

# Indice

<b>1</b>	<b>Raggi cosmici</b>	<b>5</b>
1.1	Storia dei raggi cosmici . . . . .	6
1.2	Composizione e spettro . . . . .	7
1.2.1	Composizione . . . . .	7
1.2.2	Spettro . . . . .	10
1.3	Origine dei raggi cosmici . . . . .	15
1.4	Propagazione dei raggi cosmici . . . . .	17
1.4.1	Confinamento magnetico all'interno della Galassia . . . . .	20
1.4.2	Rapporto tra raggi cosmici primari e secondari . . . . .	21
<b>2</b>	<b>Materia oscura</b>	<b>23</b>
2.1	Composizione della densità dell'universo . . . . .	23
2.2	Evidenze "gravitazionali" della materia oscura . . . . .	24
2.2.1	Moto delle galassie nei cluster . . . . .	24
2.2.2	Curve di rotazione nelle galassie a spirale . . . . .	25
2.2.3	Lensing gravitazionale . . . . .	28
2.3	Candidati . . . . .	29
2.3.1	Materia oscura barionica . . . . .	31
2.3.2	Materia oscura non barionica . . . . .	32
2.4	Ricerca della materia oscura . . . . .	34
2.4.1	Ricerca agli acceleratori . . . . .	34
2.4.2	Ricerca diretta . . . . .	35
2.4.3	Ricerca indiretta . . . . .	39
<b>3</b>	<b>Antiprotoni nei raggi cosmici</b>	<b>44</b>
3.1	Produzione antiprotoni . . . . .	44
3.2	Antiprotoni secondari . . . . .	45
3.3	Antiprotoni da annichilazione o decadimento di materia oscura . . . . .	48

<i>INDICE</i>	2
3.4 Antiprotoni terziari . . . . .	49
3.5 Annichilazione antiprotoni su ISM . . . . .	50
<b>4 Simulazione di protoni su elio</b>	<b>52</b>
4.1 Caratteristiche del software FLUKA . . . . .	52
4.2 Modelli fisici di FLUKA . . . . .	54
4.2.1 Modello di interazione adrone - nucleone . . . . .	55
4.2.2 Modello di interazione adrone - nucleo . . . . .	55
4.3 Costruzione degli input di FLUKA . . . . .	56
4.4 Simulazione . . . . .	58
<b>5 Large Hadron Collider beauty</b>	<b>61</b>
5.1 Caratteristiche LHC . . . . .	61
5.2 Esperimenti di LHC . . . . .	63
5.3 LHCb . . . . .	64
5.3.1 Descrizione apparato sperimentale . . . . .	67
5.4 Cristalli piegati . . . . .	70
5.5 SMOG . . . . .	73
<b>6 Risultati della simulazione</b>	<b>76</b>
6.1 Elio liquido . . . . .	76
6.1.1 Distanza $L = 7.5 m$ . . . . .	84
6.1.2 Distanza $L = 11 m$ . . . . .	86
6.2 Elio gassoso . . . . .	87
6.3 Idrogeno gassoso . . . . .	89
<b>7 Efficienza e contaminazione</b>	<b>91</b>
7.1 Significanza statistica . . . . .	91
7.2 Tempo di presa dati con un cristallo piegato e con SMOG . . . . .	95

# Introduzione

La materia oscura è una componente della materia dell'Universo non osservabile direttamente in quanto non emette radiazione elettromagnetica, si manifesta solo attraverso gli effetti gravitazionali che provoca su ciò che la circonda.

Nella ricerca di materia oscura i candidati più accreditati sono le *Weakly Interacting Massive Particles*, WIMPs, queste particelle non hanno carica e non possono interagire tramite interazione forte. Tra le WIMPs un candidato più accreditato è il neutralino  $\chi$ , una particella di Majorana, leggera e stabile.

Uno dei modi per rivelare l'esistenza del neutralino è l'osservazione dei prodotti di annichilazione  $\chi\chi$ . A causa di questa annichilazione, nel flusso dei raggi cosmici si potrebbe osservare un eccesso di antiprotoni e positroni.

I dati forniti da alcuni degli esperimenti che si occupano della ricerca indiretta di antimateria, come PAMELA e AMS-02, mostrano un eccesso di queste antiparticelle, AMS-02 presenta un'abbondanza di antiprotoni e di positroni ad alte energie, di centinaia di  $GeV$ . Tale eccesso di antiparticelle potrebbe essere dovuto ad un nuovo fenomeno fisico.

Questa abbondanza di antiparticelle potrebbe non essere spiegata con gli attuali modelli che descrivono le interazioni dei raggi cosmici con il mezzo interstellare.

Queste nuove osservazioni forniscono informazioni sui meccanismi di produzione e propagazione dei raggi cosmici, tale eccesso potrebbe

essere considerato come un'evidenza indiretta della materia oscura e della sua natura particellare.

Le energie degli antiprotoni rivelati dagli esperimenti AMS-02 e PAMELA sono dell'ordine di  $10 - 100 \text{ GeV}$  e di conseguenza l'energia dei protoni primari necessaria per la produzione di tali antiprotoni è dell'ordine di pochi  $\text{TeV}$ . Poichè al CERN il *Large hadron Collider* può raggiungere energie dell'ordine di  $E = 13\text{TeV}$ , queste interazioni possono essere riprodotte in laboratorio.

In questo lavoro di tesi viene quindi proposta una misura di produzione di antiprotoni nell'interazione  $p - \text{He}$  con protoni di energia  $E = 6.5\text{TeV}$  per simulare la produzione di antiprotoni nei raggi cosmici, la simulazione è stata effettuata con il software FLUKA.

La tesi è articolata in 7 capitoli.

Nel primo capitolo vengono descritte le principali caratteristiche dei raggi cosmici, come la composizione e lo spettro per poi passare al problema dell'origine e della propagazione, con particolare attenzione al fatto che i resti di SuperNova sono i principali siti di accelerazione dei raggi cosmici galattici.

Nel secondo capitolo sono illustrate le evidenze sperimentali della presenza di materia oscura nell'Universo, la natura dei possibili candidati e infine i metodi di ricerca diretta e indiretta delle WIMP.

Il terzo capitolo è dedicato agli antiprotoni, vengono descritti i possibili contributi degli antiprotoni nei raggi cosmici.

Nel quarto capitolo viene illustrato il software Monte Carlo FLUKA utilizzato per la simulazione, vengono descritti i principali modelli che utilizza e la costuzione degli input.

Nel quinto viene descritto l'esperimento LHCb e il sistema di iniezione di gas SMOG.

Nel sesto capitolo vengono illustrate le simulazioni svolte con Fluka per le interazioni p-p e p-He.

Infine l'ultimo capitolo è dedicato all'analisi dei valori ottenuti dalle simulazioni.

# Capitolo 1

## Raggi cosmici

I raggi cosmici sono particelle e nuclei atomici provenienti dallo spazio scoperte all'inizio del XX secolo nel corso di esperimenti atti a studiare la ionizzazione dell'aria, che si riteneva dovuta alla sola propagazione della radiazione naturale della Terra.

I raggi cosmici ebbero un'importanza cruciale per la fisica delle alte energie poichè fino agli anni '50 furono l'unica sorgente disponibile di particelle di alta energia, infatti la tecnologia non permetteva di raggiungere quelle energie in laboratorio.

Lo studio di tale radiazione portò non solo alla scoperta di particelle come il muone  $\mu$ , i mesoni  $\pi$  ma anche dell'antimateria con il positrone  $e^+$ .

Con lo sviluppo degli acceleratori di particelle, fino al Large Hadron Collider, l'interesse per i raggi cosmici si è spostato sulla natura di tale radiazione e degli oggetti celesti che li possono produrre e accelerare fino a  $E \sim 10^{20} eV$ , allargando la ricerca dallo spazio interstellare a quello intergalattico.

In questo capitolo vengono descritte le principali caratteristiche dei raggi cosmici, la composizione e lo spettro, inoltre viene discusso il problema della loro origine e della propagazione.

## 1.1 Storia dei raggi cosmici

I raggi cosmici sono l'insieme di particelle molto energetiche, cariche e neutre, che colpiscono la terra da tutte le direzioni.

I raggi cosmici vennero scoperti nei primi anni del '900 durante lo studio del fenomeno di ionizzazione dell'aria. Tale fenomeno fino a quel momento si riteneva dovuto solo alla propagazione della radiazione naturale terrestre.

La prima evidenza sperimentale dell'esistenza dei raggi cosmici deriva dall'esperimento di Wulf.

Theodor Wulf nel 1907 realizzò un elettroscopio ad alta sensibilità per misurare la ionizzazione dell'aria a diverse altezze.

Egli si aspettava di osservare una diminuzione della ionizzazione all'aumentare dell'altezza. Dalle misure effettuate sulla Torre Eiffel a 300 *m* di altezza osservò che la radiazione diminuiva meno del previsto.

Per spiegare questi dati nel 1911 Domenico Pacini misurò tale radiazione penetrante sia sulla superficie del mare che pochi metri sott'acqua, poichè la "radiazione penetrante" diminuiva in questo passaggio concluse che tale radiazione non poteva venire dalla Terra[1, 2].

Infine Hess effettuò la misura di questa radiazione a diverse altitudini utilizzando un pallone aerostatico [3].

Egli notò che l'intensità di tale radiazione cresceva all'aumentare dell'altitudine e che quindi, come concluso da Pacini, doveva essere esterna alla Terra perciò doveva provenire dall'alto dell'atmosfera. Hess scartò anche l'ipotesi che la radiazione provenisse dal Sole poichè non trovò alcuna diminuzione nelle misure effettuate sia durante un'eclissi solare che di notte.

Il lavoro di Hess venne confermato nel 1913 da Kolhorster [4, 5].

L' elettroscopio utilizzato da Hess misurava soltanto il livello di ionizzazione delle particelle e solo nel 1928-1929 si riuscirono a vedere le prime immagini delle tracce dei raggi cosmici. Ciò fu possibile con lo studio delle proprietà degli elettroni emessi dai decadimenti radiativi grazie alla camera a nebbia costruita da Skobeltsyn [6]. Inoltre con il

rivelatore Geiger-Muller vennero rivelati i singoli eventi e determinati i tempi di arrivo [7].

Dagli esperimenti con camere a nebbia si scoprì che le particelle costituenti i raggi cosmici producono sciame di particelle cariche attraverso interazioni e decadimenti, questi sciame sono quelli che vengono osservati a terra.

L'energia di questi sciame atmosferici estesi (Extensive Air Shower) venne misurata, conoscendo il flusso, da Auger e collaboratori nel 1939 [8, 9] che mostrarono come le particelle dalle quali venivano prodotti gli sciame dovevano avere un'energia almeno di  $E = 10^{15} \text{ eV}$  per entrare nell'atmosfera.

Dallo studio dei raggi cosmici vennero scoperti nuovi tipi di particelle come i mesoni  $\pi$ , precedentemente predetti da Yukawa [10, 11], il muone  $\mu$  [12, 13], i positroni  $e^+$  [14] e il decadimento delle particelle strane ( $K$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\Xi$ ).

La radiazione cosmica è stata l'unica sorgente disponibile di particelle di alta energia fino allo sviluppo di acceleratori di energia elevata negli anni '50.

## 1.2 Composizione e spettro

### 1.2.1 Composizione

La composizione dei raggi cosmici varia durante il percorso dalla sorgente alla Terra a causa delle interazioni con il mezzo interstellare (ISM). Lo sciame che si forma in seguito alle interazioni presenta tre componenti: adronica, elettromagnetica e muonica come mostrato in Figura 1.1:

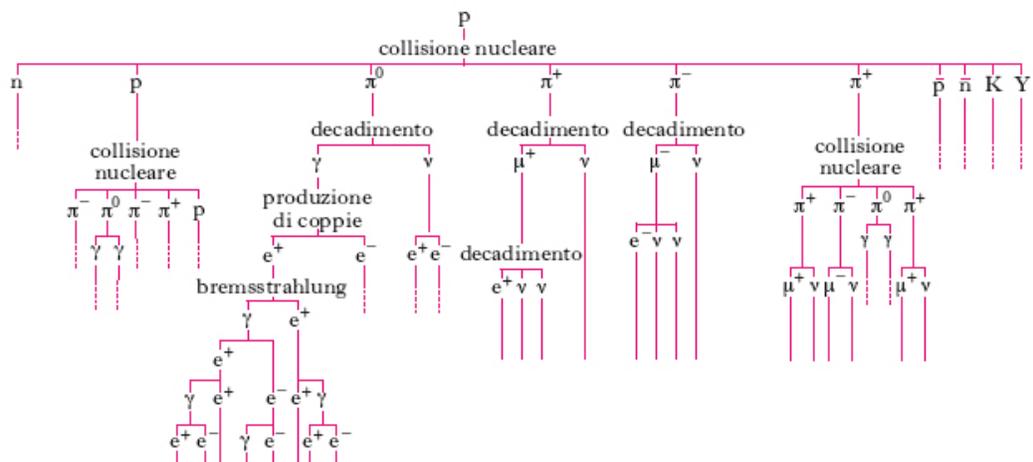


Figura 1.1: Sciame di particelle prodotto dall'interazione dei raggi cosmici con il mezzo interstellare, è possibile notare le tre componenti: adronica, elettromagnetica e muonica [15].

I raggi cosmici che provengono dalla sorgente sono chiamati primari mentre quelli che si formano dall'interazione dei primari con il mezzo interstellare sono chiamati secondari [16].

La composizione dei raggi cosmici dipende dall'energia, i raggi cosmici primari di origine galattica,  $E \simeq 10^{10} \div 10^{15} eV$ , sono costituiti principalmente da protoni e nuclei di elio con una percentuale del 98% e in una minima quantità del 2% da elettroni,  $\gamma$ , neutrini e nuclei pesanti. Per quanto riguarda i raggi cosmici primari con energie superiori a  $10^{15} eV$  l'informazione sulla composizione è scarsa. I raggi cosmici secondari sono composti da muoni, pioni, elettroni, neutrini, fotoni, positroni e antiprotoni, anche se una minima parte di antiparticelle potrebbe essere primaria.

Nei raggi cosmici secondari osservati a livello del mare, in base al tipo di interazione con la materia, vengono individuate due componenti [17, 18]:

- componente dura, costituita da particelle penetranti come i muoni;

- componente molle, costituita da particelle meno penetranti come gli elettroni (radiazione elettro-fotonica).

L'abbondanza chimica dei raggi cosmici fornisce informazioni sulla loro origine e sulla propagazione dalle sorgenti alla Terra.

Dal grafico in Figura 1.2 nel quale l'abbondanza chimica viene confrontata con quella degli elementi presenti nel sistema solare,

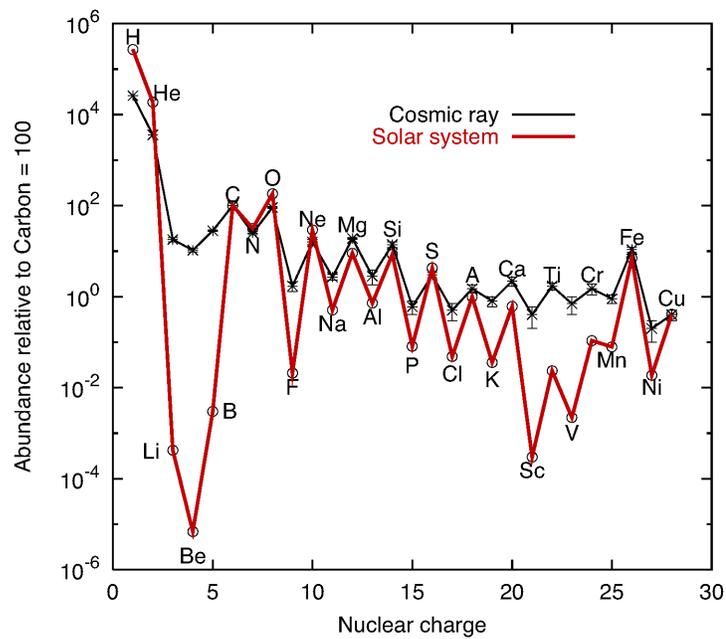


Figura 1.2: Abbondanze relative delle componenti nucleari dei raggi cosmici con  $1 < Z < 28$ , confrontate con quelle del sistema solare. La scala verticale è normalizzata ad un'abbondanza del carbonio pari a 100 [21].

si evince che entrambe hanno un andamento irregolare dovuto all'effetto pari-dispari poichè i nuclei con  $Z$  e/o  $A$  pari sono più legati per l'energia di pairing  $E_p$  [19] data dalla formula 1.1:

$$E_p = \frac{a_p}{A^{1/2}} \frac{(-1)^Z + (-1)^N}{2} \quad (1.1)$$

che compare nella formula semi-empirica delle energie di legame,<sup>1</sup> “*formula di Weizsaker*” 1.2:

$$E(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_{asy} \frac{(Z - N)^2}{4A} + \frac{a_p}{A^{1/2}} \frac{(-1)^Z + (-1)^N}{2} \quad (1.2)$$

dove  $Z$ ,  $N$  e  $A$  rappresentano rispettivamente il numero di protoni, di neutroni e di massa, i valori delle costanti  $a$ , determinati empiricamente [20], sono:  $a_v = 15.85 \text{ MeV}/c^2$ ,  $a_s = 18.34 \text{ MeV}/c^2$ ,  $a_c = 0.71 \text{ MeV}/c^2$ ,  $a_{asy} = 92.86 \text{ MeV}$ ,  $a_p = 11.46 \text{ MeV}/c^2$ .

Inoltre dal grafico 1.2 delle abbondanze relative si evince che i nuclei leggeri come H e He sono meno abbondanti nei raggi cosmici. Questo può dipendere dal fatto che i meccanismi di fissione che producono atomi leggeri sono meno frequenti nei raggi cosmici rispetto al sistema solare.

Una differenza sostanziale si ha per i nuclei di Boro (B), Berilio (Be) e Litio (Li) che nel sistema solare sono notevolmente ridotti poichè assenti nella fase finale di una stella in cui il combustibile è un elemento sempre più pesante [22].

Questi tre elementi sono invece presenti in quantità superiore nei raggi cosmici poichè prodotti dal processo di spallazione<sup>2</sup> di ossigeno e carbonio.

Per lo stesso fenomeno, ma dall’interazione del Ferro (Fe) con il mezzo interstellare, nei raggi cosmici troviamo un’abbondanza di Scandio (Sc), Vanadio (V), Cromo (Cr) e Manganese (Mn).

### 1.2.2 Spettro

Lo spettro energetico dei raggi cosmici mostrato in Figura 1.3 si estende

<sup>1</sup>L’energia di legame di un nucleo è l’energia necessaria per separare tutti i nucleoni nel nucleo.

<sup>2</sup>Il processo di spallazione consiste nell’interazione di un nucleo primario di alto  $Z$ , in questo caso ossigeno e carbonio, con il mezzo interstellare e nella sua conseguente rottura in due nuclei di  $Z$  più basso.

da qualche centinaio di  $MeV$  fino a energie dell'ordine di  $E = 10^{21} eV$  ed è descritto da una legge di potenza.

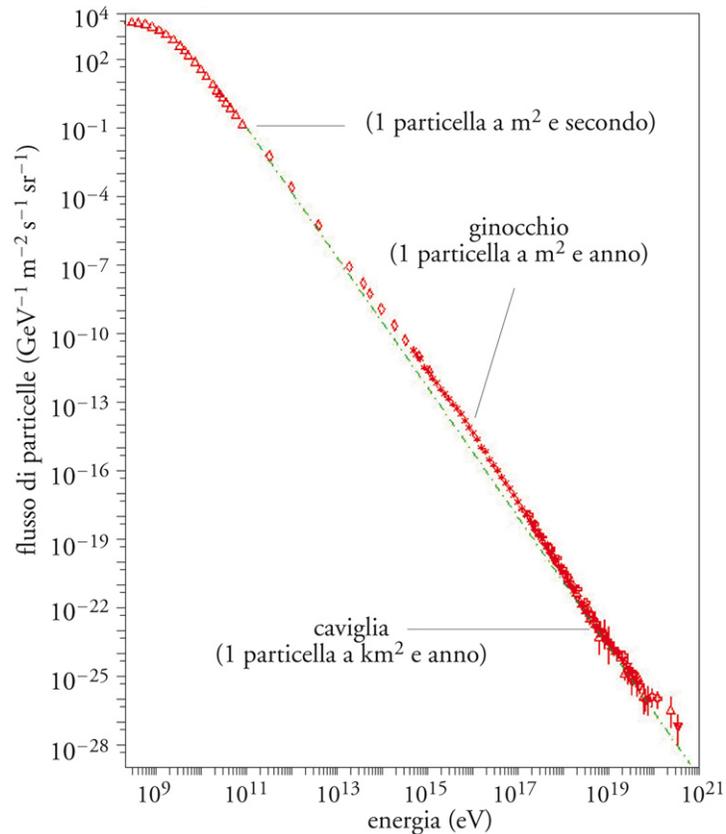


Figura 1.3: Spettro dei raggi cosmici, lo spettro segue legge di potenza  $\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma}$ , sono evidenziati i punti del ginocchio e della caviglia [15].

