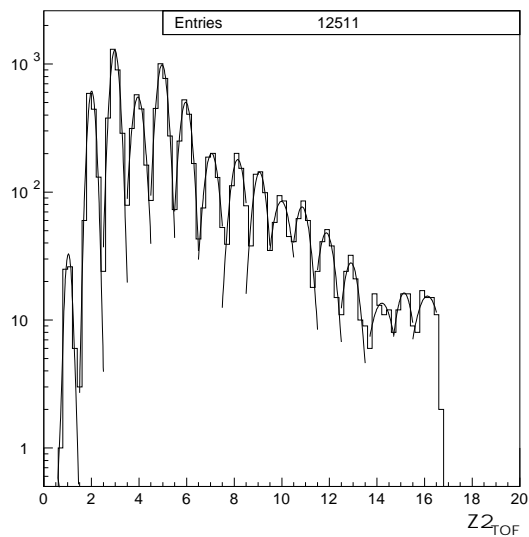
Riassumendo, i dati ad alto livello del TOF comprendono:

- CEN, ricevuto dal RICH e registrato sui dati TOF;
- 4 stime di carica reali, ciascuna data dal canale migliore per ognuno dei 4 contatori;
- 4 stime di carica intere, su cui sono in accordo tutti i canali di ognuno dei contatori;
- 4 stime di probabilità, date dalla probabilità gaussiana dei 4 lati migliori;
- tempi corretti per time walk;
- parametro che stabilisce la qualità dell'evento.

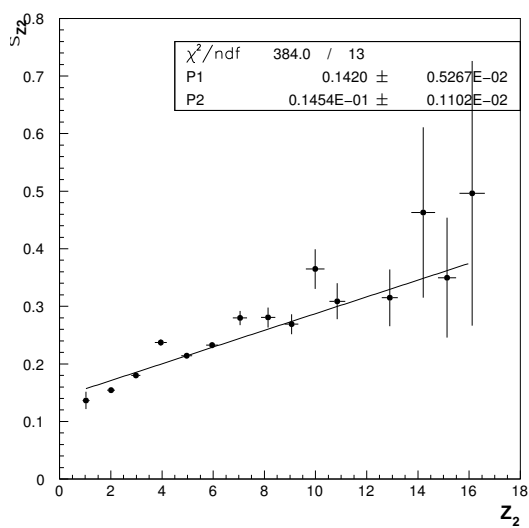
#### 4.6.2 Correlazione con i dati degli altri rivelatori

I dati di alto livello forniti dagli altri gruppi possono essere correlati con quelli del TOF. Tuttavia risulta necessario considerare, per ogni CEN comune per RICH, traker e TOF, l'evento precedente registrato dal TOF. Questo effetto è dovuto al fatto che il segnale CEN veniva inviato al setup TOF con un ritardo troppo lungo per un'acquisizione sincrona. Ma l'evento precedente del TOF può non coincidere con l'evento contrassegnato da CEN - 1, nel qual caso il dato non è correlato e va scartato. Nella zona di sovrapposizione (tabella 4.4) si riescono a ottenere 97829 eventi correlati con RICH e traker.

Complessivamente abbiamo 7 stime di carica reali: quattro del TOF (contatori C1, C2, C3 e C4), una del RICH e due del traker (lato K e lato S). Alcuni esempi di correlazione sono mostrati nelle figure 4.19, 4.20 e 4.21.



**Figura 4.17:** Distribuzioni di carica per il contatore C2 dopo l'applicazione dell'algoritmo di ricostruzione di carica.