Il massimo dello spettro si ha intorno a qualche  $GeV$  [23].

Le particelle dei raggi cosmici, per arrivare sulla Terra, devono diffondersi nello spazio interstellare attraverso il vento solare, costituito da un plasma magnetizzato di particelle di bassa energia ( $E \sim 500 eV$ ) emesse dal Sole. Il vento solare ha l'effetto di decelerare ed eventualmente impedire l'arrivo a Terra delle particelle extrasolari di bassa energia. Quindi per energie minori di  $1 GeV$  il fenomeno della modulazione solare influisce sulla propagazione dei raggi cosmici [24].

I raggi cosmici possono essere classificati in base alla loro energia:

- *High Energy Cosmic Rays* (HECR):  $E \sim 10^9 eV$  (GeV);
- *Very High Energy Cosmic Rays* (VHECR):  $E \sim 10^{12} eV$  (TeV);
- *Ultra High Energy Cosmic Rays* (UHECR):  $E \sim 10^{15} eV$  (PeV);
- *Extreme High Energy Cosmic Rays* (EHECR):  $E \sim 10^{18} eV$  (EeV);

Per energie inferiori  $E < 10^{10} GeV$  il flusso è influenzato dalla modulazione solare ovvero varia al variare dell'attività solare [25].

Per energie superiori a  $E \sim 1 GeV$  la legge che descrive lo spettro è di tipo esponenziale

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (1.3)$$

dove  $N$  è il numero di eventi osservati,  $E$  l'energia della particella primaria e  $\gamma$  è l'indice spettrale che assume i seguenti valori:

$$\gamma = \begin{cases} 2.7 & \text{per } E < 3 \cdot 10^{15} eV \\ 3.0 & \text{per } 3 \cdot 10^{15} < E < 3 \cdot 10^{18} eV \\ 2.7 & \text{per } E > 3 \cdot 10^{18} eV \end{cases} \quad (1.4)$$

Le zone in cui si verifica una variazione di indice spettrale e quindi una variazione nella pendenza sono dette “*knee*” (ginocchio) e “*ankle*” (caviglia) [26].

L'energia del ginocchio è  $E \simeq 3 \cdot 10^{15} eV$ , a questa energia la pendenza aumenta a causa della maggiore possibilità dei primari di sfuggire ai campi deboli magnetici galattici. L'energia del ginocchio rappresenta quindi l'energia limite per la quale una particella resta confinata all'interno della galassia.

La caviglia si trova a energie  $E \simeq 3 \cdot 10^{18} eV$ , l'indice spettrale dopo questa energia assume di nuovo il valore  $\gamma = 2.7$ .

Le variazioni della pendenza dello spettro dei raggi cosmici sono maggiormente visibili moltiplicando il flusso differenziale per  $E^{2.7}$  come si può vedere dalla Figura 1.4:

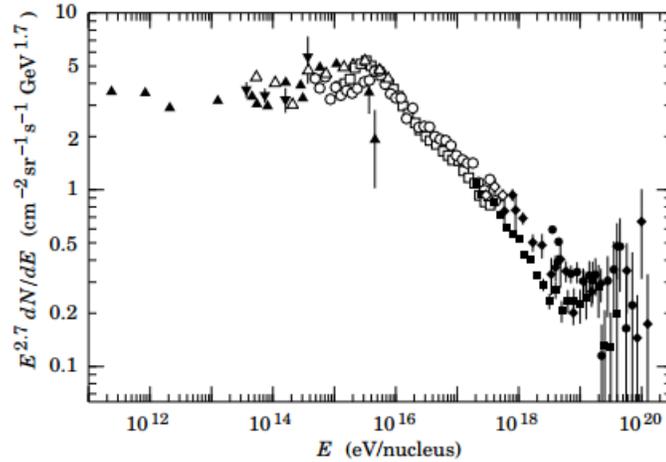


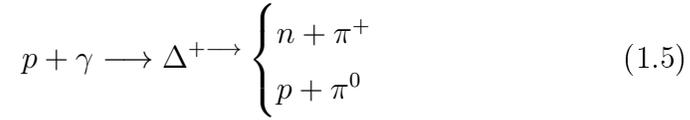
Figura 1.4: Spettro energetico dei raggi cosmici, le ordinate sono moltiplicate per  $E^{2.7}$ , questo spiega la potenza  $GeV^{1.7}$  che compare nelle unità di misura [27].

Il flusso dei raggi cosmici come si vede anche dalla Figura 1.3 varia con l'energia, per energie inferiori a quella del ginocchio  $E < 3 \cdot 10^{15} eV$  il flusso è molto alto, dell'ordine di  $\phi \sim 1/m^2 s$ , per energie superiori al ginocchio il flusso è  $\phi \sim 1/m^2 anno$  e infine per energie superiori a quelle della caviglia  $E < 3 \cdot 10^{18} eV$  il flusso diminuisce fino a  $\phi \sim 1/km^2 anno$ .

A causa di questa differenza di flusso i raggi cosmici primari con  $E < 3 \cdot 10^{15} eV$  possono essere misurati in modo diretto con rivelatori posti su palloni aerostatici, che possono arrivare fino a  $h \sim 40 km$  di altezza, o satelliti.

I raggi cosmici di energia  $E < 3 \cdot 10^{18} eV$  a causa della riduzione del flusso vengono misurati in modo indiretto, in quanto i rivelatori che si possono montare sui satelliti sono troppo piccoli per raccogliere una statistica adeguata. Tale misura deriva dall'osservazione dello sciamme che generano nell'atmosfera, per cui si possono utilizzare rivelatori posti sulla superficie terrestre.

La ripida riduzione del flusso dei raggi cosmici di energia  $E > 10^{20} eV$  è provocata dalla loro interazione con i  $\gamma$  del fondo a microonde (a  $2.7^\circ K$ ) innescando la reazione:



la quale comporta una grossa perdita dell'energia del protone.

L'energia di soglia di questa reazione nell'approssimazione di alta energia e nel caso di urto frontale tra  $p$  e  $\gamma$  è:

$$E_{th} = 5 \cdot 10^{19} eV \quad (1.6)$$

Tale effetto noto come cut-off Greisen - Zatsepin - Kuzmin (GZK) [28, 29] è mostrato in Figura 1.5

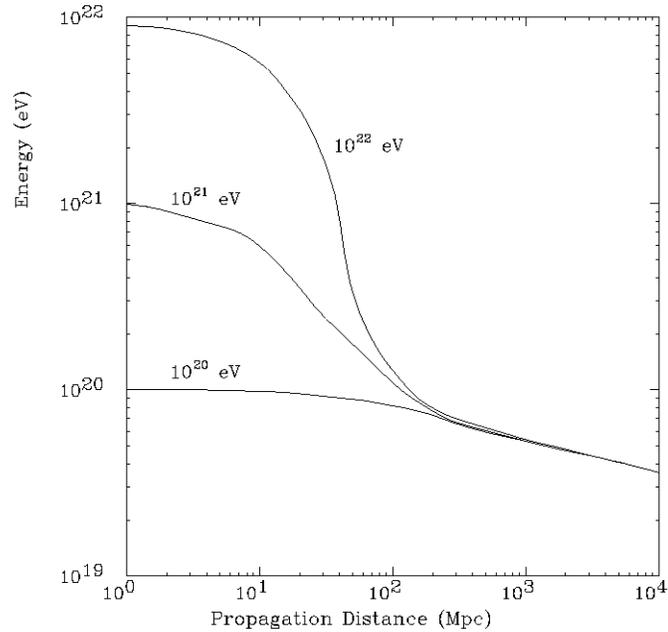


Figura 1.5: Cut-off GZK. Previsione teorica sull'energia dei protone in funzione della distanza percorsa dopo l'interazione con i fotoni della radiazione cosmica di fondo (CMB), per valori differenti dell'energia iniziale. I raggi cosmici di energia superiore a  $\sim 10^{20} eV$  sono osservabili solo se la distanza percorsa è inferiore a  $d \sim 100 Mpc$  [15].

Dal grafico si evince che i raggi cosmici, indipendentemente dalla loro energia iniziale, dopo aver percorso una distanza  $d \sim 100 Mpc$

arrivano a energie di  $E \sim 10^{20} eV$ .

Queste interazioni portano ad una perdita di energia che provoca una soppressione del flusso.

### 1.3 Origine dei raggi cosmici

Lo spettro dei raggi cosmici si estende fino a energie molto elevate, questo indica che almeno una parte deve avere origini extragalattiche.

Il grafico di Hillas mostrato in Figura 1.6 [30] mostra tutte le possibili sorgenti di raggi cosmici fino a energie dell'ordine di  $E \simeq 10^{20} eV$ .

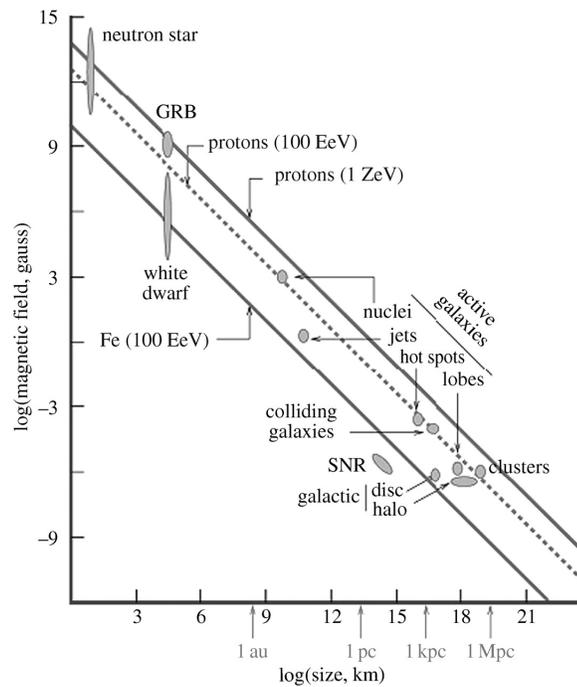


Figura 1.6: Grafico di Hillas. Le possibili sorgenti di protoni sono catalogate in base al campo magnetico che generano e alle loro dimensioni. In ordinata troviamo l'intensità del campo magnetico e in ascissa le dimensioni lineari di varie possibili sorgenti [30].

Nel grafico in Figura 1.6 le sorgenti sono catalogate in base al loro campo magnetico e alle loro dimensioni.

I raggi cosmici di energia compresa tra  $E \simeq 10^9 \div 10^{10} eV$  sono di origine solare poichè la loro intensità è correlata all'attività solare [31].

Per energie comprese tra  $E \simeq 10^{10} \div 10^{15} eV$  il flusso osservato a terra mostra una anticorrelazione con l'attività solare indicando così un'origine al di fuori del sistema solare. I raggi cosmici di queste energie sono di origine galattica, nella nostra galassia le sorgenti più probabili sono le esplosioni di SuperNovae. Queste sorgenti sono state proposte per la prima volta da Ginzburg e Syrovatskii [32] sulla base di evidenze sperimentali.

Ginzburg e Syrovatskii confrontarono la potenza necessaria per accelerare i raggi cosmici con quella ottenuta dall'esplosione di una SuperNova, la prima è di  $L_{CR} = \frac{V_D \rho_{CR}}{\tau_R} \sim 5 \cdot 10^{49} erg/s$  dove  $V_D \sim 4 \cdot 10^{66} cm^3$  è il volume del disco della Galassia e  $\rho_{CR} \approx 1 eV/cm^3$  è la densità dei raggi cosmici e  $\tau_R \sim 10^7 anni$  è il tempo di confinamento nella Galassia. La seconda è di  $L_{SNR} \sim 2.5 \cdot 10^{51} erg/s$ , considerando una SuperNova di massa  $M = 10 M_\odot$  e con velocità  $u \simeq 10^8 cm/s$ .

Da questo confronto si può notare che l'esplosione di una SuperNova è un sito di accelerazione per i raggi cosmici galattici [33, 34].

Dopo il ginocchio una parte dei raggi cosmici sfugge al campo magnetico galattico, quindi i raggi cosmici di energia compresa tra  $E \simeq 10^{15} \div 10^{19} eV$  sono di origine extra-galattica. Le possibili sorgenti in questo caso sono buchi neri, nuclei galattici attivi (AGN), lampi di raggi gamma (GRB) [35].

Infine l'origine dei raggi cosmici di energia  $E > 10^{19} eV$  è sconosciuta a causa del loro basso flusso. Le teorie sviluppate per spiegare la loro origine si dividono in due gruppi [36]:

- Modelli “Bottom-Up”  $\longrightarrow$  acceleratori cosmici:

L'idea base è l'esistenza di oggetti cosmologici attivi capaci di creare e accelerare i raggi cosmici attraverso processi elettromagnetici.

- Modelli “Top-Down”  $\longrightarrow$  sorgenti esotiche:

in questi modelli si ipotizza che i raggi cosmici vengano prodotti dal decadimento di particelle supermassive (particelle supersimmetriche), o dall'annichilazione dei neutrini cosmici con il fondo di neutrini presente nell'alone galattico.

I raggi cosmici con  $E > 10^{15} eV$  portano informazioni sugli acceleratori cosmici in cui sono stati prodotti o accelerati poichè le particelle cariche subiscono deflessioni a causa dei campi magnetici incontrati lungo il cammino.

I campi magnetici galattici di intensità  $I \sim \mu G$  e quelli extragalattici di  $I \sim nG$  deviano debolmente la traiettoria di questi raggi cosmici infatti maggiore è l'energia della particella minore sarà la deviazione subita.

Una particella ultrarelativistica con carica  $Ze$  ed energia  $E$  ha un raggio di Larmor<sup>3</sup> pari a  $r_L \simeq \frac{E}{ZeB_\perp}$ , dove  $B_\perp$  è la componente del campo perpendicolare al momento della particella. Se il campo magnetico è costante su una distanza  $d$  la deviazione  $\theta(E, d)$  subita dalla particella è [37]:

$$\theta(E, d) \simeq \frac{d}{r_L} \simeq 0.52^\circ Z \left( \frac{d}{1Mpc} \right) \left( \frac{B}{10^{-9}G} \right) \left( \frac{10^{20}eV}{E} \right). \quad (1.7)$$

Inoltre le sorgenti e i meccanismi di accelerazione si possono studiare anche attraverso l'osservazione dei fotoni. Questi ultimi a differenza delle particelle cariche non vengono deflessi dai campi magnetici e quindi viaggiano lungo traiettorie rettilinee dalla sorgente alla Terra.

## 1.4 Propagazione dei raggi cosmici

I contributi da considerare per descrivere la propagazione dei raggi cosmici sono [38]:

---

<sup>3</sup>Il raggio di Larmor è il raggio del moto circolare cui risulta sottoposta una particella carica immersa in un campo magnetico

- sorgenti che comprendono i raggi cosmici primari e i contributi dovuti alla spallazione;
- termine di diffusione;
- termine di convezione;
- termine di riaccelerazione,
- termine di perdita di energia,
- termini di frammentazione e di decadimento radiativo.

Il trasporto dei raggi cosmici non è solo diffusivo ma anche convettivo, inoltre il processo di riaccelerazione si divide in:

- riaccelerazione distributiva
- riaccelerazione stocastica.

Una rappresentazione grafica di tutti i termini presenti nell'equazione di propagazione dei raggi cosmici nell'alone galattico è mostrata in Figura 1.7.

Esistono diversi modelli per spiegare la propagazione delle particelle cariche nella galassia.

A livello microscopico i gas ionizzati e il campo magnetico galattico formano un fluido magneto-idrodinamico (MHD). Le particelle cariche si propagano attraverso il campo magnetico e vengono deflesse dalle sue irregolarità (onde di Alfvén). Per trattare la diffusione dei raggi cosmici attraverso le irregolarità del campo magnetico si possono usare due modelli teorici [38]:

- “*leaky box model*”
- e “*slab model*”.

Il *leaky box* è un modello di propagazione dei raggi cosmici all'interno di un volume finito dove le sorgenti sono distribuite uniformemente ed emettono particelle in modo costante. All'interno di questo volume

ogni specie dei raggi cosmici ha una certa probabilità di uscire, ma il rate di produzione e di fuga garantiscono un flusso stazionario.

Nello slab model il numero di nuclei o particelle di una data specie dipende sia dal rate di distruzione dovuto a collisioni inelastiche della particella stessa con il mezzo interstellare sia dal rate di creazione dovuto a spallazione di nuclei più pesanti. In questo modo si ha una descrizione più realistica della propagazione dei raggi cosmici.

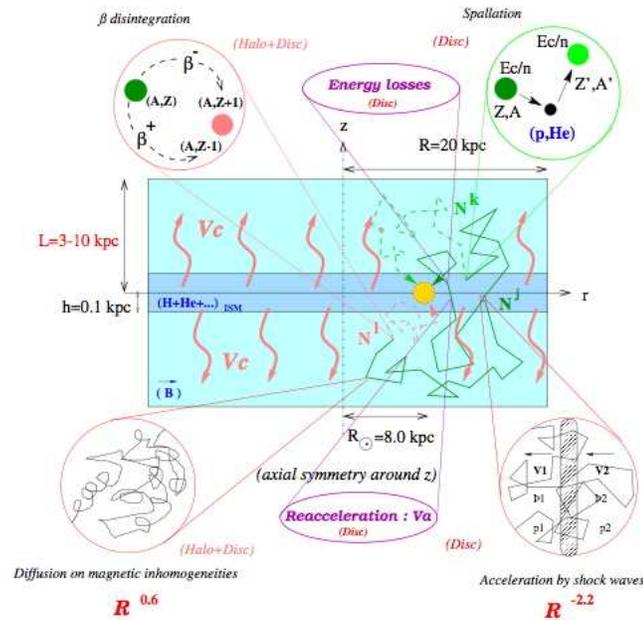


Figura 1.7: Rappresentazione grafica di tutti i termini presenti nell' equazione di propagazione dei raggi cosmici nell'alone galattico [16].

La descrizione più realistica della propagazione dei raggi cosmici è fornita dai modelli di diffusione.

Due approcci sono stati sviluppati finora [39]:

- analytical diffusion models che risolve l'equazione di trasporto dei raggi cosmici assumendo distribuzioni semplificate sia per le sorgenti che per il gas interstellare;
- numerical diffusion models, l'equazione di propagazione si risolve numericamente imponendo  $\psi = 0$  al bordo del volume di diffu-

sione. I numerical diffusion models permettono di modellizzare le specie nucleari: elettroni, positroni, antiprotoni,  $\gamma$  e neutrini.

Questi modelli contengono un gran numero di parametri che possono essere fissati dai dati sperimentali.

Lo spettro dei raggi cosmici di bassa energia  $E \leq 10 \text{ GeV}$  è influenzato dalla modulazione solare, dalla convezione e dalla riaccelerazione, mentre per lo spettro dei raggi cosmici di alta energia  $E > 10 \text{ GeV}$  gli effetti da considerare sono le perdite per diffusione spaziale e quelle per spallazione [39].

#### 1.4.1 Confinamento magnetico all'interno della Galassia

Lo spessore  $X [g/cm^2]$  di mezzo interstellare attraversato dai raggi cosmici tra la sorgente e il punto in cui vengono rivelati può essere calcolato partendo dalla sezione d'urto del processo di spallazione. Si calcola che per la maggior parte dei raggi cosmici la  $X$  è compresa tra  $5 - 10 g/cm^2$ . Poichè la densità è di  $\rho = 1/cm^3$ , i raggi cosmici viaggiano per una distanza  $l = \frac{X}{m_p \rho} = 3 \cdot 10^{24} cm \simeq 1000 kpc$ .

Da questo si nota un confinamento da parte del campo magnetico galattico poichè lo spessore del disco galattico è di  $d \sim 0.5 kpc$ , quindi i raggi cosmici si propagano per  $t \sim 10^7$  anni all'interno della galassia prima di essere assorbiti o di sfuggire allo spazio intergalattico.

Per questo motivo si parla di volume di confinamento ad opera del campo magnetico. Il confinamento dei raggi cosmici è generalmente descritto dal Leaky Box model [16].

In questo modello la galassia viene descritta come un volume finito delimitato da una superficie in cui le particelle di alta energia diffondono liberamente e vengono riflesse sulla superficie. Ad ogni riflessione la particella avrà una certa probabilità per unità di tempo di sfuggire costante e pari a  $\tau_{esc}^{-1} \ll c/h$ . In questo modo  $\tau_{esc}$  rappresenta il tempo medio speso dai raggi cosmici all'interno del volume di confinamento.

### 1.4.2 Rapporto tra raggi cosmici primari e secondari

Per determinare i parametri dei modelli di propagazione si possono utilizzare diversi tipi di rapporti tra particelle dei raggi cosmici:

- primari / primari  $\rightarrow C/O$ ;
- secondari / primari  $\rightarrow B/C$  ;
- secondari / secondari  $\rightarrow Be/B$
- isotopi stabili  $\rightarrow {}^{10}B/{}^{11}B$
- isotopi stabili / instabili  $\rightarrow {}^{10}B/{}^9Be$

Ognuno di questi è legato ad un fenomeno fisico e quindi è particolarmente sensibile al corrispondente parametro di diffusione.