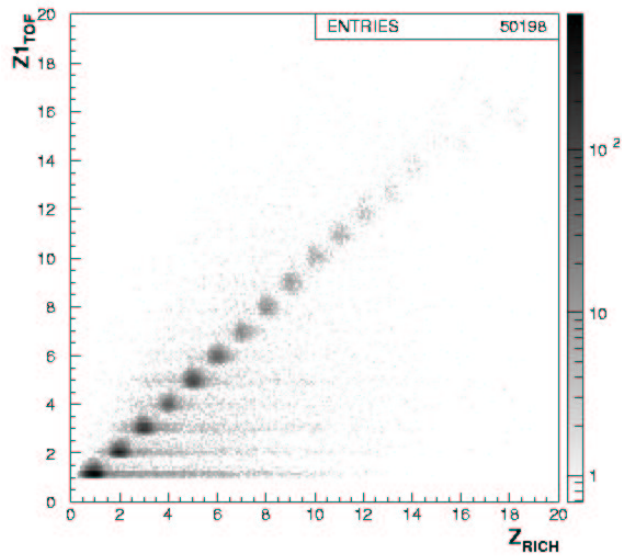


**Figura 4.18:** Risoluzione in carica per il contatore C2 dopo l'applicazione dell'algoritmo di ricostruzione di carica.

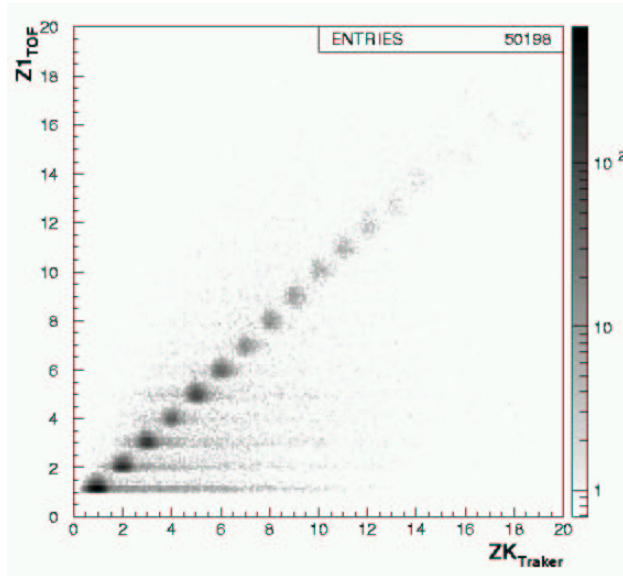
PROVE SU FASCIO

$Z$	$\sigma_{Z1}$	$\sigma_{Z2}$	$\sigma_{Z3}$	$\sigma_{Z4}$
1	$0.1 \pm 0.01$	$0.14 \pm 0.01$	$0.18 \pm 0.05$	$0.17 \pm 0.04$
2	$0.122 \pm 0.002$	$0.154 \pm 0.004$	$0.131 \pm 0.00$	$0.134 \pm 0.004$
3	$0.151 \pm 0.002$	$0.180 \pm 0.001$	$0.184 \pm 0.003$	$0.179 \pm 0.003$
4	$0.184 \pm 0.005$	$0.237 \pm 0.006$	$0.240 \pm 0.007$	$0.245 \pm 0.007$
5	$0.200 \pm 0.003$	$0.214 \pm 0.004$	$0.218 \pm 0.004$	$0.224 \pm 0.004$
6	$0.230 \pm 0.006$	$0.233 \pm 0.006$	$0.257 \pm 0.007$	$0.253 \pm 0.006$
7	$0.27 \pm 0.01$	$0.28 \pm 0.01$	$0.30 \pm 0.01$	$0.31 \pm 0.02$
8	$0.28 \pm 0.01$	$0.28 \pm 0.02$	$0.30 \pm 0.02$	$0.39 \pm 0.03$
9	$0.33 \pm 0.02$	$0.27 \pm 0.02$	$0.29 \pm 0.02$	$0.28 \pm 0.02$
10	$0.38 \pm 0.04$	$0.36 \pm 0.03$	$0.31 \pm 0.03$	$0.43 \pm 0.05$
11	$0.40 \pm 0.04$	$0.31 \pm 0.03$	$0.31 \pm 0.03$	$0.32 \pm 0.03$
12	$0.38 \pm 0.08$	$0.32 \pm 0.04$	$0.30 \pm 0.03$	$0.35 \pm 0.04$
13	$0.4 \pm 0.1$	$0.31 \pm 0.05$	$0.35 \pm 0.06$	$0.30 \pm 0.03$
14	$0.5 \pm 0.2$	$0.5 \pm 0.1$	$0.42 \pm 0.07$	$0.5 \pm 0.2$
15	$0.25 \pm 0.08$	$0.3 \pm 0.1$	$0.4 \pm 0.1$	$0.50 \pm 0.1$
16	$0.4 \pm 0.1$	$0.5 \pm 0.2$	$0.24 \pm 0.03$	$0.3 \pm 0.1$