Il rapporto tra isotopi instabili e stabili dei nuclei secondari ci permette di trovare il tempo trascorso dai raggi cosmici all'interno della galassia, in questo caso l'isotopo più usato è il  ${}^{10}Be$  [16].

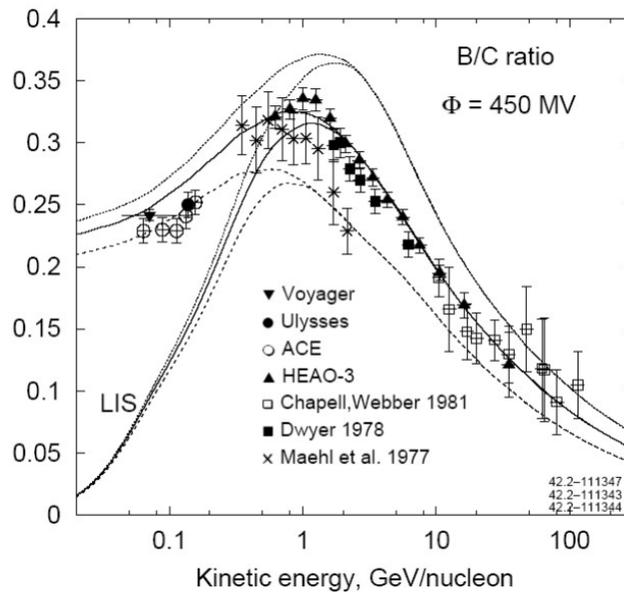


Figura 1.8: Dati sperimentali del rapporto  $B/C$  confrontati con i modelli di propagazione [41].

Un ottimo strumento per testare i modelli di propagazione è il rapporto tra raggi cosmici secondari e primari.

Quello di più largo uso, mostrato in Figura 1.8, è il rapporto  $B/C$  poichè  $B$  è puramente secondario e deriva dall'interazione di  $C$  primario con il mezzo interstellare, questo rapporto è fortemente influenzato dalle variazioni dei coefficienti di propagazione, inoltre è anche la quantità misurata più accuratamente [40].

Anche lo studio dei positroni e degli antiprotoni, in particolare dei rapporti  $\bar{p}/p$  e  $e^+/e^-$ , fornisce ulteriori test dei modelli di propagazione.

Lo studio di queste particelle viene utilizzato anche nel campo della ricerca indiretta di materia oscura, come vedremo nel prossimo capitolo.

## Capitolo 2

# Materia oscura

Le osservazioni astronomiche compiute nel corso dell'ultimo secolo indicano che circa il 26% della massa dell'universo è composta da materia oscura, cioè da materia non barionica e non luminosa.

Visto l'ampio spettro di proprietà previste per la materia oscura, si sono sviluppate differenti tecniche di rivelazione.

In questo capitolo verranno mostrate le evidenze gravitazionali, la natura dei candidati e i metodi di ricerca della materia oscura.

### 2.1 Composizione della densità dell'universo

La composizione della densità dell'universo si può ottenere dallo studio del fondo cosmico a micro-onde (CMB).

Dai dati del satellite Planck [42] si possono ottenere non solo l'età e la velocità di espansione dell'universo ma anche informazioni sulla materia che lo compone. Prima di Planck le stime di energia oscura, materia oscura e materia ordinaria erano rispettivamente di 72.8, 22.7, 4.5.

I nuovi valori osservati dai risultati di Planck sono:

- 68.3% di energia oscura;
- 26.8% di materia oscura;

- il restante 4.9% di materia ordinaria.

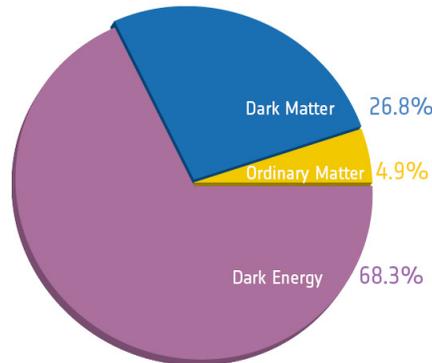


Figura 2.1: Composizione della densità dell'universo, 68.3% energia oscura, 26.8% materia oscura non barionica, il restante 4.9% materia ordinaria.

La materia oscura costituisce la maggior parte della massa presente nell'Universo, infatti circa il 26% è costituito da particelle con proprietà molto differenti da quelle della materia ordinaria.

La materia oscura si manifesta solo attraverso i suoi effetti gravitazionali poichè non è direttamente osservabile in quanto non emette radiazione elettromagnetica, ovvero non emette, non assorbe e non riflette luce di qualsiasi lunghezza d'onda.

L'esistenza di massa non luminosa nell'universo venne ipotizzata per la prima volta da Fritz Zwicky nel 1933 per risolvere il "problema della massa mancante" ovvero il fatto che la massa delle galassie del cluster Coma ottenuta dalla luminosità fosse 200 volte più piccola di quella ottenuta attraverso le misure di velocità di rotazione delle galassie.

In seguito anche molte altre osservazioni indicarono la presenza di materia oscura.

## 2.2 Evidenze "gravitazionali" della materia oscura

### 2.2.1 Moto delle galassie nei cluster

Zwicky mostrò l'esistenza di una discrepanza tra la materia luminosa

quindi visibile e quella totale, non necessariamente visibile ma della quale si sentono gli effetti dinamici [43].

Tale incongruenza venne scoperta a causa di un'anomalia nella velocità delle galassie del cluster Coma. Queste si muovevano con una velocità maggiore rispetto a quella stimata per un sistema gravitazionale con una massa pari a quella visibile.

Assumendo che le galassie siano legate gravitazionalmente in modo stabile all'ammasso e applicando il teorema del viriale, in cui l'energia potenziale  $E_p$  e l'energia cinetica  $E_k$  media risultano legate come espresso nella Formula 2.1:

$$E_k + \frac{1}{2}E_p = 0 \quad (2.1)$$

dal quale si ricava:

$$M \propto \frac{RV^2}{G} \quad (2.2)$$

dove  $M$  rappresenta la massa,  $R$  il raggio,  $V$  la velocità di rotazione e infine  $G = 6.67 \frac{m^3}{kg \cdot s^2}$  è la costante di gravitazione universale, Zwicky ipotizzò la presenza di una massa non visibile in grado di trattenere le galassie all'interno dell'ammasso.

Queste osservazioni vennero prese in considerazione solo molti anni più tardi, quando nel 1959 Kahn & Woltjer [44] scoprirono che la Via Lattea e la vicina galassia di Andromeda, M31, formavano un sistema la cui massa totale era molto più grande della massa visibile delle due singole galassie di circa un fattore 10. Anche in questo caso i risultati ottenuti si possono spiegare con l'esistenza della materia oscura.

### 2.2.2 Curve di rotazione nelle galassie a spirale

Un'ulteriore evidenza dell'esistenza di materia oscura deriva dallo studio delle velocità orbitali delle stelle nelle galassie a spirale.

Le galassie a spirale sono costituite da due componenti stellari principali: il rigonfiamento (*bulge*) che ha forma sferica o ellissoidale e il

disco che ha una distribuzione piatta e asimmetrica di materia rotante.

Nel disco è confinata la materia visibile, composta da stelle e gas interstellare.

Applicando le leggi di Newton al moto di rotazione del disco si ottiene:

$$v = \sqrt{\frac{GM}{r}} \propto r^{-\frac{1}{2}} \quad (2.3)$$

dove  $v$  è la velocità di rotazione,  $r$  è la distanza dal centro galattico,  $G$  è la costante di Newton e  $M$  è la massa totale della galassia, quindi ci si aspetta che la velocità sia proporzionale all'inverso della radice quadrata della distanza dal centro galattico.

Babcock nel 1939 [45] misurò la velocità di rotazione delle parti esterne di M31 e scoprì che queste ruotavano molto più velocemente di quanto previsto dalla dinamica kepleriana.

Secondo tale dinamica le parti più esterne della galassia dovrebbero avere una velocità rotazionale inferiore rispetto alle parti interne poiché la materia luminosa diminuisce all'aumentare della distanza dal centro.

Babcock notò che la velocità invece di evolvere con l'inverso della radice quadrata della distanza dal centro, rimaneva costante dopo un certo valore del raggio.

Questo fenomeno, mostrato nelle Figure 2.2 e 2.3, è stato osservato anche per la galassia M33 da Louise Volders nel 1959 e a seguire per molte altre galassie [46].

Per spiegare l'andamento della velocità di rotazione si potrebbe ipotizzare l'esistenza di un alone di materia oscura che avvolge la galassia visibile e che è responsabile della gravità necessaria a mantenere legate le stelle e il gas.

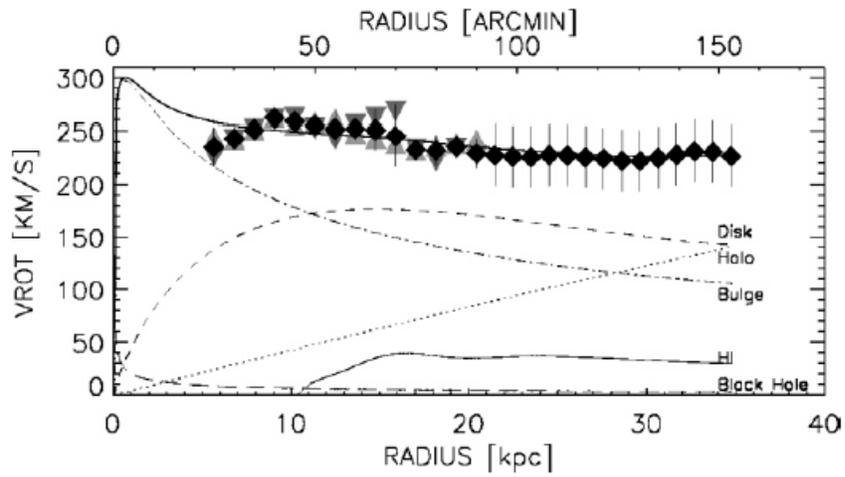


Figura 2.2: Curva di rotazione della galassia M31. I triangoli rappresentano i dati sperimentali e la linea continua rappresenta il best fit dei dati, sono mostrati inoltre i contributi del disco, dell'alone e del bulge.[47].

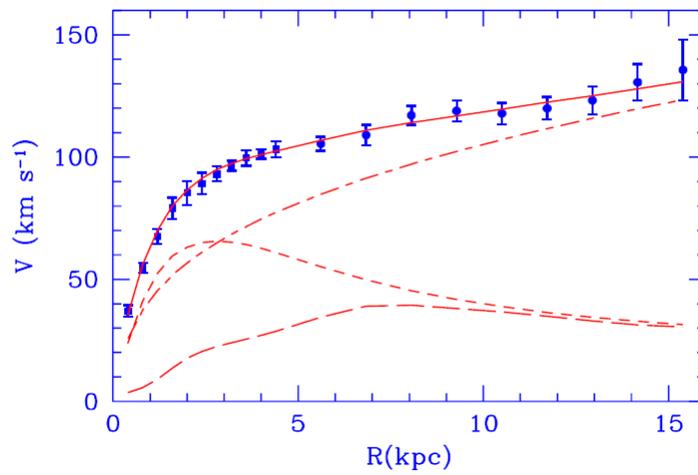


Figura 2.3: Curva di rotazione della galassia M33. I punti  $\bullet$  rappresentano la velocità misurata, la rossa continua è il best fit dei dati, sono mostrati inoltre i contributi dell'alone (linea tratteggiata), del disco (linea tratteggiata corta) e del gas (linea tratteggiata lunga) [48].

### 2.2.3 Lensing gravitazionale

La lente gravitazionale è un fenomeno caratterizzato dalla deflessione della radiazione emessa da una sorgente luminosa a causa della presenza di un oggetto massivo, posto tra la sorgente e l'osservatore, che curva lo spaziotempo secondo la relatività generale di Einstein.

Questo fenomeno devia i fotoni provenienti dalla sorgente luminosa, distorcendone la posizione rivelata dalla Terra e provocando un'amplificazione del segnale luminoso [49].

L'effetto provocato dal lensing gravitazionale può essere:

- forte, quindi altamente distorcente;
- debole, piccole distorsioni della posizione;
- micro, assenza di deformazioni, variazione nel tempo dell'intensità di luce ricevuta dalla sorgente.

In questo modo si può identificare la posizione di un corpo massivo non luminoso.

Un altro effetto delle lenti gravitazionali è quello di deformare l'oggetto originale generando a volte anche immagini multiple. Tale effetto fu confermato nel 1919 da Eddington durante un'eclissi solare in cui riuscì a osservare che la posizione apparente di alcune stelle in prossimità del Sole differiva da quella originale come previsto dalla teoria [50].

Gli altri effetti di lente gravitazionale, come ad esempio le deformazioni ad arco o le immagini multiple di galassie, sono stati osservati solo a partire dalla seconda metà degli anni Ottanta.

Usando questa tecnica per misurare le masse di galassie o di cluster di galassie, si ottengono rapporti massa su luminosità in linea con l'ipotesi di materia oscura.

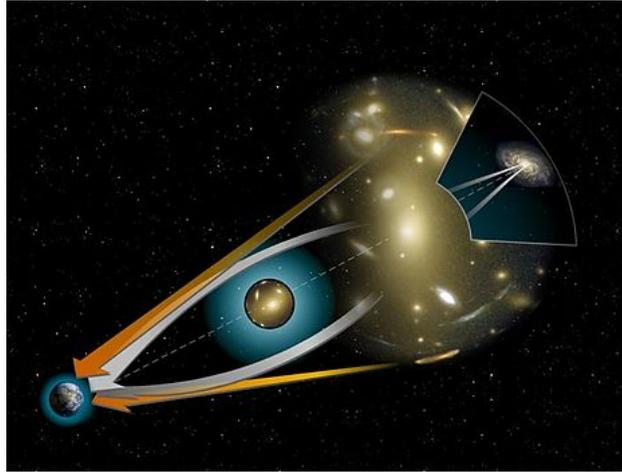


Figura 2.4: Rappresentazione della deviazione della luce di una galassia distante intorno ad un oggetto massivo[51]. Le frecce arancioni indicano la posizione apparente della galassia quelle bianche il percorso reale della luce.

Da tutti questi risultati si può dunque affermare che nell' Universo esiste un tipo di materia che si manifesta solo tramite i suoi effetti gravitazionali e che non emette radiazione elettromagnetica rivelabile.

### 2.3 Candidati

Un candidato per la materia oscura deve avere le seguenti caratteristiche:

- non deve possedere carica elettromagnetica;
- non deve avere carica di colore;
- deve essere stabile, la sua vita media deve essere molto maggiore dell'età dell'Universo;
- deve avere un'interazione molto debole con la materia ordinaria.

In cosmologia la densità dell'Universo  $\Omega$  si esprime come:

$$\Omega = \frac{\rho_0}{\rho_{crit}} \quad (2.4)$$

dove  $\rho_0$  è la densità attuale dell'universo e  $\rho_{crit}$  è la densità critica, tale per cui l'azione gravitazionale esercitata dalla massa presente nell'Universo riesce a bilanciarne l'espansione. Si possono avere tre casi:

- $\Omega > 1$  Universo chiuso, collasserà su se stesso.
- $\Omega = 1$  Universo piatto di Einstein-De Sitter, si espanderà con una velocità asintotica nulla.
- $\Omega < 1$  Universo aperto, si espanderà all'infinito.

Conoscere la quantità di materia presente nell'Universo è di fondamentale importanza perché permette di descriverne la geometria.

Densità e geometria sono strettamente correlate ed influenzano il destino dell'Universo, la cui espansione viene decelerata dall'attrazione gravitazionale della materia presente in esso.

Lo studio dell'ampiezza e della forma delle fluttuazioni del fondo cosmico a micro-onde danno informazioni sulla densità di materia, densità barionica e densità di radiazione [52]. Dai risultati di WMAP si ottiene che:

- $\Omega_{tot} = 1.099^{+0.100}_{-0.085}$ ;
- $\Omega_{\Lambda} = 0.74 \pm 0.030$ ;
- $\Omega_b = 0.043 \pm 0.010$ ;
- $\Omega_m = 0.23 \pm 0.013$ ;

dove  $\Omega_{tot}$ ,  $\Omega_{\Lambda}$ ,  $\Omega_b$ ,  $\Omega_m$  sono rispettivamente la densità totale, la densità di energia oscura, la densità di materia barionica e la densità di materia oscura [53].

La materia barionica visibile è solo l'1% della materia barionica totale [54], la parte di materia non visibile è chiamata materia barionica oscura.

### 2.3.1 Materia oscura barionica

#### MACHO

I possibili candidati per la materia oscura barionica sono:

- Nane Brune, oggetti costituiti da idrogeno ed elio con una massa di  $M \simeq 0.08M_{\odot}$ <sup>1</sup>
- Resti di stelle fredde;
- Buchi neri primordiali.

Questi candidati vengono collettivamente chiamati *MAssive Compact Halo Objects* (MACHOs).

I MACHOs sono oggetti di materia barionica che costituiscono l'alone intorno alle galassie e agli ammassi galattici, sono oggetti non luminosi.

Alcuni esperimenti come MACHO in Australia ed EROS [55] in Cile hanno effettuato una ricerca di Massive Compact Halo Objects nella nostra galassia, utilizzando il fenomeno del microlensing gravitazionale.

La densità di materia oscura stimata attraverso effetti di microlensing di stelle nella Grande Nube di Magellano e in M31, da parte di oggetti nell'alone della Via Lattea, è inferiore a quella attesa.

L'esperimento EROS deduce che i MACHOs con massa compresa fra  $(10^{-7} - 0.1)M_{\odot}$  contribuiscono meno del 20% alla massa dell'alone della nostra galassia. I risultati di MACHO sono consistenti con l'ipotesi che circa il 20% della massa dell'alone sia dovuto a MACHOs con  $M \sim 0.5M_{\odot}$ .

Con l'utilizzo di NICMOS (*Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer*), installato su Hubble, si trova che solo l'1% dei MACHOs contribuisce alla materia oscura.

I MACHOs quindi spiegano solo una minima parte della massa complessiva dell'alone di materia oscura, inoltre i loro effetti sono trascurabili al livello della dinamica interna delle galassie.

---

<sup>1</sup> $M_{\odot}$  indica la massa solare.

### 2.3.2 Materia oscura non barionica

Lo studio dei modelli di nucleosintesi primordiali ci fornisce la frazione di elementi prodotti nelle prime fasi di raffreddamento dell'universo. Dalla frazione di questi elementi si può dedurre la densità barionica dell'universo, che definisce un limite sul valore  $\Omega$ . Dall'evidenza sperimentale risulta che  $\Omega$  cresce in funzione delle dimensioni delle strutture considerate (galassie, ammassi di galassie) e può anche superare il limite barionico. Questo porta a pensare che la materia oscura sia anche di tipo non barionico.

La materia oscura non barionica [56, 57] si divide a sua volta in:

- *Hot Dark Matter (HDM)*.

La materia oscura calda è costituita da particelle relativistiche tra cui i neutrini e viene prodotta principalmente nell'universo primordiale. La HDM essendo molto energetica non può condensare in strutture compatte, quindi la sua densità non può spiegare tutta la materia oscura.

#### Neutrino

I neutrini sono particelle elementari di spin  $1/2$ , non possiedono né carica elettrica né carica di colore e interagiscono con le altre particelle attraverso la forza debole e la forza di gravità.

Nell'universo primordiale i neutrini vengono prodotti in abbondanza e sono in equilibrio termico grazie all'interazione debole con le altre particelle; quando la temperatura dell'Universo arriva a  $T \sim 1 \text{ MeV}$ , il rate di interazione  $\Gamma_\nu$  dei neutrini diventa minore del tasso di espansione dell'universo  $H$  (parametro di Hubble). In queste condizioni si ha il disaccoppiamento dei neutrini dall'equilibrio termico con elettroni, positroni e fotoni pertanto il numero di neutrini rimane costante.

Poiché i neutrini sono relativistici e poco interagenti al momento del disaccoppiamento e della formazione delle strutture a larga scala dell'Universo si sarebbero potute formare nell' Universo primordiale soltanto le strutture più estese. Gli oggetti più piccoli, come le galassie

e gli ammassi stellari, si sarebbero dovuti formare come conseguenza della frammentazione delle strutture maggiori. Le osservazioni dimostrano che le strutture sono state formate con il processo inverso, questo indica che i neutrini e la HDM non costituiscono una parte rilevante della materia oscura.

- *Cold Dark Matter* (CDM).

La CDM è costituita da particelle più massive e con bassa velocità, come gli assioni o le WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles).