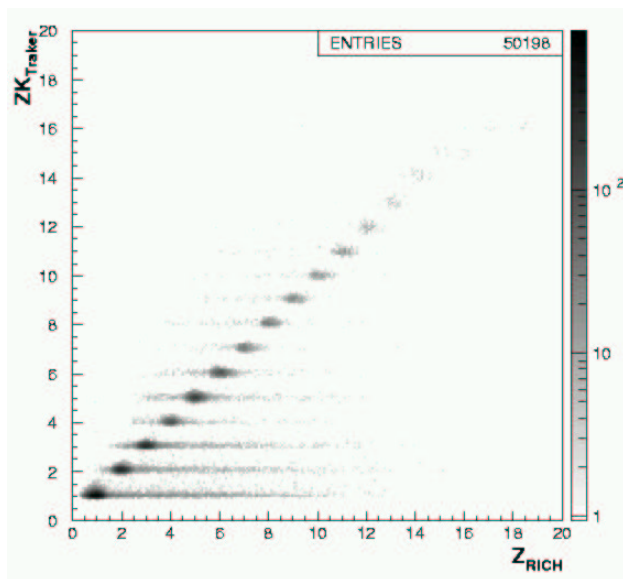
**Tabella 4.5:** Tabella con le risoluzioni in  $Z$  per i 4 contatori del TOF.



**Figura 4.19:** Correlazione fra TOF e RICH.



**Figura 4.20:** Correlazione fra TOF e traker.



**Figura 4.21:** Correlazione fra RICH e traker.

Le 7 distribuzioni di carica sono da considerarsi valutazioni di carica in-

Cont.	$\epsilon$ (%)
C1	$1.12 \pm 0.05$
C2	$0.94 \pm 0.04$
C3	$0.94 \pm 0.04$
C4	$0.72 \pm 0.04$

**Tabella 4.6:** Contaminazione complessiva per i vari contatori.

dipendenti. Per questo motivo posso utilizzare i contatori RICH e traker per fare delle richieste fisiche sui dati.

Per studiare la *contaminazione*, definita come la percentuale di dati in cui il contatore in analisi non misura la stessa carica di tutti gli altri, posti prima e dopo di esso, vengono imposte tutte le condizioni di selezione sugli altri contatori. Il rapporto fra il numero di eventi  $N_{\text{bgk}}$  in cui il contatore è in disaccordo con gli altri e il numero totale  $N_{\text{tot}}$  degli eventi che soddisfano le condizioni richieste è una stima della probabilità di male identificare la carica con il contatore in analisi:

$$\epsilon_{\text{bgk}} = \frac{N_{\text{bgk}}}{N_{\text{tot}}}, \quad \sigma_{\text{bgk}} = \frac{\sqrt{N_{\text{bgk}}}}{N_{\text{tot}}}. \quad (4.14)$$

Il risultato è riportato per i quattro contatori del TOF in tabella 4.6.

Un altro parametro di studio fisico importante è la probabilità di *frammentazione*, ovvero che il nucleo incidente interagisca in maniera anelastica con un nucleo del mezzo attraversato, producendo secondari con numero atomico minore. Per stimare la probabilità di frammentazione, considero il rapporto fra il numero  $N_{\text{frag}}$  di eventi in cui il contatore in analisi e tutti i successivi sono concordi nel misurare una carica minore dei contatori che li precedono, e il numero  $N_{\text{tot}}$  di eventi totali:

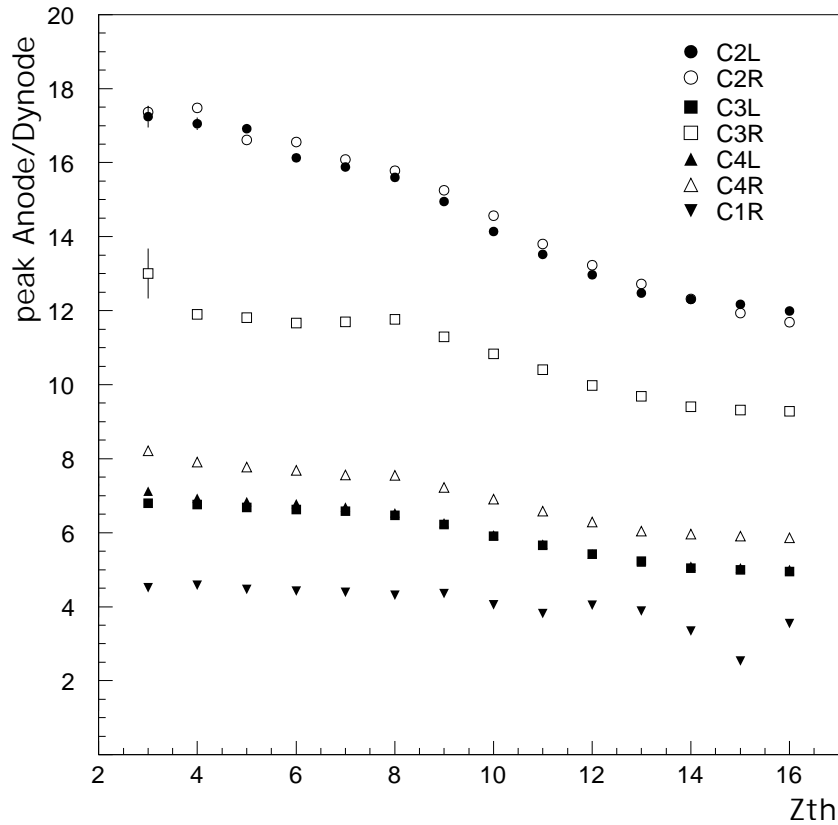
$$\epsilon_{\text{frag}} = \frac{N_{\text{frag}}}{N_{\text{tot}}}, \quad \sigma_{\text{frag}} = \frac{\sqrt{N_{\text{frag}}}}{N_{\text{tot}}}. \quad (4.15)$$

L'analisi di questi parametri è tuttora in corso.

## 4.7 Saturazione dei fotomoltiplicatori

Quando la corrente sull'anodo risulta essere comparabile con quella che circola nel circuito del partitore resistivo, si ha la *saturazione* del fotomoltiplicatore con conseguente perdita di linearità. Il dinodo, su cui circola una





**Figura 4.22:** Sono presentati i rapporti anodo/dinodo in funzione della carica (run dal 325–332).

corrente che è una frazione  $f$  di quella dell’anodo, continuerà a rispondere linearmente fino a segnali in ingresso circa a  $f^{-1}$  volte maggiori.

È possibile stimare il punto di saturazione esaminando il rapporto fra anodo e dinodo dello stesso PMT (figura 4.22) sfruttando i run con i solo PMT acceso. Fino a che tale rapporto si mantiene costante, possiamo dire che la risposta del PMT è lineare sia per l’anodo che per il dinodo.

I fototubi connessi a guide curve, per avere lo stesso segnale al centro degli scintillatori, devono avere guadagni più elevati rispetto al caso di quelle dritte, a causa della perdita di fotoni dovuta alla geometria delle guide. I canali C2R e C2L, avendo le guide più storte, hanno il guadagno più alto e quindi un regime di linearità fra anodo e dinodo molto ridotto: l’anodo satura già a carica 3–4. Per i fototubi relativi al contatore C3 (guide curve) la zona