#### Assione

Gli assioni sono particelle pseudoscalari con spin zero e parità  $-1$ . Sono state introdotte per tentare di risolvere il problema della violazione di CP prevista dalla QCD anche nelle interazioni forti ma mai osservata sperimentalmente. Da ricerche effettuate sulla dinamica delle supernovae si è giunti alla conclusione che gli assioni sono particelle leggere con massa  $m < 0.01 \text{ eV}$ . Ci si aspetta che tali particelle siano debolmente interagenti con le altre. Il calcolo della densità residua degli assioni è incerto e dipende dalle assunzioni fatte sul meccanismo di produzione, è però possibile trovare un range di massa accettabile nel quale gli assioni soddisfino tutte le caratteristiche necessarie per essere candidati di Materia Oscura.

#### WIMP

Le WIMPs sono particelle neutre che interagiscono solo attraverso l'interazione debole e la gravità.

Le particelle di tipo WIMP emergono in molte teorie di fisica delle particelle che generalizzano il modello standard, per tale motivo sono le più studiate, queste particelle hanno la giusta densità residua e inoltre possono essere rivelate in vari modi.

Nei modelli supersimmetrici esistono diverse particelle candidate ad essere di tipo WIMP. Una di esse è il neutralino  $\chi$ .

Il neutralino è una particella di Majorana, ovvero coincide con la sua antiparticella e pertanto sono possibili le annichilazioni di tipo  $\chi\chi$ .

I principali canali di annichilazione sono:

$$\chi\chi \longrightarrow \begin{cases} b & \bar{b} \\ W^+ & W^- \end{cases} . \quad (2.5)$$

Dai processi di adronizzazione e decadimento vengono in seguito prodotte diverse particelle.

Esistono tre tipi di approcci per la rivelazione della materia oscura:

- l'approccio che riguarda la ricerca agli acceleratori di particelle, come in LHC.
- l'approccio diretto, utilizzato per esempio negli esperimenti DAMA e CDMS, che consiste in una misura dell'energia e della direzione di rinculo dei nucleoni che interagiscono tramite scattering elastico con la materia oscura;
- l'approccio indiretto, utilizzato negli esperimenti su satellite, come AMS-02 e PAMELA, che consiste nell'osservare gli effetti della materia oscura nello spettro dei raggi cosmici.

## 2.4 Ricerca della materia oscura

### 2.4.1 Ricerca agli acceleratori

Uno degli approcci per la ricerca di materia oscura è la produzione di WIMP agli acceleratori, in particolare al *Large Hadron Collider*, LHC [58].

Poichè le WIMPs interagiscono solo debolmente non depositano energia nei rivelatori, per individuare una tale particelle è necessario misurare l'energia e il momento totale di ogni evento e cercare l'energia mancante  $E_{miss}$ .

Nelle collisioni  $p - p$  al Large Hadron Collider il momento longitudinale dei partoni è sconosciuto quindi per la ricerca di WIMP si può solo utilizzare l'energia nel piano trasverso  $E_{miss}^T$ .

I due rivelatori ATLAS e CMS di LHC forniscono una copertura di quasi  $4\pi$  intorno al punto di interazione e misurano l'impulso del-

le particelle cariche, l'energia degli sciame elettromagnetici causati da elettroni e gamma e l'energia degli sciame adronici causati da particelle fortemente interagenti.

Queste informazioni, combinate insieme, contribuiscono alla ricerca di nuovi fenomeni, come quello della materia oscura.

La reazione più generale per la produzione di WIMP, mostrata in Figura 2.7, è:

$$q\bar{q} \longrightarrow \chi\bar{\chi} + X \quad (2.6)$$

dove  $q$  e  $\bar{q}$  rappresentano gli adroni,  $\chi$  e  $\bar{\chi}$  rappresentano le WIMP e la  $X$  può essere un  $\gamma$ , un bosone  $W$ , un bosone  $Z$  o un gluone.

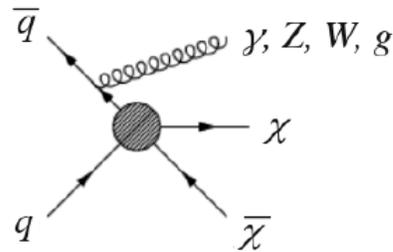


Figura 2.5: Reazione più generale per la produzione di WIMP [58].

Quindi la ricerca di WIMP è basata sugli eventi con alta energia  $E_{miss}^T$  e con una traccia di una particella o di jet, per questo tale ricerca viene chiamata mono- $\gamma$ , mono- $Z$ , mono- $W$  o mono-jet.

### 2.4.2 Ricerca diretta

Se la materia oscura fosse composta da WIMP allora queste particelle potrebbero attraversare la Terra ed essere rivelate attraverso l'interazione con i materiali (nuclei) di un rivelatore posto a Terra.

Questo tipo di ricerca deriva dagli scienziati Goodman e Witten nel 1985 [59] e venne successivamente approfondita da Drukier, Freese e Spergel nel 1986.

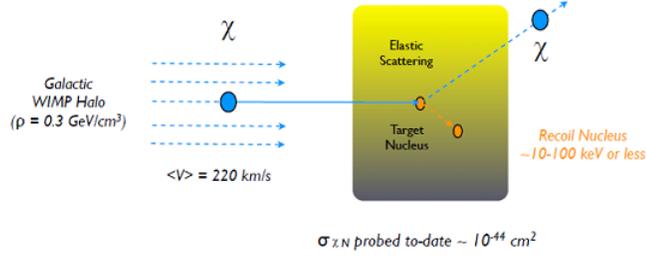


Figura 2.6: Scattering coerente di WIMP su nuclei, Goodman e Witten 1985.

La quantità misurata negli esperimenti è l'energia del rinculo dei nuclei  $E_R$  nei processi di scattering:

$$E_R = \frac{m^2 v^2}{m_N} (1 - \cos \theta) \quad m = \frac{m_\chi \cdot m_N}{m_\chi + m_N} \quad (2.7)$$

$E_R$  dipende dalla massa  $m_\chi$  e dalla velocità  $v$  della WIMP, dalla massa del nucleo bersaglio  $m_N$ , quindi dalla massa ridotta  $m$  e dall'angolo di collisione  $\theta$ . Il numero di collisioni elastiche diminuisce esponenzialmente con  $E_R$ .

La forma dello spettro dell'energia di rinculo dipende dalla massa del nucleo bersaglio  $m_N$  e dalla massa della WIMP  $m_\chi$ , si possono avere 3 casi:

$$E_R \longrightarrow \begin{cases} \propto m_\chi^2 & \text{per } m_\chi \ll m_N \\ \text{indipendente da } m_\chi & \text{per } m_\chi \gg m_N \\ \propto m_\chi & \text{per } m_\chi \simeq m_N \end{cases} \quad (2.8)$$

Una stima del rate atteso di eventi  $R$  è data da:

$$R = N_t \frac{\rho_0}{m_\chi} \langle v \sigma_{\chi N} \rangle \equiv R_0 \quad (2.9)$$

dove  $N_t$  è il numero di nuclei di massa  $m_N$  nel bersaglio,  $v$ ,  $\rho_0$ ,  $m_\chi$  sono rispettivamente la velocità, la densità e la massa delle WIMPs e infine  $\sigma_{\chi N}$  è la sezione d'urto WIMP-nucleone.

Il rate totale di eventi varia a causa del moto della Terra all' interno della Galassia, questo moto porta ad un'asimmetria forward-backward nella direzione del segnale, come mostrato dai risultati dell'esperimento DAMA (*DARk MATter experiment*) situato nei Laboratori Nazionali del Gran Sasso.

DAMA [60] è un esperimento che ricerca la materia oscura studiando la modulazione solare annuale. Le caratteristiche dei suoi rivelatori, costituiti da NaI(Tl) di estrema radio-purezza e con una grande massa-bersaglio, hanno permesso a questo esperimento di ottenere risultati che evidenziano un segnale modulato.

Per una particella (WIMP) di massa compresa nell'intervallo  $GeV - TeV$  e con impulso di poche decine di  $MeV$ , l'energia trasferita al nucleo del rivelatore è di  $E \sim 100KeV$ . Quindi i rivelatori devono avere le seguenti caratteristiche:

- alta sensibilità, ovvero alta risoluzione energetica poichè l'energia trasferita è piccola;
- massa molto grande poichè il rate è basso;
- deve essere posto in laboratori sotterranei per ridurre i segnali dovuti al fondo;
- radiopurezza dei materiali per ridurre il fondo.

La maggior parte degli esperimenti sono basati su tecniche di:

- ionizzazione degli atomi del bersaglio causata dall'energia trasferita dal rinculo del nucleo;
- scintillazione, viene misurata la radiazione fluorescente sprigionata dagli elettroni degli atomi del bersaglio, questi decadono dopo essere stati eccitati dall'energia dovuta al rinculo;
- produzione di calore.

In questo modo è possibile trasformare l'energia di rinculo in un segnale rivelabile. Per discriminare il fondo prodotto dall'interazione di elettroni e neutroni con gli atomi del rivelatore è necessaria la rivelazione simultanea di almeno due di queste osservabili, anche se l'esperimento DAMA per esempio è basato solo sulla scintillazione.

I processi di scattering WIMP-nucleo si dividono in [61]:

- elastici: l'energia di rinculo è tale da poter ottenere il suo spettro;
- inelastici: la WIMP interagisce con gli elettroni orbitali del bersaglio eccitandoli o ionizzando il bersaglio;
- spin-independent: l'accoppiamento dei momenti è di tipo scalare, la  $\sigma_{\chi n}$  aumenta con la massa dei nuclei bersaglio;
- spin-dependent: l'accoppiamento dei momenti è di tipo vettoriale, la  $\sigma_{\chi n} e \propto J \cdot (J + 1)$ .

Nei primi due casi bisogna stare attenti al fondo di radioattività naturale, mentre negli ultimi bisogna tenere conto delle massa dei nuclei bersaglio e delle dimensioni dei rivelatori. Per questo motivo sono stati realizzati esperimenti con diversi tipi di rivelatori [62], negli esperimenti a scintillazione, come DAMA e KIMS, i materiali costituenti il rivelatore sono  $NaI$  e  $CsI$ , i cristalli misurano la luce di scintillazione prodotta dall'interazione WIMP-nucleo.

Negli esperimenti criogenici, come EDELWEISS e CDMS, i cristalli come  $Si$  e  $Al_2O_3$  vengono mantenuti a temperature molto basse, in modo da poter misurare la variazione di temperatura dopo le interazioni tra particelle. Infine ci sono i rivelatori a liquidi nobili, come ZEPLIN-III e XENON10, i quali usano elementi come L'Argon e lo Xenon che producono un segnale di scintillazione e ionizzazione quando vengono attraversati da radiazione.

### 2.4.3 Ricerca indiretta

La ricerca indiretta di materia oscura si basa sulla misura del flusso delle particelle prodotte nell'annichilazione delle WIMP, per questo tipo di ricerca i raggi cosmici sono uno strumento fondamentale.

I prodotti di tale annichilazione:

$$\chi + \chi \longrightarrow q\bar{q} + W^+W^- \dots \longrightarrow \bar{p}, e^+, \gamma, \nu \quad (2.10)$$

si possono osservare all'interno dei corpi celesti, come il Sole e la Terra, dove queste particelle possono rimanere gravitazionalmente intrappolate o all'interno dell'alone galattico.

Nel caso del Sole e della Terra le uniche particelle che possono essere rivelate sono i neutrini di alta energia  $E \sim 10 - 100 GeV$  che possono essere confrontati con i  $\nu$  solari che hanno  $E \sim 1 MeV$ . Gli esperimenti che studiano tali neutrini sono ICeCube, ANTARES, AMANDA, NESTOR e Super Kamiokande [62].

Nel caso dell'alone galattico il segnale potrebbe essere dato da eccessi di positroni, antiprotoni e raggi gamma nei raggi cosmici. Le particelle prodotte possono essere rivelate da opportuni apparati sperimentali posti sulla Terra o nello spazio.

Per rivelare le componenti rare della radiazione cosmica sono stati costruiti esperimenti su satellite come AMS-02 (*Alpha Magnetic Spectrometer*) e PAMELA (*a Payload for Antimatter Matter Exploration and Light nuclei Astrophysics*).

AMS-02 [63] è uno spettrometro magnetico per lo studio dei raggi cosmici, i principali obiettivi sono: misurare il flusso dei raggi cosmici fino a energie dell'ordine del  $TeV$  e rivelare i segnali di materia oscura. AMS-02 è in grado di misurare la carica, la velocità e la rigidità delle particelle, attraverso queste informazioni è possibile risalire alla loro massa.

La ricerca indiretta basata sulla rivelazione di antiprotoni verrà descritta nel capitolo successivo.

**Ricerca indiretta tramite positroni** Per quanto riguarda i positroni l'equazione di propagazione è dominata da perdite di energia, a pochi  $GeV$  i processi dominanti sono la radiazione di sincrotrone nel campo magnetico galattico e lo scattering Compton inverso. Il rate di perdita di energia per positrone  $b^{loss}(E)$  è:

$$b^{loss}(E) = -\frac{E^2}{E_0\tau_E} \quad (2.11)$$

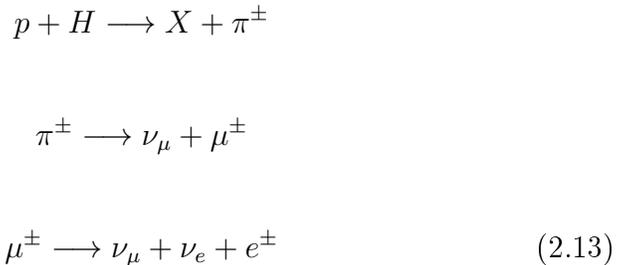
dove l'energia di riferimento è  $E_0 = 1GeV$  e il tempo tipico di perdita di energia è  $\tau_E \propto 10^{16}s$ .

L'equazione di propagazione per i positroni può essere espressa come [64]:

$$-K\Delta\psi + \partial_E \{b^{loss}(E)\psi\} = q(x, E) \quad (2.12)$$

con  $K$  coefficiente di diffusione,  $\psi$  funzione di distribuzione e  $q$  rate di produzione. Questa equazione viene risolta all'interno di una sfera il cui centro è la Terra, chiamata sfera positronica, nella quale hanno origine i positroni.

**Positroni secondari** I positroni secondari vengono prodotti dalla spallazione del mezzo interstellare sulla quale incidono particelle di alta energia, il meccanismo dominante è la collisione di protoni con atomi di idrogeno a riposo che produce pioni  $\pi^\pm$ , che decadono prima in  $\mu^\pm$  e successivamente in  $e^\pm$ :



I protoni dei raggi cosmici con energia  $E_p$ , velocità  $\beta_p$ , densità  $n_p$  e funzione di distribuzione  $\psi_p$  inducono una produzione di positroni per atomo di idrogeno con un rate di

$$d\Gamma_{e^+}^{sec}(E_e) = \frac{d\sigma}{dE_e}(E_p \longrightarrow E_e) \times \beta_p \times \{dn_p \equiv \psi_p(E_p) \times dE_p\} \quad (2.14)$$

per calcolare il termine di sorgente consideriamo che i raggi cosmici (CR) non siano costituiti solo da protoni ma anche da nuclei di elio e che il mezzo interstellare (ISM) sia formato da idrogeno che da elio, quindi si ottiene [65]:

$$q_{e^+}^{sec}(E_e) = 4\pi n_{ISM} \int dE_{CR} \phi_{CR}(E_{CR}) \frac{d\sigma}{dE_e}(E_{CR} \longrightarrow E_e) \quad (2.15)$$

dove  $\phi_{CR}$  è il flusso dei raggi cosmici primari,  $n_{ISM}$  è la densità dei nuclei nel mezzo interstellare e  $\frac{d\sigma}{dE_e}$  è la sezione d'urto di spallazione di elettroni/positroni della reazione che stiamo considerando.

**Positroni da materia oscura** I positroni dovuti alla spallazione possono essere considerati come positroni di background poichè queste antiparticelle possono essere prodotte anche dall'annichilazione o dal decadimento di particelle della materia oscura, le WIMP, all'interno dell'alone galattico della Via Lattea. I positroni derivanti da tale meccanismo si possono considerare come positroni primari.

I termini di sorgente associati a questi contributi sono [65]:

$$q_{ann}(\vec{x}, E) = \epsilon \left( \frac{\rho(\vec{x})}{m_{DM}} \right)^2 \sum_f \langle \sigma v \rangle_f \frac{dN_{e^\pm}^f}{dE} \quad (2.16)$$

$$q_{dec}(\vec{x}, E) = \left( \frac{\rho(\vec{x})}{m_{DM}} \right) \sum_f \Gamma_f \frac{dN_{e^\pm}^f}{dE} \quad (2.17)$$

dove  $\vec{x}$  denota la posizione,  $\epsilon$  è un fattore che vale  $\frac{1}{2}$  o  $\frac{1}{4}$  per particelle di materia oscura rispettivamente auto-coniugate o non auto-

coniugate,  $f$  indica la particella che può essere prodotta dall'annichilazione o dal decadimento,  $\frac{dN_{e^\pm}^f}{dE}$  rappresenta lo spettro di energia di  $e^\pm$ ,  $m_{DM}$  è la massa della particella di materia oscura,  $v$  è la velocità della WIMP,  $\sigma$  è la sezione d'urto di annichilazione,  $\Gamma_f$  è il rate di decadimento e infine  $\rho(\vec{x})$  è la densità spaziale.

I dati sperimentali di un eccesso di positroni sono stati registrati dagli esperimenti FERMI, PAMELA e AMS-02 [66, 67, 68]:

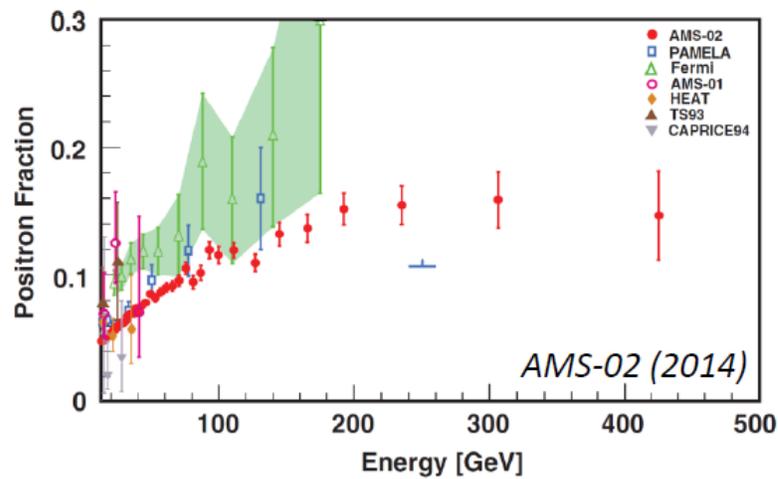


Figura 2.7: Eccesso della frazione di positroni misurato da diversi esperimenti. I  $\bullet$  sono i risultati ottenuti dall'esperimento AMS-02, le  $\square$  sono i risultati dell'esperimento PAMELA, i  $\triangle$  rappresentano i dati dell'esperimento FERMI, i  $\circ$  rappresentano i risultati di AMS-01, i  $\diamond$  sono i risultati di HEAT, i  $\blacktriangle$  sono i risultati di TS93 e infine  $\blacktriangledown$  rappresenta i dati di CAPRICE94 [68].

Dai grafici si evince un eccesso di positroni che può essere spiegato in due modi:

- componente astrofisica: le pulsar, stelle di neutroni rotanti che inducono un campo magnetico tale da estrarre elettroni dalla superficie della stella. In questo caso non si devono avere segnali dal canale adronico.
- materia oscura: sorgente primaria di  $e^+$ , la particella deve avere una massa superiore rispetto all'intervallo di energia studia-

to da PAMELA e da AMS-02 poichè ci si aspetta un picco in corrispondenza della massa della particella.

Nel prossimo capitolo verrà discussa in dettaglio la ricerca indiretta di antimateria tramite antiprotoni.

## Capitolo 3

# Antiprotoni nei raggi cosmici

La ricerca indiretta di materia oscura si basa sulla rivelazione di componenti rare all'interno dei raggi cosmici, come gli antiprotoni che vennero identificati per la prima volta nei raggi cosmici da Golden e collaboratori nel 1979 [69].

In questo capitolo verranno descritti i processi che portano alla produzione di antiprotoni nei raggi cosmici.

### 3.1 Produzione antiprotoni

La reazione che porta alla produzione di antiprotoni  $\bar{p}$  è la seguente:

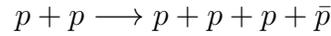
$$p + A \longrightarrow \bar{p} + X$$

$p$  indica un protone o un nucleo dei raggi cosmici ( $CR$ ) e  $A$  è il nucleo del mezzo interstellare ( $ISM$ ), i processi di produzione sono:

1.  $p_{CR} + H_{ISM} \longrightarrow 56\%$
2.  $p_{CR} + He_{ISM} \longrightarrow 24\%$
3.  $\alpha_{CR} + H_{ISM} \longrightarrow 12\%$
4.  $\alpha_{CR} + He_{ISM} \longrightarrow 6\%$
5.  $p_{CR} + N_{ISM}(C_{ISM}, O_{ISM}, \dots) \longrightarrow 2\%$

I prodotti di reazione  $X$  che conservano la carica e il numero barionico sono costituiti da adroni, soprattutto pioni ( $\pi^+$  e  $\pi^-$ ).

Il processo principale di produzione di antiprotoni è dato dalla spallazione di  $p$  di alte energie con i  $p$  del mezzo interstellare:



poichè sia i raggi cosmici che il mezzo interstellare sono composti principalmente da protoni.

Inoltre gli antiprotoni possono essere prodotti dall'annichilazione  $\chi\chi \rightarrow q\bar{q} + W^+W^- + \dots \rightarrow \bar{p}, e^+, \gamma, \nu$ , come discusso nel capitolo precedente.

L'equazione del trasporto per gli antiprotoni è caratterizzata da quattro termini di sorgente [64]:

- Antiprotoni secondari  $\rightarrow$  Spallazione dei nuclei di alta energia che interagendo con il mezzo interstellare all'interno del disco galattico producono antiprotoni secondari;
- Antiprotoni da annichilazione o decadimento di materia oscura  $\rightarrow$  Annichilazione o decadimento di WIMP,  $\chi\chi$ , che genera una sorgente primaria di antiprotoni;
- Antiprotoni terziari  $\rightarrow$  derivano dallo scattering inelastico di antiprotoni con un nucleone a riposo del mezzo interstellare, l'energia trasferita può formare una risonanza  $\Delta$ .
- Annichilazione antiprotoni su ISM  $\rightarrow$  Annichilazione di antiprotoni con H o He che costituiscono il mezzo interstellare.

### 3.2 Antiprotoni secondari

Gli antiprotoni secondari sono prodotti dalla spallazione dei raggi cosmici sul mezzo interstellare. Il rate di produzione di antiprotoni  $q_{\bar{p}}^{sec}$  ottenuto da spallazione è:

$$q_{\bar{p}}^{sec}(r, E_{\bar{p}}) = 4\pi \int_{E_{th}}^{+\infty} dE' \phi_a(r, E) n_b \frac{d\sigma}{dE} \left\{ a(E') + b \longrightarrow \bar{p}(E) \right\} \quad (3.1)$$

Questa equazione si riferisce all'interazione tra particelle, protoni o elio indicati con la lettera a, dei raggi cosmici con nuclei di idrogeno  $p$  e di elio  $He$ , indicati con la lettera b, del mezzo interstellare.  $n_b$  è la densità di protoni  $n_H = 0.9 \text{ cm}^{-3}$  o di elio  $n_{He} = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ ,  $\sigma$  è la sezione d'urto di produzione di antiprotoni e  $\phi_a$  è il flusso delle particelle dei raggi cosmici.

Le parametrizzazioni delle sezioni d'urto degli antiprotoni sono fornite dai dati dell'esperimento NA49 del CERN [70, 71]. I dati di NA49 coprono un ampio intervallo per quanto riguarda l'impulso trasverso degli antiprotoni, ma l'intervallo di energia è di  $8 \div 70 \text{ GeV}$ , inoltre l'energia nel centro di massa per l'interazione  $p - p$  è  $\sqrt{s} = 17.3 \text{ GeV}$  [72].

Questa equazione può essere risolta considerando soltanto le sorgenti di antiprotoni nel disco galattico [73].

Dai termini di sorgente si possono ricavare i flussi interstellari (IS) di antiprotoni,  $\phi^{IS}$ , in corrispondenza della posizione del Sole. Le particelle dei raggi cosmici che arrivano sulla Terra devono necessariamente attraversare l'eliosfera, di conseguenza sono soggetti alla modulazione dovuta al vento solare. Nella “*force field approximation*” i flussi *top-of-atmosphere* (TOA) di una data specie cosmica  $\phi^{TOA}$  si ottengono da:

$$\frac{\phi^{TOA}(E^{TOA})}{\phi^{IS}(E^{IS})} = \left( \frac{p^{TOA}}{p^{IS}} \right)^2 \quad (3.2)$$

dove  $E^{TOA}$ ,  $E^{IS}$ ,  $p^{TOA}$  e  $p^{IS}$  sono le energie e i momenti degli antiprotoni rispettivamente per i flussi top-of-atmosphere e per i flussi interstellari, inoltre le energie sono legate da  $E^{TOA} = E^{IS} - \phi$ , dove il parametro  $\phi$  è determinato dai dati ottenuti dai raggi cosmici.

Per un calcolo dettagliato degli antiprotoni secondari è necessario conoscere i parametri di propagazione e diffusione che si ottengono dai dati di  $B/C$ , come descritto nel primo capitolo.

Lo spettro degli antiprotoni si distingue dalle altre specie grazie alla cinematica dei prodotti secondari, è caratterizzato da un picco a  $E \sim 2 \text{ GeV}$  e poi decade bruscamente a basse energie.

Per questo motivo l'osservazione degli antiprotoni è fondamentale nello studio della produzione e della propagazione dei raggi cosmici nella galassia, tale osservazione fornisce un ulteriore strumento per testare i modelli di propagazione.

La qualità di un modello si può stimare confrontando i valori sperimentali con quelli teorici. Nel caso degli antiprotoni sono state osservate discrepanze tra i modelli di propagazione e i dati sperimentali a basse energie durante l'ultimo minimo solare, è stato osservato un eccesso di antiprotoni.

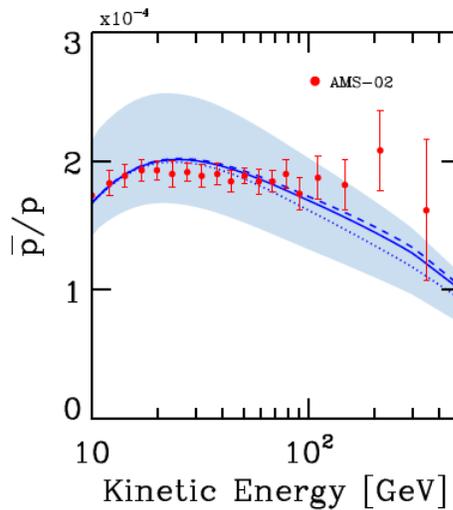


Figura 3.1: Confronto tra il modello di propagazione e i dati di AMS-02[74].

Questo confronto potrebbe evidenziare l'esistenza di antiprotoni primari provenienti dall'annichilazione di particelle della materia oscura.

La spallazione rappresenta il fondo quando si cercano i contributi provenienti da processi esotici come l'annichilazione di materia oscura.

Le principali incertezze per il calcolo del flusso degli antiprotoni secondari sono [75]:

- conoscenza incompleta delle sezioni d'urto di produzione, annichilazione e scattering degli antiprotoni;
- parametri e modelli della propagazione delle particelle nella galassia;
- modulazione nell'eliosfera.

### 3.3 Antiprotoni da annichilazione o decadimento di materia oscura

Gli antiprotoni possono essere prodotti non solo dal fenomeno di spallazione ma anche dall'annichilazione e dal decadimento di materia oscura [76].

Il rate di produzione degli antiprotoni in questo caso è formato da due termini, quello relativo all'annichilazione  $q_{ann-\bar{p}}^{DM}$  e quello relativo al decadimento  $q_{dec-\bar{p}}^{DM}$ :

$$q_{ann-\bar{p}}^{DM}(r, z, T_{\bar{p}}) = \frac{1}{2} \langle \sigma_{ann} v \rangle \frac{dN_{\bar{p}}}{dE_{\bar{p}}} \left( \frac{\rho_{\chi}(r, z)}{m_{\chi}} \right)^2 \quad (3.3)$$

$$q_{dec-\bar{p}}^{DM}(r, z, T_{\bar{p}}) = \frac{1}{\tau_{DM}} \frac{dN_{\bar{p}}}{dE_{\bar{p}}} \left( \frac{\rho_{\chi}(r, z)}{m_{\chi}} \right) \quad (3.4)$$

$\langle v \rangle$  è la funzione di distribuzione di velocità media delle WIMP,  $\sigma_{ann}$  è la sezione d'urto di annichilazione,  $\langle \sigma_{ann} v \rangle = 2 \div 3 \cdot 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$  [64],  $\rho_{\chi}(r, z)$  è la densità di materia oscura nell'alone galattico,  $r$  rappresenta il raggio e  $z$  è l'asse verticale come indicato nella Figura 1.7,  $m_{\chi}$  è la massa della particella di materia oscura,  $\tau_{DM}$  è il tempo di vita media e  $\frac{dN_{\bar{p}}}{dE_{\bar{p}}}$  è lo spettro di annichilazione di materia oscura.

Lo spettro differenziale d'annichilazione di materia oscura è definito come:

$$\frac{dN_{\bar{p}}}{dE_{\bar{p}}} = \sum_{F,h} B_{\chi^h}^{(F)} \frac{dN_{\bar{p}}^h}{dE_{\bar{p}}} \quad (3.5)$$

$B_{\chi^h}^{(F)}$  è il branching ratios e l'apice  $F$  indica gli stati finali, i quark e i gluoni  $h$  possono essere prodotti dall'annichilazione delle WIMP,  $\frac{dN_{\bar{p}}^h}{dE_{\bar{p}}}$  rappresenta lo spettro energetico degli antiprotoni derivante dalla frammentazione dei jet generati da quark e gluoni.

Inoltre assumendo una distribuzione sferica per l'alone galattico, la densità  $\rho_\chi(r, z)$  può essere espressa come:

$$\rho(r) = \rho(s) \left(\frac{r_s}{r}\right)^\gamma \left\{ 1 + \left(\frac{r}{r_s}\right)^\alpha \right\}^{(\gamma-\beta)/\alpha} \quad (3.6)$$

dove  $r$  è la distanza dal centro della galassia,  $r_s e \rho(s) \sim 0.4 \text{ GeV}/\text{cm}^3$  sono valori di scala per raggio e densità e  $\alpha, \beta e \gamma$  sono tre coefficienti che parametrizzano il particolare modello di alone preso in considerazione.

### 3.4 Antiprotoni terziari

Gli antiprotoni possono interagire con il mezzo interstellare in 3 modi diversi: 1) scattering elastico sull'idrogeno, questa reazione mostra un picco nella direzione in avanti, in questo modo la corrispondente perdita di energia degli antiprototoni è trascurabile [74], 2) annichilazione su protoni del mezzo interstellare, 3) scattering inelastico.

Nell'ultimo caso a causa dell'energia trasferita al protone del target si può formare una risonanza  $\Delta$ , gli antiprtoni perdono una grande quantità di energia cinetica.

La sezione d'urto inelastica è data da [73]

$$\sigma_{ine}^{\bar{p}p} = \sigma_{non-ann}^{\bar{p}p} + \sigma_{ann}^{\bar{p}p} \quad (3.7)$$

dove  $\sigma_{non-ann}^{\bar{p}p}$  e  $\sigma_{ann}^{\bar{p}p}$  corrispondono rispettivamente alla sezione d'urto inelastica senza e con annichilazione su protoni del mezzo inter-

stellare.

Per gli antiprototoni con energia cinetica  $T_{\bar{p}} \gtrsim 10 GeV$  la formula 3.6 può essere scritta come  $\sigma_{non-ann}^{\bar{p}p} \equiv \sigma_{ine}^{\bar{p}p}$  poichè ad alte energie la  $\sigma_{ann}^{\bar{p}p}$  è piccola.

Il termine di sorgente  $q_{\bar{p}}^{ter}$  è dato da:

$$q_{\bar{p}}^{ter}(r, E_{\bar{p}}) = \int_{E_{\bar{p}}}^{+\infty} \frac{d\sigma_{\bar{p}H \rightarrow \bar{p}X}}{dE_{\bar{p}}}(E'_{\bar{p}} - E_{\bar{p}}) n_H \beta'_{\bar{p}} \psi_{\bar{p}}(r, E'_{\bar{p}}) dE'_{\bar{p}} - \sigma_{\bar{p}H \rightarrow \bar{p}X}(E_{\bar{p}}) n_H \beta_{\bar{p}} \psi_{\bar{p}}(r, E_{\bar{p}}) \quad (3.8)$$

dove  $\frac{d\sigma_{\bar{p}H \rightarrow \bar{p}X}}{dE_{\bar{p}}} = \frac{\sigma_{non-ann}^{\bar{p}p}}{T_{\bar{p}}}$ ,  $\beta$  è la velocità degli antiprotoni,  $n_H$  è la densità dell'idrogeno e  $\psi_{\bar{p}}$  è la funzione di distribuzione degli antiprotoni.

La formula 3.7 può essere utilizzata anche per lo scattering sull'elio presente nel mezzo interstellare sostituendo la densità dell'idrogeno con  $n_H \rightarrow n_H + 4^{2/3} n_{He}$ .

Questo termine non crea nuovi antiprotoni ma li ridistribuisce verso energie più basse e tende ad appiattire lo spettro.

### 3.5 Annichilazione antiprotoni su ISM

Il processo principale a basse energie è l'annichilazione di antiprotoni su protoni del mezzo interstellare. Questo contributo porta ad un termine di sorgente negativo:

$$\Gamma_{\bar{p}}^{ann} = \sigma_{\bar{p}H}^{ann} \beta_{\bar{p}} n_H + \sigma_{\bar{p}He}^{ann} \beta_{\bar{p}} n_{He} \quad (3.9)$$

dove  $\beta_{\bar{p}}$  è la velocità degli antiprotoni,  $n_H$  e  $n_{He}$  rappresentano rispettivamente le densità dell'idrogeno e dell'elio nel disco galattico, i valori sono  $n_H = 0.9 cm^{-3}$  e  $n_{He} = 0.1 cm^{-3}$ , infine  $\sigma_{\bar{p}H}^{ann}$  e  $\sigma_{\bar{p}He}^{ann}$  rappresentano rispettivamente le sezioni d'urto di annichilazione di antiprotoni su idrogeno e antiprotoni su elio. La  $\sigma_{\bar{p}H}^{ann}$  è data da Tan & Ng (1982) [78, 79] e moltiplicando questa sezione d'urto per un fattore di  $\sim 2.5$  si ottiene  $\sigma_{\bar{p}He}^{ann}$ .

Tra questi quattro contributi le sorgente più rilevanti di antiprotoni sono quella dovuta alla spallazione e quella dovuta all'annichilazione di materia oscura. Gli antiprotoni secondari vengono utilizzati come background per determinare l'esistenza di componenti primarie di tali particelle.

Nel prossimo capitolo verrà quindi descritta la simulazione dell'interazione tra protoni dei raggi cosmici ed elio del mezzo interstellare che porta alla produzione di antiprotoni.

## Capitolo 4

# Simulazione di protoni su elio

FLUKA (FLUktuierende KAskade) è un software di simulazione avanzato (codice Monte Carlo), nato da una collaborazione tra l'INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) e il CERN (European Organization for Nuclear Research), che permette di calcolare il trasporto di particelle e la loro interazione con la materia in un esteso intervallo di energie.

In questo capitolo verranno descritte le caratteristiche del software FLUKA e verrà descritta in modo dettagliato la simulazione di un fascio di protoni su un target di elio liquido, di elio gassoso e di idrogeno liquido.

### 4.1 Caratteristiche del software FLUKA

I campi di applicazione di questo strumento di calcolo sono molteplici: dagli esperimenti con acceleratori alla calorimetria, dalla radioterapia alla dosimetria e alla fisica dei raggi cosmici e del neutrino.

Con FLUKA si possono realizzare disegni di rivelatori e complesse geometrie di apparati sperimentali.

E' possibile simulare con grande precisione l'interazione e la propagazione nella materia di circa 60 tipi di particelle: tra le quali fotoni ed elettroni da  $1\text{ keV}$  a migliaia di  $\text{TeV}$ , neutrini e muoni in un'ampia

regione di energia, adroni fino a  $20\text{ TeV}$  e fino a  $10\text{ PeV}$  se si include il codice DPMJET, tutte le corrispondenti antiparticelle, neutroni fino a energie termiche e ioni pesanti.

Il programma può anche simulare il trasporto di fotoni polarizzati (ad esempio la radiazione di sincrotrone) e fotoni ottici.

Il codice permette all'utente di definire il campionamento di fluenze o correnti in zone a scelta delle geometrie definite da questo.

La fluenza  $\phi(r, v)$ , che ha come dimensioni  $[\text{cm}^{-2}]$  è data dall'integrale della densità di flusso  $\dot{\phi}(r, v)$ :

$$\phi(r, v) = \int \dot{\phi}(r, v) dt = \int n(r, v) v dt = n(r, v) dl \quad (4.1)$$

$n(r, v) v dt = \dot{\phi}(r, v)$  dove  $n(r, v) = dN/dV$  è la densità di particelle con dimensioni  $[\text{cm}^{-3}]$  con velocità  $v = dl/dt[\text{cm/s}]$ ,  $N$  è il numero di particelle,  $V$  è il volume e  $l$  è lo spazio percorso. Al contrario della corrente, che è data da  $J = \frac{dN}{dS}$  dove  $N$  è il numero di particelle che attraversa la superficie  $S$ , la fluenza è indipendente dall'orientazione della superficie.

Le unità di misura utilizzate da FLUKA sia in input che in output sono riassunte nella tabella 4.1:

quantità fisica	unità di misura
distanza	$\text{cm}$
energia	$\text{GeV}$
momento	$\text{GeV}/c$
angolo solido	$\text{sr}$

Tabella 4.1: Unità di misura utilizzate da FLUKA sia in input che in output.

Con FLUKA è inoltre possibile implementare geometrie molto complesse, usando un'interfaccia in grado di gestire una Geometria Combinatoriale (CG), molto veloce e flessibile. LA CG è stata concepita per il corretto tracciamento delle particelle, anche in presenza di campi magnetici o elettrici.

Per la maggior parte delle applicazioni, non è richiesta alcuna programmazione da parte dell'utente, tuttavia il codice può essere integrato in base alle diverse esigenze grazie ad un insieme di routines disponibili

## 4.2 Modelli fisici di FLUKA

Fluka permette di simulare negli intervalli energetici descritti sopra sia processi di interazione che di trasporto:

- adrone - adrone e adrone - nucleone;
- adrone - nucleo;
- nucleo -nucleo;
- trasporto di adroni e muoni carichi e perdite di energia per ionizzazione;
- trasporto in campo magnetico;
- neutroni a bassa energia;
- elettroni;
- fotoni e fotoni ottici;
- neutrini

E' considerata la produzione di tutti i leptoni e gli adroni conosciuti, incluse le risonanze fino ai barioni charmati.

In questo lavoro di tesi i modelli considerati sono: adrone - nucleone e adrone - nucleo, poichè una comprensione globale dell'interazione adrone - nucleone su un vasto range di energie è un ingrediente base per la descrizione delle interazioni adrone - nucleo.

### 4.2.1 Modello di interazione adrone - nucleone

I modelli delle interazioni adrone - nucleone a basse energie (pochi MeV) sono basati sulla produzione di risonanze e decadimenti, mentre ad alte energie viene utilizzato il *Dual Parton Model* (DPM).

Tale modello fornisce la base teorica per descrivere l'interazione adrone-nucleone da diversi GeV in poi, si inquadra nell'ambito della Teoria dei Campi perturbativa. Nel DPM un adrone è visto come l'eccitazione di una stringa aperta, con quark, antiquark o diquark disposti alle estremità.

Ad esempio i barioni sono trattati come stringhe aperte con un quark ed un diquark alle due estremità; i mesoni sono stringhe con i loro quark ed antiquark di valenza alle estremità.

A basse energie le sezioni d'urto p-p e p-n crescono rapidamente al diminuire dell'energia e differiscono di un fattore tre come ci si aspetta dalle considerazioni basate sullo spin e sulla simmetria, mentre per alte energie queste sezioni d'urto tendono ad essere uguali.

### 4.2.2 Modello di interazione adrone - nucleo

L'interazione adrone - nucleo, può essere descritta schematicamente come una conseguenza dei seguenti passi [80]:

- modello della cascata di Glauber-Gribov;
- cascata intra-nucleare generalizzata;
- emissione di pre-equilibrio;
- evaporazione (formula di Weisskopf-Ewing);
- fissione/ modello Fermi Break-Up;
- diseccitazione (gamma) finale (statistica, bande rotazionali e sono tabulati i diversi livelli).

I differenti generatori di eventi dipendono dall'energia e dal proiettile [81]:

- momento  $< 20$  TeV/c e  $> 5$  GeV/c: scattering multiplo Glauber-Gribov seguito da una cascata intra-nucleare generalizzata (GINC);
- momento  $< 5$  GeV/c : modello PEANUT (“*PreEquilibrium Approach to Nuclear Thermalization*”), questo modello inserisce uno stadio detto di “pre-equilibrio”, oltre ad effetti quantistici.

Tutti e due i modelli includono l’evaporazione e la diseccitazione gamma del nucleo residuo e nel caso di nuclei residui leggeri si ha la frammentazione.