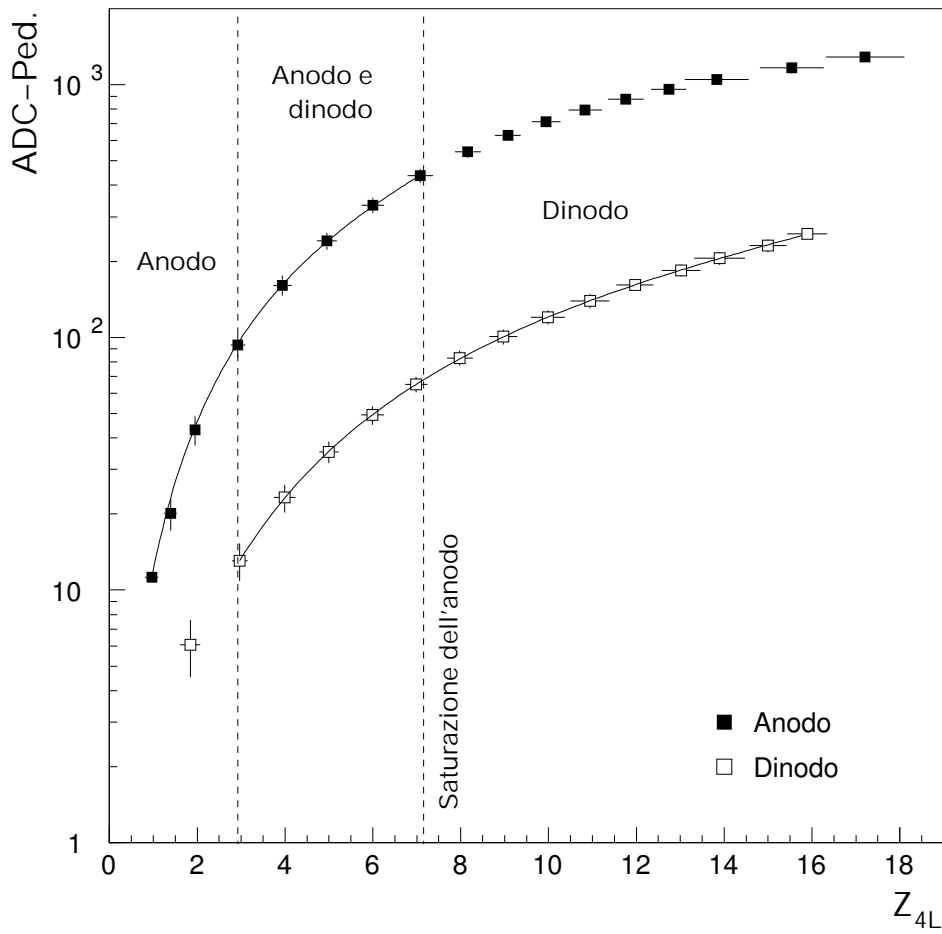
di linearità è più ampia. Il contatore C1, dal guadagno più basso, possiede un regime lineare fino al fondo scala dell'ADC. Risulta quindi evidente la anticorrelazione fra guadagno e regime di saturazione dell'anodo.

## 4.8 Legge di Birks-Chou

Per poter determinare correttamente la formula di Birks-Chou (4.6) è necessario che la misura di ADC sia proporzionale al numero di fotoelettroni, e questo accade solo in condizioni di linearità dei PMT. Dalla figura 4.22 si può trovare qual è il punto in cui satura l'anodo dalla flessione che ha il rapporto anodo/dinodo. Ipotizzando che il dinodo vada in saturazione in corrispondenza di un segnale in ingresso più grande per un fattore pari al rapporto anodo/dinodo misurato prima della saturazione dell'anodo, si può ricavare il limite di saturazione in canali ADC del dinodo, che risulta essere fuori scala per tutti i contatori.

Quindi la stima dei parametri Birks-Chou effettuata con le misure di carica dei dinodi non dovrebbe essere affetta da errori sistematici dovuti alla non linearità del PMT (figura 4.23).

L'analisi è attualmente in corso.



**Figura 4.23:** La stima dei parametri di Birks-Chou con gli anodi è limitata alla regione di linearità, mentre il dinodo risulta essere sempre lineare.



# Conclusioni

Lo scopo di questo lavoro di tesi è stato l'analisi dei dati raccolti nella prova su fascio effettuata tra l'ottobre e il novembre del 2003 con quattro contatori prototipo del sistema TOF, il cui scopo principale è stato il confronto fra le prestazioni dei contatori con guide di luce corte e dritte e quelle degli scintillatori dotati di guide incurvate.

Grazie ai dati raccolti nel 2003, ho potuto determinare la risoluzione in carica, utilizzando sia il canale di anodo che quello di dinodo, e la risoluzione sul tempo di volo per ogni contatore. Il risultato è che i contatori con guide di luce incurvate, in assenza di campo magnetico, non sono molto peggiori di quelli con guide corte.

Sfruttando gli stessi dati, ho potuto anche correlare le misure effettuate con gli scintillatori del TOF con quelle dei prototipi del RICH e del tracker. Grazie a tale correlazione, ho potuto studiare la risoluzione in carica degli scintillatori con maggior precisione, e la probabilità che ogni singolo contatore misuri la carica sbagliata. È attualmente in corso lo studio della frammentazione dei nuclei del fascio sulle strutture attive e passive dei rivelatori installati nella zona del test.

Infine, approfittando dei run condotti utilizzando un solo fototubo acceso in ogni lato, ho impostato lo studio della risposta dei due scintillatori provati su fascio, utilizzando la formula di Birks-Chou. Per questo ulteriore studio è necessaria la conoscenza del comportamento della risposta dei PMT, valutabile attraverso il rapporto anodo/dinodo, e il calcolo della perdita d'energia per il fascio di ioni che attraversa lo scintillatore. La determinazione dei parametri di Birks-Chou per gli scintillatori è un argomento relativamente poco studiato in letteratura che permette di analizzare caratteristiche fisiche importanti nella produzione della luce di scintillazione.



# Bibliografia

- [1] M. Aguilar et al. The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the International Space Station: part I - Results from the test flight on the space shuttle. *Phys. Rep.* 366, pages 331–405, 2002.
- [2] C. Lechaoine-Leluc. AMS, a particle spectrometer in space. *NIM B* 214, pages 103–109, 2004.
- [3] B. Blau et al. The superconducting magnet system of the Alpha Magnetic Spectrometer AMS-02. *NIM A* 518, pages 139–142, 2004.
- [4] C. Cecchi. The AMS-02 tracker. In *Proc. of the 28th Cosmic Ray Conference*, Tsukuba, Giappone, 2003.
- [5] AMS Collaboration. The construction of the Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) for the International Space Station. In preparation, 2004.
- [6] D. Haas. The silicon tracker of AMS-02. Submitted to NIM A.
- [7] M. F. Garcia e W. Wallraff. The AMS-02 anticounter system, report of activities for 2002 and 2003. AMS internal note, 2003.
- [8] D. Casadei et al. The AMS-02 Time of Flight System. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 113, pages 133–138, 2002.
- [9] J. Burger and S. Gentile. The AMS-02 TRD for the International Space Station. In *Proc. of the 28th Cosmic Ray Conference*, Tsukuba, Giappone, 2003.
- [10] F. Giovacchini. Studio degli ioni intermedi nei raggi cosmici primari mediante la misura combinata di TOF e RICH di AMS-02. Tesi di laurea, Università di Bologna, 2003.

## BIBLIOGRAFIA

---

- [11] T. Thuillard et al. Experimental study of a proximity focusing Cherenkov counter prototype for the AMS experiment. *NIM A* 491, pages 83–97, 2002.
- [12] F. Cadoux. The AMS-02 electromagnetic calorimeter. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 113, pages 159–165, 2002.
- [13] M. Capell et al. AMS-02 Electronics. In *The 28th International Cosmic Ray Conference*, Tsukuba, Giappone, 2003.
- [14] C. H. Lin. AMS wire (AMS-02 DAQ link protocol). Technical report, NCO Taiwan, 2002.
- [15] R. Schlickeiser. *Cosmic Ray Astrophysics*. Springer–Verlag, 2002.
- [16] J. Hörandel. On the knee in energy spectrum of cosmic rays. *submitted to Astropart. Phys.*, 2002.
- [17] M. S. Longair. *High Energy Astrophysics*, volume 1 e 2. Cambridge University Press, 1992.
- [18] K. Hagiwara et al. Review of Particle Physics. *Physical Review D*, 66, 2002.
- [19] A. Strong e I. Moskalenko. Propagation of cosmic-ray nucleons in the galaxy. *The Astrophysical Journal* 509, pages 212–228, 1998.
- [20] J. Casaus. Cosmic-ray astrophysics with AMS-02. In *The 28th International Cosmic Rays Conference*, Tsukuba, Giappone, 2003.
- [21] G. Lamanna. Astrophysics and particle physics in space with the Alpha Magnetic Spectrometer. *Mod. Phys. Lett. A* 28, pages 1951–1966, 2003.
- [22] V. Schönfelder (ed.). *The universe in gamma rays*, chapter 4. Springer–Verlag, 2001.
- [23] P. A. M. Dirac. Quantized singularities in the electromagnetic field. *Proc. Roy. Soc. Lond. A* 133, pages 60–72, 1931.
- [24] P. Blackett and G. Occhialini. *Proc. Roy. Soc. A* 139, pages 699–726, 1933.