### 4.3 Costruzione degli input di FLUKA

Per realizzare una simulazione in FLUKA si deve fornire un file di input che fornisce i dati in ingresso.

Per impostare un problema in modo completo, si devono definire i seguenti elementi:

- la sorgente di radiazione;
- la geometria del sistema;
- la definizione e l’assegnazione dei materiali (corrispondenza regione-materiale);
- l’impostazione dei parametri di interesse;
- i rivelatori richiesti.

FLUKA legge gli input da un file ASCII che consiste in un numero variabile di comandi o opzioni, ciascuno dei quali è costituito da una o più linee, chiamate “*card*”.

I comandi di FLUKA si dividono in due categorie, quelli necessari per rappresentare in modo significativo il sistema da studiare e quelli facoltativi per i quali viene fornito un valore di default.

Le card di FLUKA possono essere compilate anche attraverso un'interfaccia grafica chiamata *Flair*. Questo metodo è più veloce e pratico poichè in questo modo non si deve modificare il file ASCII a mano. *Flair* è un'interfaccia avanzata di FLUKA importante per l'editing dell'input, per l'esecuzione del codice e per la visualizzazione dei file di output.

Per quanto riguarda la geometria dell'apparato FLUKA utilizza una geometria combinatoria e si basa su due concetti importanti: i corpi e le regioni.

I primi sono corpi solidi chiusi, porzioni finite di spazi (sfere, parallelepipedi, ecc.) o porzioni di spazio semi-infinite (mezzi spazi, cilindri infiniti). Le seconde sono delle zone uniformi costituite da un solo materiale definite secondo una logica booleana come l'unione, l'intersezione o la sottrazione di diversi corpi, inoltre ogni punto deve appartenere ad una ed una sola regione [82].

Il *BLACK HOLE* è una regione particolare, finita, che deve essere sempre presente e comprendere ogni altra regione definita nella simulazione. Questa regione si comporta come un assorbitore totale, ogni particella che entra nel black hole non viene più seguita dal programma.

I materiali in FLUKA sono identificati da un nome e da un numero, o indice del materiale e possono essere elementi semplici o composti.

Il software prevede 25 materiali predefiniti e fornisce una tabella in cui ne elenca il nome, il numero di indice, la densità, il numero e il peso atomico. Si possono definire anche nuovi materiali utilizzando la card MATERIAL.

Inoltre se il materiale non è un singolo elemento o isotopo ma un composto è necessario specificare la sua composizione atomica tramite la card COMPOUND. Una volta definiti tutti i materiali da assegnare alle regioni è necessario specificare di quale materiale sia costituita ogni regione tramite l'opzione ASSIGNMAT.

Un rivelatore equivale ad uno strumento di misura presente all'interno del software Monte Carlo. Un'opzione di scoring comunemente

usata è USRBDX, essa definisce un rivelatore nell'attraversamento di confine e può calcolare una fluenza o una corrente. Un'altra card utilizzata è USRBIN che definisce la distanza percorsa da una particella all'interno di una regione.

Nelle opzioni di scoring un'altra card che viene utilizzata è USER-DUMP, essa va ad attivare la routine mgdraw.f, definita dall'utente, che consente di scrivere su un file dove vengono registrati tutti gli eventi di trasporto. Ogni routines ha un'apposita card da inserire nel file di input.

#### 4.4 Simulazione

Con l'utilizzo del software FLUKA è stata simulata l'interazione di una fascio di protoni che incide su un target di una dato materiale.

Lo schema della simulazione è mostrato in Figura 4.1:

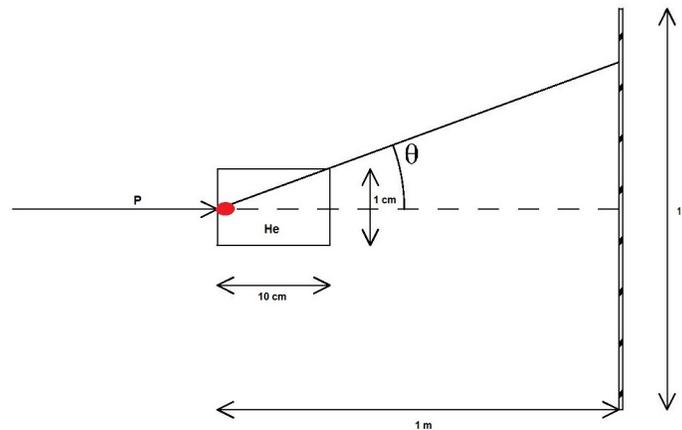


Figura 4.1: Schema della simulazione di un fascio di protoni che incide su un bersaglio di elio.

Il fascio, con sezione circolare, ha un raggio di  $r = 10^{-5} \text{ cm}$ , energia di  $E = 6.5 \text{ TeV}$  e una divergenza in impulso nulla. Tali parametri sono stati impostati tramite l'opzione BEAM, mentre la posizione e la direzione sono state definite attraverso la card BEAMPOS.

Tale fascio va ad incidere su un bersaglio cilindrico di raggio  $r = 1 \text{ cm}$  e altezza  $h = 10 \text{ cm}$ .

Nelle simulazioni le dimensioni del bersaglio sono le stesse mentre il materiale varia, i materiali utilizzati sono:

- idrogeno liquido con densità  $\rho = 0.0708 \text{ g/cm}^3$ ;
- elio gassoso con densità  $\rho = 1.78 \cdot 10^{-4} \text{ g/cm}^3$ .
- elio liquido con densità  $\rho = 0.125 \text{ g/cm}^3$ .

L'idrogeno liquido e l'elio gassoso sono due dei materiali predefiniti di FLUKA, mentre l'elio liquido è stato definito attraverso le card MATERIAL e COMPOUND nelle quali si può specificare il nome e la densità del materiale.

Il rivelatore è costituito da un cilindro di raggio  $R = 100 \text{ cm}$  e altezza  $H = 0.0001 \text{ cm}$ .

La geometria complessiva della simulazione è formata quindi da quattro regioni e da quattro corpi:

- Blackhole  $\rightarrow$ sfera;
- Void  $\rightarrow$ sfera;
- Target  $\rightarrow$ sfera;
- Regione di scoring  $\rightarrow$  cilindro.

Il Blackhole si comporta come un assorbitore e quindi deve essere presente in ogni simulazione.

Al Void e alla regione cilindrica è stato assegnato il vuoto per non avere interazioni tra i protoni del fascio e altri tipi di materiale oltre a quello del target.

Il numero di eventi primari e quindi di protoni simulati è di  $10^8$ .

Per quanto riguarda le opzioni di scoring la card utilizzata è USER-DUMP per attivare la routines mgdraw.f, la quale registra tutti gli eventi di trasporto e li scrive su un file.

Le variabili registrate da tale routines sono: l'id, la posizione X, la posizione Y, l'energia, l'impulso e il coseno dell'angolo formato dalla direzione del fascio e la direzione della particella uscente.

I valori ottenuti dalla simulazione sono poi stati analizzati con ROOT, considerando le restrizioni imposte dal rivelatore LHCb descritto nel capitolo successivo.

## Capitolo 5

# Large Hadron Collider beauty

Il sistema SMOG, *System Measuring the Overlap with Gas*, utilizzato nell'esperimento LHCb al *Large Hadron Collider* è stato realizzato per misurare la luminosità di LHCb. Questo sistema è in grado di fornire anche un target fisso all'interno di LHCb.

In questo capitolo verrà descritto l'apparato sperimentale di LHCb e in particolare il sistema SMOG e il suo utilizzo come target fisso.

### 5.1 Caratteristiche LHC

Il *Large Hadron Collider* [83] è un acceleratore protone-protone e per ioni pesanti ed è situato al CERN di Ginevra sul confine tra Svizzera e Francia. L'acceleratore si sviluppa lungo un anello di  $4.3\text{ km}$  di raggio a circa  $100\text{ m}$  di profondità.

Le energie di progetto di LHC nel centro di massa sono rispettivamente di  $14\text{ TeV}$  per l'interazione protone-protone e di  $5.52\text{ TeV}$  per l'interazione tra ioni pesanti e la luminosità nominale è di  $L = 10^{34}\text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

LHC si avvale dell'SPS (*Super Proton Synchrotron*) come iniettore e di una catena di acceleratori, mostrata in Figura 5.1, che permette di aumentare l'energia dei protoni estratti dall'idrogeno gassoso.

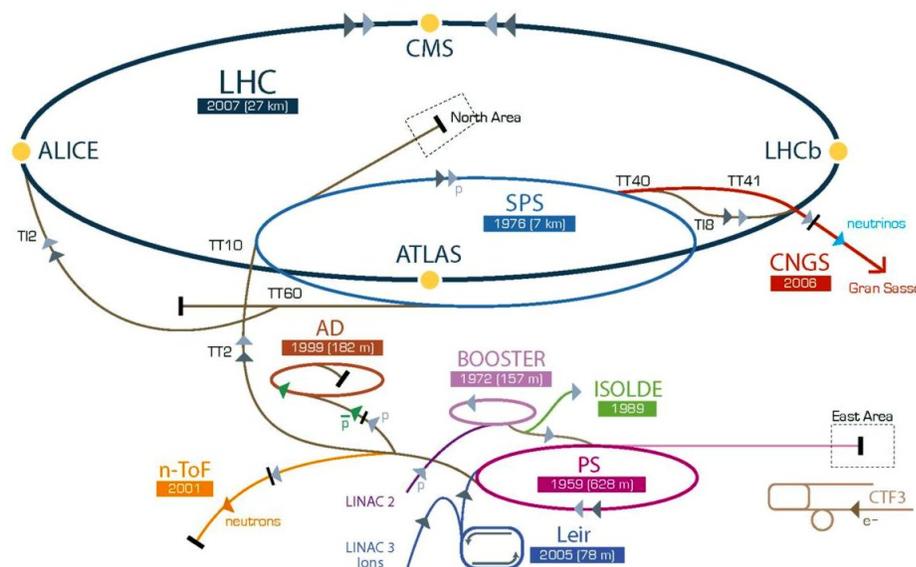


Figura 5.1: Catena di acceleratori del CERN. Il fascio di protoni è accelerato inizialmente nel LINAC fino ad energie di circa  $50 \text{ MeV}$ , successivamente dal *booster* che porta l'energia a  $1 \text{ GeV}$ . I protoni sono quindi immessi nel PS (*Proton Synchrotron*) dove raggiungono un'energia di  $25 \text{ GeV}$ , a questo punto entrano nell'SPS (*Super Proton Synchrotron*) nel quale sono accelerati fino a  $450 \text{ GeV}$  per essere quindi iniettati in LHC per l'accelerazione finale a  $7 \text{ TeV}$  [84].

Il fascio di protoni è accelerato inizialmente da un acceleratore lineare (LINAC) fino ad energie di circa  $50 \text{ MeV}$ , successivamente un acceleratore circolare, *booster*, porta l'energia a  $1 \text{ GeV}$ . I protoni sono quindi immessi nel PS (*Proton Synchrotron*) dove raggiungono un'energia di  $25 \text{ GeV}$ , a questo punto entrano nell'SPS nel quale sono accelerati fino a  $450 \text{ GeV}$  per essere quindi iniettati in LHC per l'accelerazione finale a  $7 \text{ TeV}$ .

All'interno della *beam pipe* di LHC i fasci non sono continui ma divisi in pacchetti di protoni, detti *bunches*, ciascun fascio di protoni è diviso in 2808 *bunches*, ciascuno contenente  $1.15 \cdot 10^{11}$  protoni, distanziati spazialmente e temporalmente di  $25 \text{ ns}$  l'uno dall'altro.

I due fasci di protoni o di ioni circolano in direzioni opposte, la loro curvatura si ottiene grazie all'utilizzo di 1232 dipoli magnetici superconduttori costituiti da spire di Niobio-Titanio (NbTi), tenuti a

temperature criogeniche di  $1.9\text{ K}$ , ottenute con 120 tonnellate di elio superfluido, che generano un campo magnetico di  $8.4\text{ T}$ . Inoltre un sistema di quadrupoli magnetici, posti prima degli esperimenti, consente la focalizzazione dei due fasci.

Le principali caratteristiche tecniche di LHC sono riportate in Tabella 5.1:

Quantità	Valori
circonferenza ( $m$ )	26659
temperatura di lavoro dei magneti ( $K$ )	1.9
numero magneti	9593
numero di dipoli principali	1232
numero di quadrupoli principali	392
numero di cavità a radiofrequenza per fascio	8
energia protoni ( $TeV$ )	7
energia ioni ( $TeV/nucleone$ )	2.76
intensità massima campo magnetico ( $T$ )	8.33
luminosità di progetto ( $cm^{-2}s^{-1}$ )	$10^{34}$
numero di pacchetti di protoni per fascio	2808
numero di protoni per pacchetto (in partenza)	$1.1 \cdot 10^{11}$
numero di protoni al secondo ( $s^{-1}$ )	$3.5 \cdot 10^{18}$
minima distanza tra i pacchetti ( $m$ )	$\sim 7$
minima distanza tra i pacchetti ( $ns$ )	25
raggio fascio ( $\mu m$ )	16.6
numero di giri per secondo	11245
numero di collisioni per secondo (milioni)	600

Tabella 5.1: Parametri tecnici principali di LHC.

## 5.2 Esperimenti di LHC

Nei quattro punti di collisione dei fasci sono installati i principali esperimenti di LHC:

- ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*): studia le collisioni tra nuclei di piombo: ha l'obiettivo di studiare stati di aggregazione della materia di elevate densità alle quali si ipotizza la formazione del *Quark Gluon Plasma*, uno stato della materia presente nei primi istanti del BigBang [85].

- ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) e CMS (*Compact Muon Solenoid*): studiano le interazioni fondamentali delle particelle ad alte energie e ad alto momento trasverso, per la verifica del Modello Standard e la ricerca del bosone di Higgs, recentemente scoperto, e la fisica oltre il Modello Standard (BSM). Differiscono per le tecnologie impiegate e per i metodi di misura delle traiettorie e degli impulsi delle particelle prodotte nelle collisioni [86, 87].
- LHCb (*Large Hadron Collider beauty*): progettato per studiare la violazione della simmetria CP, nel settore del quark beauty, utilizzando i decadimenti di mesoni B. LHCb verrà descritto in maggior dettaglio nel prossimo capitolo [88].

Oltre ad essi, esistono anche due esperimenti minori:

- TOTEM (*TOTAL Elastic and diffractive cross section Measurement*): è un esperimento dedicato a misurare la sezione d'urto totale, la sezione d'urto elastica e le modalità degli urti tra protoni in LHC e consente di ottenere una calibrazione assoluta della luminosità di LHC, il parametro fondamentale che determina il numero degli urti tra protoni [89].
- LHCf (*Large Hadron Collider forward*): si occupa di raccogliere dati sulle particelle neutre prodotte molto vicino alla direzione del fascio durante le collisioni p-p. I dati raccolti serviranno per verificare i modelli teorici che descrivono cosa succede ai raggi cosmici di altissima energia quando entrano nell'atmosfera [90].

### 5.3 LHCb

LHCb è un esperimento progettato per lo studio della fisica dei quark pesanti, lo scopo è quello di ricercare evidenze indirette della fisica oltre il Modello Standard. LHCb è in grado di misurare con alta precisione la violazione di CP e i decadimenti rari di adroni B.

Nella Figura 5.2 è mostrato l'esperimento LHCb nel piano  $y - z$ , l'asse  $y$  è positivo verso l'alto ed è posto lungo la direzione del campo magnetico, l'asse  $z$  è determinato dalla direzione del fascio, positivo dal punto di interazione verso il rivelatore di muoni:

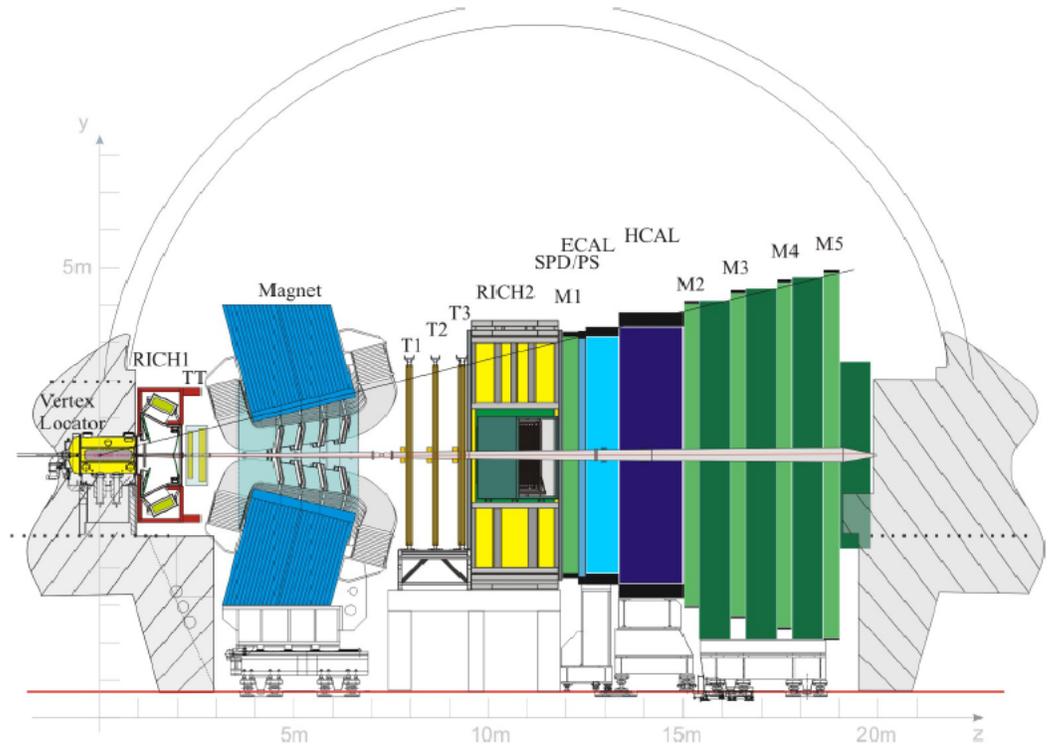


Figura 5.2: Vista esperimento LHCb nel piano  $y - z$  [88].

Il rivelatore LHCb [88] è uno spettrometro a braccio singolo si estende per 20 metri lungo la direzione della *beam-pipe*, la copertura angolare è compresa tra circa  $20$  e  $300\text{ mrad}$  ( $250\text{ mrad}$ ) nel piano  $x - z$  ( $y - z$ ), tale differenza è causata dalla presenza di un magnete dipolare che curva la traiettoria delle particelle cariche nel piano  $x - z$ . Il corrispondente intervallo di pseudorapidità  $\eta$  è  $2.5 < \eta < 4.5$ .

La scelta di questa geometria, simile a quella di un esperimento a bersaglio fisso, è giustificata dal fatto che ad alte energie gli adroni contenenti i quark  $b$  e  $\bar{b}$  sono prodotti nella regione in avanti o indietro,

quindi a piccoli angoli, rispetto al punto di collisione, come mostrato dalla distribuzione angolare in Figura 5.3.

LHCb raccoglie informazioni riguardo l'identità, la traiettoria, l'impulso e l'energia di ogni particella prodotta dalla collisione.

La luminosità di LHCb è di  $L = 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , circa 50 volte più bassa rispetto a quella di LHC.

Tale valore per la luminosità ha il vantaggio di avere un unico vertice primario per ogni collisione tra bunch in modo da ricostruire il vertice di decadimento dei B con una buona risoluzione, condizione necessaria per misure di precisione. La luminosità può essere ridotta attraverso un sistema di focalizzazione dei fasci nel punto d'interazione di LHCb (IP8).

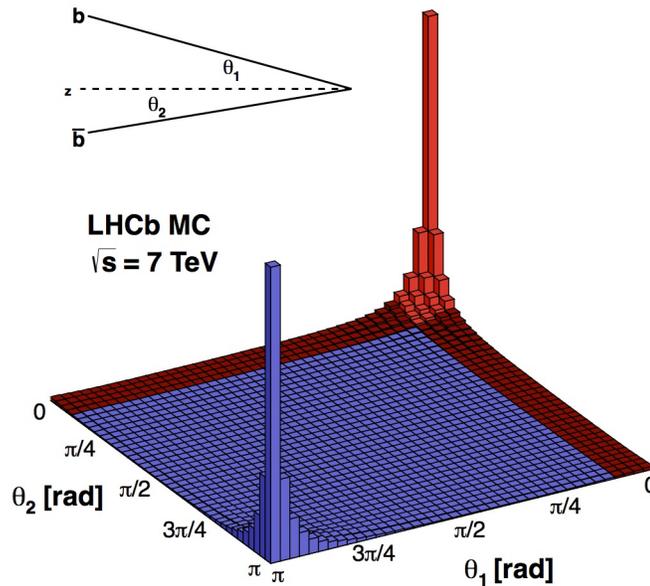


Figura 5.3: Distribuzione dell'angolo polare dei quark  $b$  e  $\bar{b}$  prodotti [91].

### 5.3.1 Descrizione apparato sperimentale

LHCb è formato da un sistema di tracciatura per particelle cariche e da un sistema di identificazione di particelle. Il sistema di tracciatura include un dipolo magnetico non superconduttore, un rivelatore di vertice e due serie di tracciatori posti subito prima e subito dopo il campo magnetico (TT e T1-T2-T3). Il sistema di identificazione di particelle è formato da due rivelatori Cherenkov (*Ring Image Cherenkov*, RICH), un calorimetro elettromagnetico, uno adronico e da un sistema di rivelazione dei muoni.

Vediamo in dettaglio i componenti dell'apparato sperimentale:

- **VELO** (VErtex LOcator):

è costruito attorno alla regione di interazione tra i protoni [92].

La funzione di questo rivelatore è quella di determinare la posizione dei vertici primari e secondari di decadimento e dei corrispondenti parametri d'impatto.

Il VELO, come mostrato in figura 5.2, è costituito da una serie di stazioni di rivelatori a microstrisce di silicio posti perpendicolarmente alla direzione del fascio. Ogni stazione è costituita da due dischi segmentati che forniscono una misura delle coordinate polari, azimutale ( $\varphi$ ), e radiale ( $r$ ), e coprono un angolo di  $182^\circ$ .

L'elettronica del VELO è basata sul chip di frontend chiamato BEETLE CHIP.

- **TT** (chiamato Trigger Tracker o anche Tracker Turicensis):

questo rivelatore [88] è posizionato tra il VELO e il magnete. Il suo scopo è quello di ricostruire le tracce delle particelle con basso impulso che vengono curvate dal magnete e finiscono fuori l'angolo di accettazione di LHCb. Il rivelatore TT misura anche le particelle che decadono all'esterno del VELO a causa della loro vita media lunga. Il TT ha una copertura in accettazione pari a quella massima dell'esperimento.

- **Magnete**

Il magnete [93], posizionato tra i rivelatore TT e T1, viene utilizzato per la misura del momento delle particelle cariche, è un magnete dipolare in grado di generare un campo orientato verticalmente (lungo l'asse  $y$ ) con un valore massimo di  $1.1 T$ . La polarità del campo viene periodicamente invertita per ridurre gli errori sistematici introdotti da un'eventuale asimmetria del rivelatore lungo l'asse  $x$ .

Il magnete è costituito da due bobine di 27 tonnellate a forma trapezoidale e montate all'interno di un'armatura di acciaio di 1450 tonnellate. Ciascuna bobina è costituita da 10 strati ricoperti da circa 3000  $m$  di cavi di alluminio.

- **Tracker principale composto dalle stazioni T1, T2, T3:**

le tre stazioni si trovano tra il magnete e i calorimetri.

Sono divise in due parti: IT [94] (*inner tracker*), basato su strip di silicio, ha lo scopo di ricostruisce le tracce che oltrepassano il campo magnetico mantenendosi vicine alla linea di fascio e OT [95] (*outer tracker*), basato su straw tube (camera a drift a forma di tubo sottile), è l'ultimo rivelatore di traccia di LHCb ed è usato per la ricostruzione di tracce per la regione di accettazione non coperta dall'IT.

- **Rivelatori RICH:**

Lo scopo di questi rivelatori [96] è l'identificazione delle particelle, la quale ricopre un ruolo importante nello studio dei decadimenti della fisica del flavour. I rivelatori Cherenkov sono in grado di separare le particelle in modo da distinguere i processi fisici dal fondo.

Questi rivelatori servono per misurare l'angolo di Cherenkov  $\theta_c$ , legato alla velocità della particella dalla formula 5.1:

$$\cos\theta_c = \frac{1}{n\frac{v}{c}} \quad (5.1)$$

dove  $v$  è la velocità della particella,  $n$  è l'indice di rifrazione del mezzo e  $c$  è la velocità della luce. In Figura 5.4 è riportata la distribuzione

dell'angolo  $\theta_c$  in funzione dell'impulso di varie particelle. Per un determinato angolo particelle diverse emettono luce con angoli Cherenkov diversi.

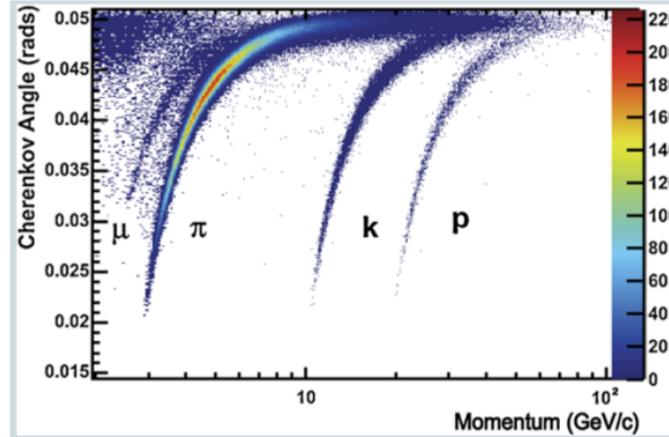


Figura 5.4: Dipendenza dell'angolo  $\theta_c$  rispetto al momento [96].

Ci sono due rivelatori ad anelli Cherenkov, il RICH1 che si trova tra il VELO e il magnete e il RICH2 che è posizionato tra i tracker T1, T2, T3 e i calorimetri.

In particolare, il RICH1 è sensibile ad un intervallo di momento tra 1 e 60  $GeV/c$ , mentre il RICH2 è ottimizzato per valori di momento tra 15 e 100  $GeV/c$ . Questa differenza è dovuta ai diversi radiatori utilizzati: aerogel e  $C_4F_{10}$  per il RICH1 e  $CF_4$  per il RICH2.

- **Calorimetro elettromagnetico (ECAL) e calorimetro adronico (HCAL):**

un calorimetro è un sistema in grado di misurare l'energia e la posizione di una particella. Le particelle interagiscono con il materiale che costituisce il calorimetro generando uno sciame; la radiazione prodotta viene raccolta e misurata permettendo di stimare l'energia della particella incidente. I materiali di cui sono costituiti i calorimetri sono caratterizzati da due grandezze, la lunghezza di interazione elettromagnetica (o lunghezza di radiazione)  $X_0$  e la lunghezza di interazione adronica  $\lambda_I$ .

I calorimetri [97] sono posti ad una distanza di circa 12 metri dal punto d'interazione. Sono inoltre presenti due detector, PS (*preshower*) e una matrice di scintillatori SPD (*scintillating pad detector*) che aiutano a distinguere fotoni, elettroni e adroni.

I moduli costituenti ECAL (celle) consistono in un'alternanza di piani di materiale scintillatore e di piombo forati; nei fori sono fatte passare delle fibre WLS che convertono e convogliano la radiazione raccolta dagli scintillatori ai tubi fotomoltiplicatori.

HCAL è costituito invece da piani di ferro, scintillatori e fibre a spostamento di lunghezza d'onda (WLS) che raccolgono la radiazione prodotta dagli scintillatori.

- **Rivelatori di muoni:**

I rivelatori di muoni [98] riescono ad identificare e a misurare il momento trasverso dei muoni penetranti, questi rivelatori sono fondamentali per effettuare le selezioni di trigger e l'analisi di canali importanti.

Sono formati da 5 stazioni rettangolari, identificate con  $M1 \div M5$  posizionate lungo la linea di fascio e ricoprono un' accettanza angolare da 20 (16) a 306 (258) *mrad* nel piano  $x - z$  ( $y - z$ ).

## 5.4 Cristalli piegati

Come abbiamo visto nel capitolo precedente l'accettanza di LHCb in termini di  $\eta$  è di  $2.5 < \eta < 4.5$ , per aumentare il rate di produzione di antiprotoni e quindi aumentare l'intervallo di pseudorapidità si potrebbe inserire un bersaglio secondario all'interno di LHCb. Nella Figura 6.1(a) è mostrato lo schema di LHCb e nella 6.1(b) sono indicate le regioni, all'interno del cerchio rosso, in cui è possibile inserire un bersaglio, i punti scelti per posizionare il bersaglio di elio liquido sono indicati dalle barre blu e verde.

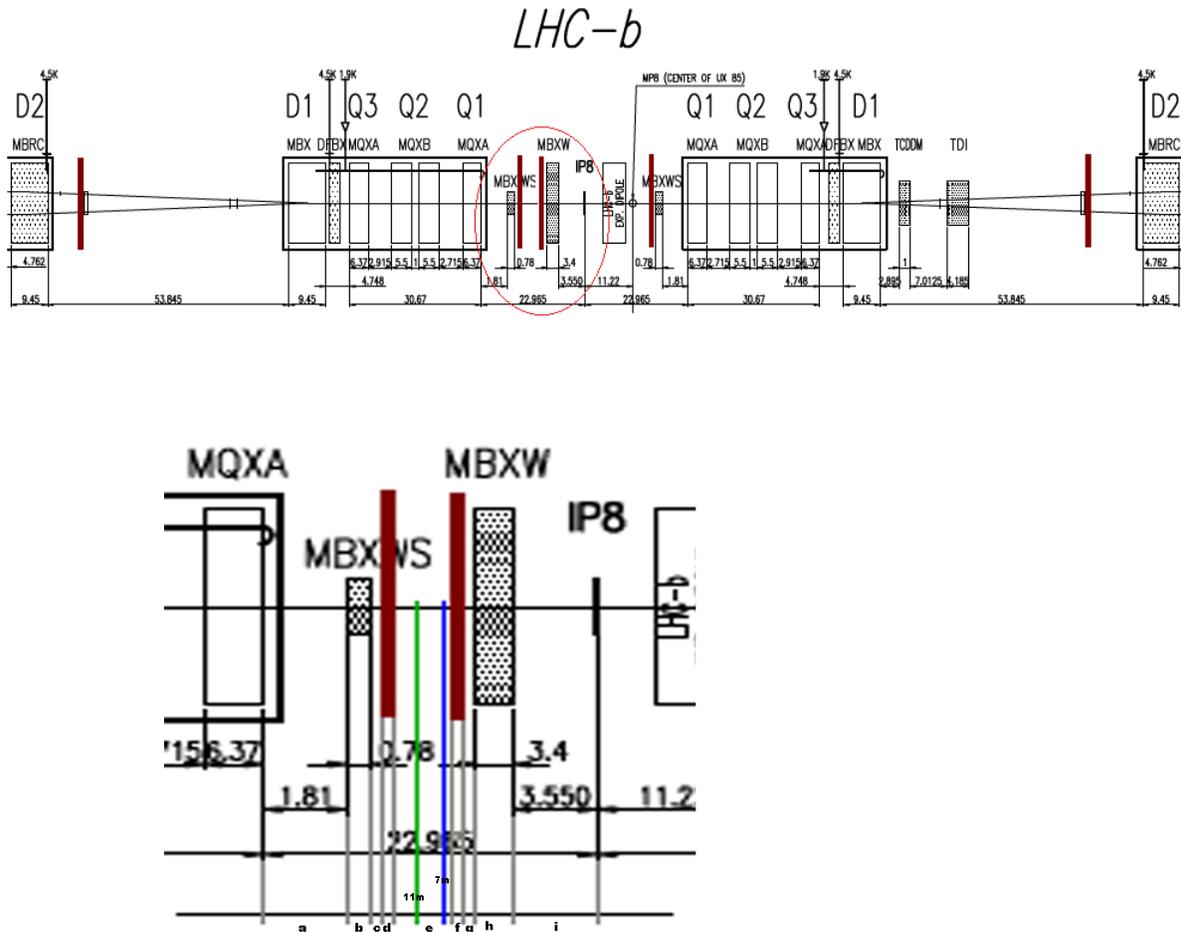


Figura 5.5: (a) Schema LHCb. (b) a,c,e,g,i sono le regioni in cui è possibile posizionare un target, le barre blu e verde indicano i punti scelti per le simulazioni.

Il motivo di tale scelta verrà spiegato nel prossimo capitolo.

Un cristallo piegato è in grado di estrarre e deviare il fascio di particelle cariche, come verificato dall'esperimento UA9 del Large Hadron Collider [103, 104], in questo modo è possibile far incidere il fascio su un bersaglio fisso inserito all'interno di LHCb.

Questo è possibile grazie alla struttura interna regolare del cristallo che permette alle particelle incidenti ad angoli prossimi alle direzioni del reticolo di muoversi in regioni chiamate canali. Una volta entrate

in questi canali le particelle seguono la struttura cristallina, quindi un cristallo piegato modifica la traiettoria delle particelle del fascio.

La condizione da considerare nel caso dei cristalli piegati è:

$$R \gg \omega \quad (5.2)$$

dove  $R$  è il raggio di curvatura e  $\omega$  è lo spessore del cristallo, questa condizione è necessaria per non rovinare la struttura interna del cristallo. Il principio di funzionamento è mostrato in Figura 5.6:

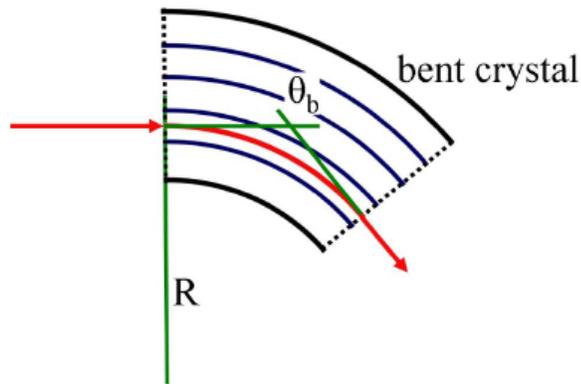


Figura 5.6: Rappresentazione schematica della propagazione del fascio nel cristallo.

Il cristallo è in grado di estrarre un numero di protoni  $N_p = 10^8 p/s$ .

## 5.5 SMOG

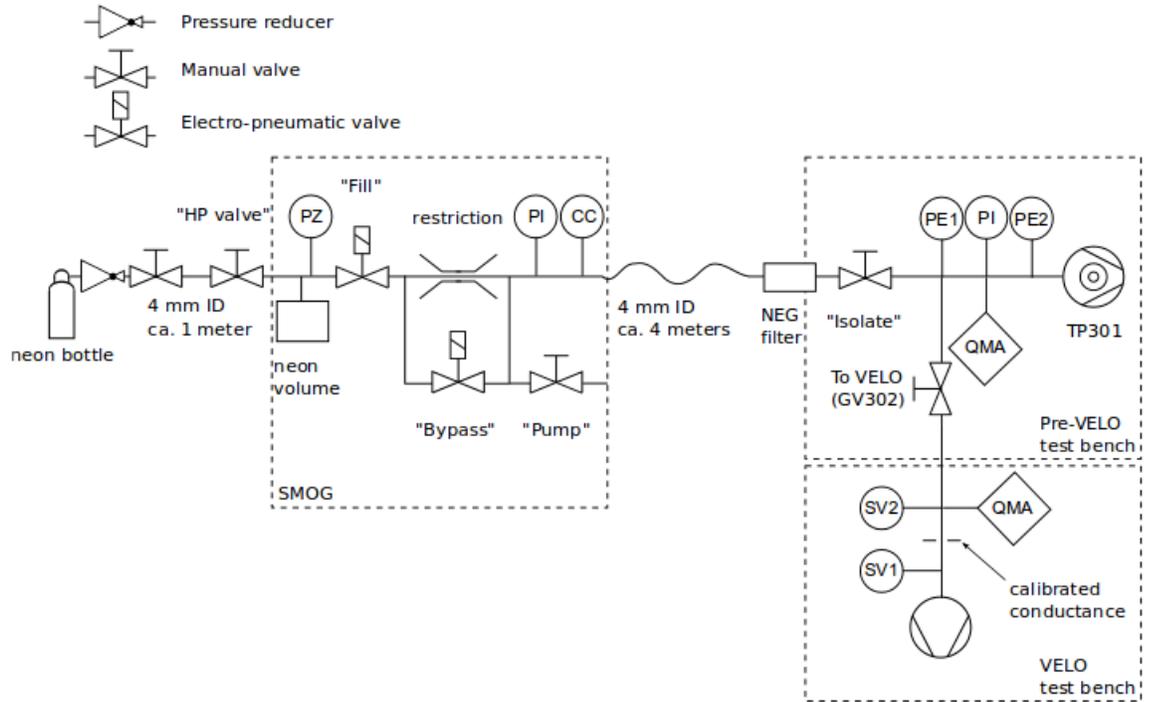


Figura 5.7: Schema SMOG [99].

SMOG [100] (*System Measuring the Overlap with Gas*) è un sistema di iniezione di gas, viene utilizzato nell'esperimento LHCb per iniettare gas a bassissima pressione nella camera a vuoto del VELO.

Il gas utilizzato in questo sistema è il Neon (Ne) [101].

Come mostrato nella Figura 5.5, SMOG è installato vicino al VELO, è collegato al pre-VELO tramite un sistema di tubi di lunghezza 4 m. Il pre-VELO a sua volta è collegato al VELO attraverso una valvola.

Le valvole "Fill" e "Bypass" sono valvole elettro-pneumatiche controllate dal software mentre le valvole "HP", *High Pressure*, e "Pump" sono manuali.

La *bottle gas* ad alta pressione e il riduttore di pressione sono connessi alla valvola HP, in questa configurazione la pressione del gas che arriva alla valvola *Fill* è compresa tra  $1 e 4 bar$ .

Tale sistema viene utilizzato per fare misure di luminosità assoluta con il metodo *beam-gas imaging*, il quale si basa sui vertici di interazione tra il fascio e il gas presente nel punto di interazione.

SMOG permette di stabilizzare la pressione del Neon all'interno del VELO a  $p \sim 10^{-7} mbar$ , questa pressione si può confrontare con la pressione residua  $p \sim 10^{-9} mbar$  composta per lo più da idrogeno e metano.

LHCb ha aperto la strada all'uso di un gas come target fisso in LHC per il metodo del beam-gas imaging, infatti SMOG oltre a fornire misure di luminosità può essere utilizzato anche come target fisso.

Per questo secondo utilizzo di SMOG i possibili tipi di target sono costituiti da idrogeno o da gas nobili: He, Ne, Ar, Kr, Xe.

Utilizzando un target di elio è possibile studiare con SMOG il flusso di antiprotoni prodotti nell'interazione  $p - He$  e confrontarlo con il flusso di antiprotoni secondari dei raggi cosmici.

Questo è possibile poichè le energie degli antiprotoni rivelati nei raggi cosmici sono dell'ordine di  $E \sim 10 - 100 GeV$  e le energie dei protoni, che interagiscono con il mezzo interstellare, tali da creare antiprotoni di queste energie sono dell'ordine del  $TeV$ .

Una verifica preliminare, per il possibile studio con SMOG, del flusso degli antiprotoni nei raggi cosmici è stata effettuata, da Alessia Tricomi come descritto in [102], attraverso la simulazione dell'interazione p-p con PYTHIA. L'energia dei protoni simulati è  $E = 6.5 TeV$  e i valori in input per la luminosità, per la sezione d'urto totale p-p, per il numero di protoni simulati e per il tempo di presa dati sono rispettivamente:  $L = 6 \cdot 10^{27} cm^{-2}s^{-1}$ ,  $\sigma_{pp}^{tot} = 47 mbar$ ,  $N_{int} = 10^7$  e  $t = 3.6 \cdot 10^4$ .

I risultati ottenuti da questa simulazione per il numero di antiprotoni totali prodotti e per la sezione d'urto degli antiprotoni so-

no:  $N_{\bar{p}} = 3.4 \cdot 10^6$  e  $\sigma(pp \rightarrow p\bar{X}) = 13 mb$ , mentre il numero di antiprotoni rivelato da LHCb è di  $N_{\bar{p}LHCb} = 4 \cdot 10^5$ .

Nel prossimo capitolo queste stime ottenute dalla simulazione Monte Carlo verranno confrontate con quelle ottenute dalla simulazione di protoni su idrogeno effettuata con il software FLUKA.

## Capitolo 6

# Risultati della simulazione

I principali processi di produzione di antiprotoni nei raggi cosmici, come scritto nel terzo capitolo, sono dovuti all'interazione dei protoni costituenti i raggi cosmici con l'idrogeno e l'elio presenti nel mezzo interstellare. Le reazioni si possono scrivere in questo modo:

- $p + p \longrightarrow p + p + p + \bar{p}$  (56%);
- $p + He \longrightarrow \bar{p} + X$  (24%).

In questo capitolo verranno descritte le simulazioni con target di elio liquido e di idrogeno liquido.

### 6.1 Elio liquido

In questa simulazione il target è costituito da elio liquido con una densità di  $\rho = 0.125g/cm^3$ , il numero di protoni del fascio simulati è  $N_p = 10^8$ , l'energia è  $E = 6.5TeV$  e le dimensioni del fascio sono  $r = 10^{-5} cm$ . La luminosità integrata data dalla formula 6.1:

$$L = \frac{N_p N_A \rho l}{PM} \quad (6.1)$$

dove è  $N_p$  è il numero di protoni simulati,  $N_A = 6.02 \cdot 10^{23}$  è il numero di Avogadro,  $\rho, l$  e  $PM$  rappresentano rispettivamente la densità, la

lunghezza e il peso molecolare del bersaglio, in questa simulazione è di  $L = 1.8 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}$ .