## BIBLIOGRAFIA

---

- [25] T. Massam et al. Experimental observation of antideuteron production. *Il Nuovo Cimento* 39, page 10, 1965.
- [26] O. Chamberlain e E. Segrè. Small-Angle p-p Cross Sections and Polarization at 300 MeV. *Phys. Rev.* 95, page 1348, 1954.
- [27] D. Spergel et al. First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observation: Determination of Cosmological Parameters. astro-ph/0302209.
- [28] G. Steigman. Primordial nucleosynthesis. astro-ph/030885, 2003.
- [29] A. D. Dolgov. Matter and antimatter in the universe. *Nucl. Phys.* 113, pages 40–49, 2002.
- [30] A.D. Sakharov. Matter and antimatter in the universe. *Piss'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, page 32, 1967.
- [31] A. Cohen et al. A matter-antimatter universe? *APJ* 495, pages 539–549, 1998.
- [32] P. Chardonnet, J. Orloff, and P. Salati. The Production of Anti-Matter in our Galaxy. ENSLAPP-A-643/97, 1997.
- [33] M. Roncadelli. Searching for dark matter. astro-ph/0307115, 2003.
- [34] M. Drees. Particle dark matter physics: An update. APCTP 98-004, 1998.
- [35] W. R. Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Springer-Verlag, 1987.
- [36] L. Torrasi. Radiation damage in polyviniltoluene (pvt). *Radiation Phys. and Chem.* 63, pages 89–92, 2002.
- [37] J. B. Birks. *Scintillation counters*. Pergamon Press, 1953.
- [38] C. N. Chou. The nature of the saturation effect of fluorescent scintillators. *Phys. Rev.* 87, pages 904–905, 1952.
- [39] R. Craun and D. Smith. Analysis of response data for several organic scintillators. *NIM* 80, pages 239–244, 1970.

## BIBLIOGRAFIA

---

- [40] D. Alvisi et al. A high resolution, low power time-of-flight system for the space experiment AMS. *NIM A 437*, pages 212–221, 1999.
- [41] L. Brocco et al. Behavior in strong magnetic field of the photomultipliers for the TOF system of the AMS-02 space experiment. In *Proc. of the 27th ICRC*, 2001.
- [42] D. Casadei. *Direct measurement of galactic cosmic ray fluxes with the orbital detector AMS-02*. PhD thesis, Università degli studi di Bologna, 2002.
- [43] M. Buénerd e I. Efthymiopoulos. A high energy secondary beam of ion fragments for instrumental tests at cern. Technical report, CERN-AB-2003-052-ATB, 2003.
- [44] R. Sternheimer et al. *Atomic data and nuclear data tables 30*, pages 261–271, 1984.
- [45] B. Bencheikh. A simple light detector gain measurement technique. *NIM A 315*, pages 349–353, 1992.
- [46] N. Carota. Studi per la calibrazione e l’ottimizzazione dei fotomoltiplicatori per i contatori a scintillazione dello spettrometro spaziale AMS-02. Tesi di laurea, Università di Bologna, 2002.

# Ringraziamenti

Benché avessi sperato che le cose non sarebbero andate così, fatto sta che mi sono ridotto all'ultimo momento per scrivere i ringraziamenti, ma questo in fondo è una buona cosa perchè non c'è bisogno di pensare tanto a un ringraziamento.

Ringrazio mamma e babbo, la cui presenza è diventata più solida e calda ora che siamo distanti. Li ringrazio soprattutto per la completa fiducia nelle scelte che ho fatto, anche se opinabili. Ma la cosa sostanziale è che non mi avete tagliato i viveri !!! Credo che dovrete continuare ancora per un pò.

Ringrazio Gaga la cui grande forza è nascosta nella profonda debolezza. La ringrazio della sua bontà e della disponibilità nel comprendermi quando ho voglia di essere incazzato o puntiglioso. Non so come hai fatto a sopportare il mio olezzo riprovevole e il carattere irascibile degli ultimi affannati e incasinati giorni di tesi (ringrazio la mamma di Gaia per la pizza con le zucchine e la sua famiglia per gli inviti a cena che mi hanno offerto dietro mia proposta).

Ringrazio immensamente Enrico e l'Ale per la gioia che emanano e per lo splendido Giacomino, e a lui per un sacco di motivi tra cui il principale è essere tornato a giocare con le costruzioni. Ringrazio anche la nonna la cui severità d'altri tempi mi ricorda quanto sono fortunato.

Ringrazio Elena un'amica di sempre con cui ho condiviso numerose avventure, forse non sai quanto sei stata importante in questi anni bolognesi.

Ringrazio gli amici della facoltà: Debbie per le chiacchiere spesso fondamentali, alla Laura per i passaggi in macchina e il dolce di compleanno (mai realizzato), al baghino per essere rotondo e perchè ci laureiamo insieme, a Davide per le serate passate tanto tempo fa a suonare nella bruma di Imola, all'Olivia per i doppiosensi e per la similarità con il mio cognome, Marco per il Main Street Quartet e le giornate a sfondo Basile, a Nironi per gli scambi cultural-musicali e per la canadese, a Domenico per la pasta con le

## RINGRAZIAMENTI

---

sarde, Diego per il caricatore e lo strappato assessorato ai brindisi, Marianna per l'esperienza con Matteucci (che esperienza!!!), Emilio per il pluviometro (come non citare anche Paola e Luca) e per la sua magnifica serenità, alla Vale per essere un presidente insostituibile dal grande cuore, a Giampaolo per aver offerto una lauta cena di laurea, a Riccardo per gli appunti spesso determinanti per la riuscita degli esami. Spero di non aver dimenticato nessuno.

Ringrazio la varietà delle specie umane di via Lombardia n. 2 che ha saputo sopportare me, il mio piagiama viola e il PO-PO del trombone. Antonio, Francè, Marco, il Mauro, Vale e Simo compagni dell'interno 13, i vicini di qua di là, va beh, penso che questo non è un addio.

Ringrazio gli amici di giù: Manu, la Francy, gli intramontabili Mokambos, Matty, Dade, Lollo, la Sara, Fedy, Mago, Chary, il Morel, la Vale, la Dany, la Lara, Ciacci, Giovi, . . . In sostanza ringrazio l'ACLI di Candelara ove presto tornerò a perdere i miei pomeriggi, ma non ringrazio il tavolo verde.

Ringrazio la musica che continua a essere una grande fonte di gioia per me anche se ora che il tempo per fare tutto scarseggia: i vicini cinici, i very very, gli steve houstin, i retrogusto, le libere visioni, i doolin' dalton, i già citati intramontabili mokambos, i chairs friends, i concerne, gli uomini scimmia, la banda, l'orchestra, la DJO, e chissà quanta altra gente e quanta altra musica dovrei ringraziare.

Un ringraziamento serio, dovuto, doveroso e soprattutto che sento è a Diego che anche ora sta aspettandomi con cortesia per la stampa della tesi. Diego mi ha corretto tutte le bozze velocemente serrandomi in tempi strettissimi. Solo grazie a lui la tesi ha visto la luce. Ma lo ringrazio soprattutto per il lavoro, le parole spese sulla musica, sulla vita, sulla piadina per le mille gentilezze che dimostra, dall'offrire i panini al rispondere a qualsiasi domanda in qualsiasi momento.

Un grazie al gruppo di AMS con cui mi sono divertito molto a bordo della "scassona" al CERN: Luca, Roberto, Lucio, Veronica, Cristina e Lorenzo. Grazie anche a Francesca dalla cui tesi ho attinto molte ispirazioni e per le parole negli afosi pomeriggi d'ufficio.

Grazie al prof. Palmonari, per essere la persona simpatica e interessante che intuitivo. È stato solo in grazia del suo aspetto bonario e ai ricordi dell'esame di fisichetta che sono entrato in AMS.