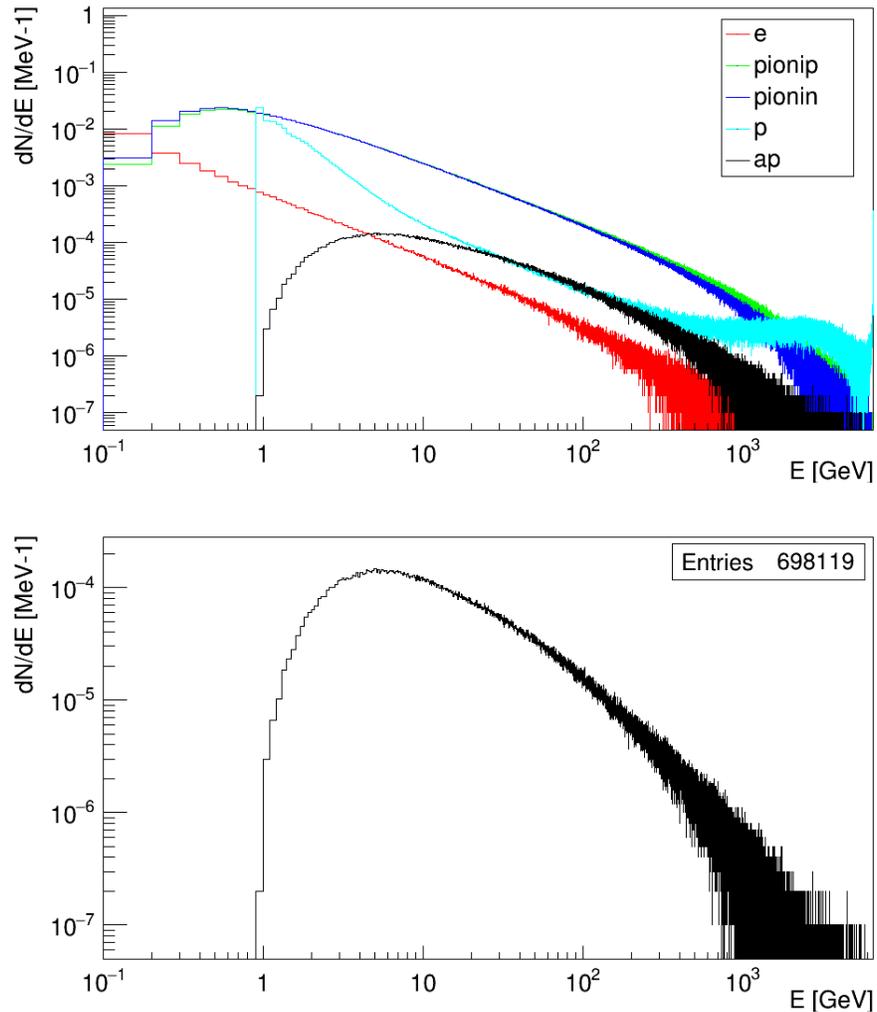


Figura 6.1: (a) Spettro,  $\bar{p}$ ,  $p$ ,  $e^-$ ,  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ . La curva nera rappresenta gli antiprotoni, quella celeste i protoni, quella rossa gli elettroni e infine la curva verde e la curva blu rappresentano rispettivamente i pioni positivi e quelli negativi. (b) Spettro antiprotoni. Gli spettri sono normalizzati al numero di protoni simulati  $N_p = 10^8$ .

La distanza tra il punto di interazione e il rivelatore è  $L = 1 \text{ m}$  e le particelle considerate nella simulazione sono:

- antiprotoni;

- protoni;
- elettroni;
- pioni positivi  $\pi^+$ ;
- pioni negativi  $\pi^-$ .

Nella Figura 6.1(a) è mostrato il flusso delle particelle rivelate, (b) è mostrato solo il flusso degli antiprotoni:

La curva nera rappresenta gli antiprotoni, quella celeste i protoni, quella rossa gli elettroni e infine la curva verde e quella blu rappresentano rispettivamente i pioni positivi  $\pi^+$  e quelli negativi  $\pi^-$ .

Dalla Figura 6.1 si evince che i principali prodotti dell'interazione  $p - He$  sono  $\pi^+$  e  $\pi^-$ , il picco dei pioni,  $\pi^+$  e  $\pi^-$ , si trova a  $E \simeq 1 GeV$ .

Inoltre si può notare che una parte dei protoni del fascio attraversa il bersaglio senza subire interazioni con il target, infatti arriva al rivelatore con energia  $E = 6.5 TeV$ , i processi che stiamo considerando sono elastici o quasi elastici infatti l'energia rivelata è la stessa dei protoni iniziali simulati.

Dalla Figura 6.1(b) si evince che lo spettro degli antiprotoni ha un picco per  $E \simeq 4 GeV$  e decade bruscamente per energie minori, poichè l'energia di soglia in questo processo è di  $E \sim 3 GeV$ .

Il numero totale di antiprotoni stimati dalla simulazione è  $N_{sim} = 698119$ .

La distribuzione del rate  $\frac{N_{\bar{p}}}{N_p}$  in funzione dell'angolo di emissione  $\theta$ , è mostrata in Figura 6.2:

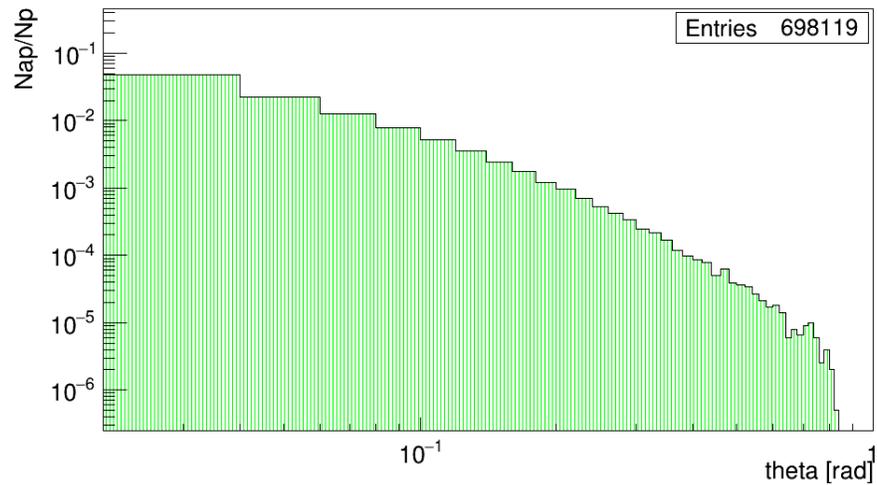


Figura 6.2: Distribuzione del rate  $\frac{N_{\bar{p}}}{N_p}$  in funzione dell'angolo  $\theta$ .

Il rate  $\frac{N_{\bar{p}}}{N_p}$  diminuisce all'aumentare dell'angolo  $\theta$ , ciò indica che la maggior parte degli antiprotoni viene emessa con piccoli angoli.

Per comprendere meglio la dipendenza del rate di antiprotoni dall'angolo di emissione vediamo come varia la quantità  $\frac{dN}{dEd\Omega}$  in funzione dell'energia per diversi intervalli di  $\theta$ .

Gli intervalli considerato sono:

- 0 - 22 mrad;
- 66 - 110 mrad;
- 198 - 286 mrad;
- 374 - 506 mrad.

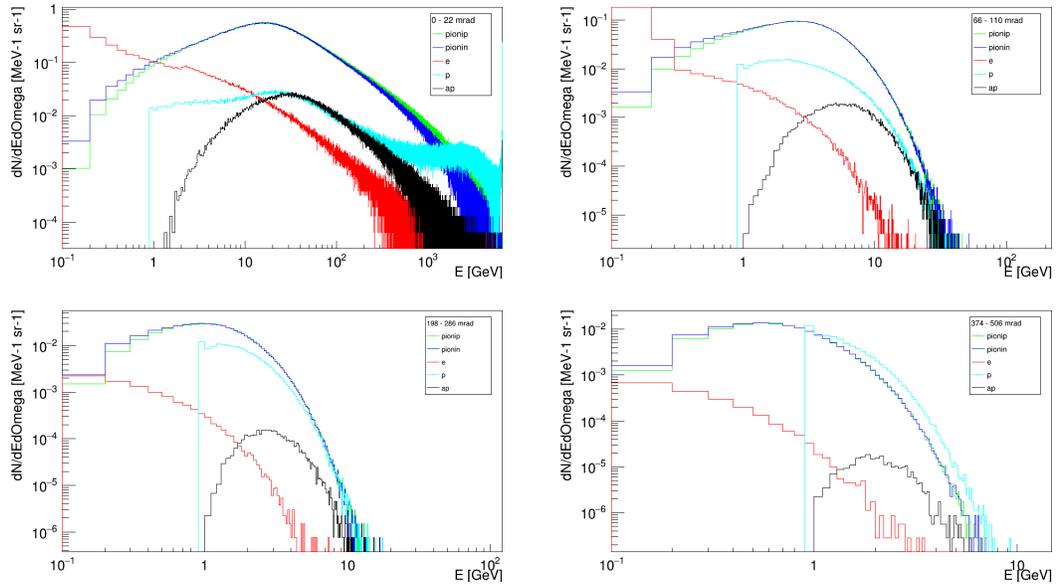


Figura 6.3:  $dN/dE d\Omega$  in funzione delle energia  $E$  nell'intervallo (a)  $0 < \theta < 22 \text{ mrad}$  (b)  $66 < \theta < 110 \text{ mrad}$  (c)  $198 < \theta < 286 \text{ mrad}$  (d)  $374 < \theta < 506 \text{ mrad}$ . La curva nera rappresenta gli antiprotoni, quella grigia i protoni, quella rossa gli elettroni e infine la curva verde e quella blu rappresentano rispettivamente i pioni positivi e quelli negativi.

Dalla Figura 6.3 si nota che all'aumentare dell'angolo  $\theta$  diminuisce il picco delle particelle e lo spettro si stringe, inoltre il picco si sposta verso energie sempre più basse. Come mostrato nella Figura 6.3(a) il picco dei  $\pi^+$  e quello dei  $\pi^-$  si trova a  $E \simeq 11 \text{ GeV}$ , quello dei protoni a  $E \simeq 10 \text{ GeV}$ , nella Figura 6.3(b) il picco dei  $\pi^+$  e quello dei  $\pi^-$  si trova a  $E \simeq 4 \text{ GeV}$ , quello dei protoni a  $E \simeq 2 \text{ GeV}$ , nella Figura 6.3(c) il picco dei  $\pi^+$ , dei  $\pi^-$  e dei protoni si trova a  $E \simeq 1 \text{ GeV}$ , infine nell'ultima Figura 6.3(d) il picco dei  $\pi^+$  e quello dei  $\pi^-$  si trova a  $E \leq 1 \text{ GeV}$ , mentre quello dei protoni a  $E \simeq 1 \text{ GeV}$ .

Il confronto tra gli spettri degli antiprotoni nei diversi intervalli è mostrato in Figura 6.5 :

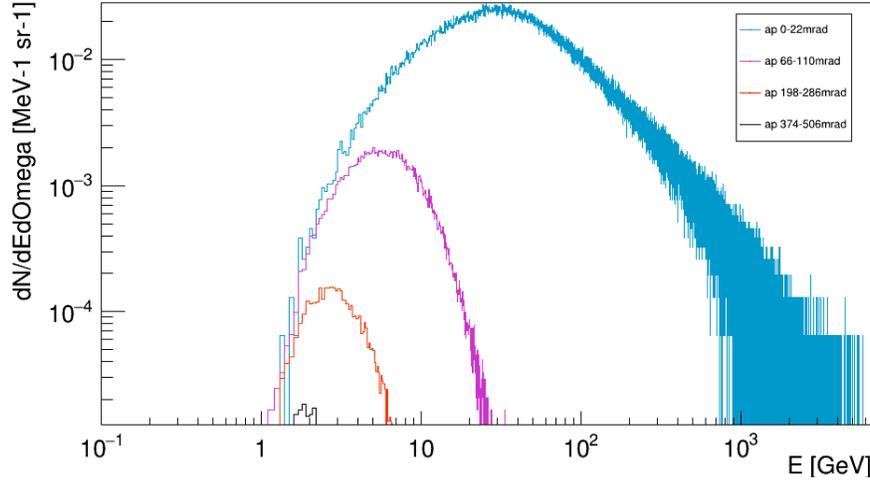


Figura 6.4:  $dN/dEd\Omega$  in funzione delle energia  $E$  per gli antiprotoni, nei seguenti intervalli:  $0 < \theta < 22 \text{ mrad}$  rappresentato dalla curva azzurra,  $66 < \theta < 110 \text{ mrad}$  curva viola,  $198 < \theta < 286 \text{ mrad}$  curva arancione e infine  $374 < \theta < 506 \text{ mrad}$  rappresentato dalla curva nera.

Nel grafico la curva azzurra corrisponde all'intervallo  $0 < \theta < 22 \text{ mrad}$ , quella viola a  $66 < \theta < 110 \text{ mrad}$ , quella arancione all'intervallo  $198 < \theta < 286 \text{ mrad}$  ed infine quella nera a  $374 < \theta < 506 \text{ mrad}$ , i rispettivi valori sono:  $E \simeq 12 \text{ GeV}$ ,  $E \simeq 5 \text{ GeV}$ ,  $E \simeq 3 \text{ GeV}$ ,  $E \simeq 2 \text{ GeV}$ .

Questo grafico evidenzia che all'aumentare dell'angolo  $\theta$  il flusso degli antiprotoni diminuisce e che il picco si sposta a energie sempre più basse.

Quando si misura l'angolo di emissione delle particelle una quantità importante da considerare è la pseudorapidità  $\eta$ , definita come:

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (6.2)$$

Per alti valori di  $\eta$  si parla di “direzione in avanti”, cioè lungo l'asse del fascio.

Vediamo la distribuzione dell'impulso trasverso in funzione della pseudorapidità, mostrata nella Figura 6.6:

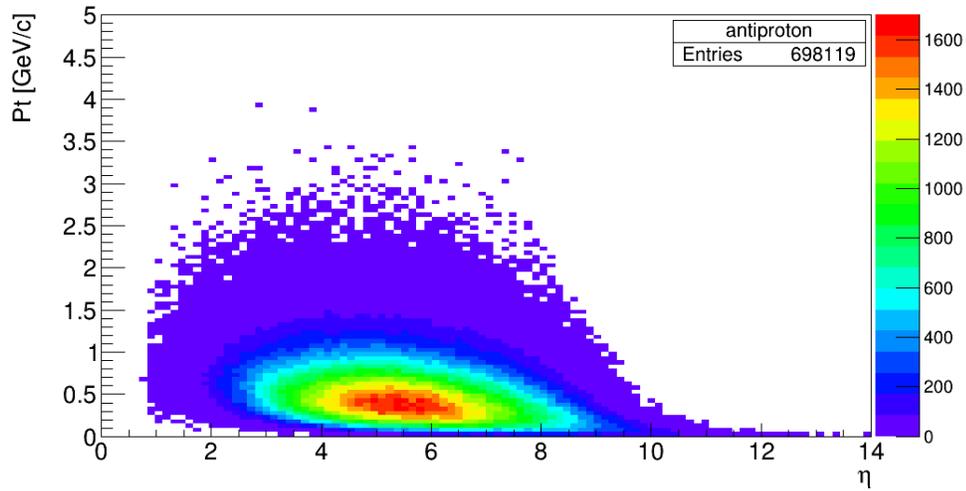


Figura 6.5: Distribuzione dell'impulso trasverso  $p_t$  in funzione della pseudorapidità  $\eta$  degli antiprotoni prodotti dalla simulazione.

Dal grafico si evince che gli antiprotoni aumentano all'aumentare di  $\eta$ , la concentrazione maggiore, evidenziata in rosso, si ha per valori di  $\eta$  compresi tra  $3.9 < \eta < 6.9$  e per piccoli valori dell'impulso trasverso  $P_t \sim 0.5 \text{ GeV}/c$ .

Poichè i rivelatori di LHCb sono ottimizzati per misurare tracce di particelle in avanti, possiamo analizzare l'andamento di  $dN/dE$  in funzione dell'energia  $E$  e l'andamento dell'impulso trasverso in funzione della pseudorapidità nell'intervallo di accettazione di LHCb. Quest'intervallo in termini di pseudorapidità  $\eta$  è compreso tra  $2.5 < \eta < 4.5$ , quindi in termini di angolo  $\theta$  l'intervallo è  $0.022 < \theta < 0.164 \text{ mrad}$ .

Un'altra restrizione di cui tenere conto è quella sull'impulso delle particelle:  $p > 10 \text{ GeV}$  che risulta essere indispensabile per identificare le diverse particelle.

Nella Figura 6.6(a) è mostrato lo spettro delle particelle rivelate nell'intervallo di pseudorapidità di LHCb, nella Figura 6.6(b) è mostrato lo spettro degli antiprotoni:

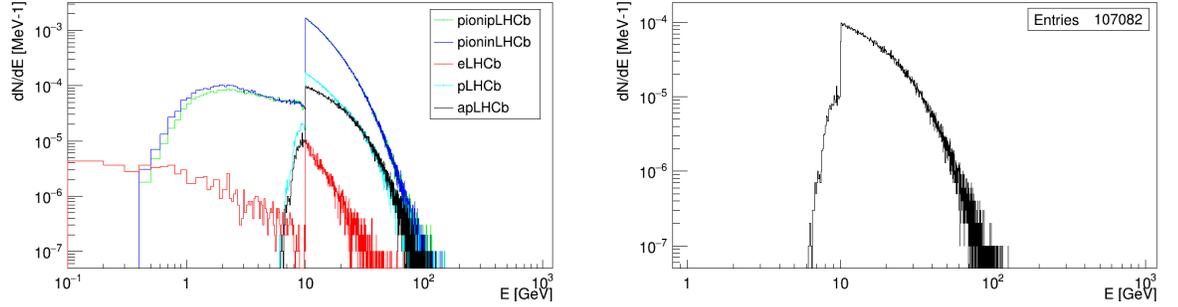


Figura 6.6:  $dN/dE$  in funzione dell'energia  $E$  nell'intervallo  $2.5 < \eta < 4.5$  e per  $p > 10 \text{ GeV}$  (a) per  $p, \bar{p}, e^-, \pi^+, \pi^-$ , (b) antiprotoni. La curva nera rappresenta gli antiprotoni, quella celeste i protoni, quella rossa gli elettroni e infine la curva verde e quella blu rappresentano rispettivamente i pioni positivi e quelli negativi.

Il numero di antiprotoni rivelato da LHCb è  $N_{LHCb} = 107082 \sim \frac{1}{7} N_{sim}$ .

La distribuzione dell'impulso trasverso  $p_t$  degli antiprotoni in funzione della pseudorapidità  $\eta$  nell'intervallo di LHCb è mostrata in Figura 6.7:

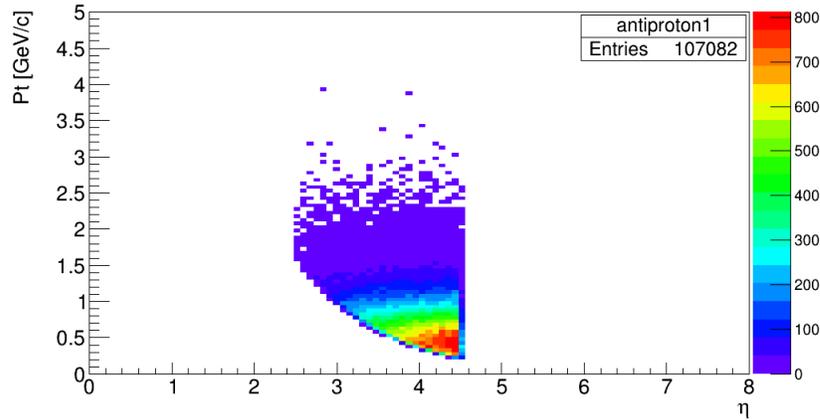


Figura 6.7: Distribuzione dell'impulso trasverso  $p_t$  in funzione della pseudorapidità  $\eta$  degli antiprotoni rivelati nell'intervallo  $2.5 < \eta < 4.5$  e con  $p > 10 \text{ GeV}$ .

Solo una piccola porzione di antiprotoni viene rivelata con questo intervallo di pseudorapidità, ciò avviene perchè come abbiamo visto nella Figura 6.2, gli antiprotoni vengono emessi principalmente con

piccoli angoli e in questo caso l'angolo minimo di emissione è  $\theta_{min} \simeq 0.022 \text{ mrad}$ .

Un metodo per rivelare gli antiprotoni emessi ad angoli  $\theta < \theta_{min}$  è quello di aumentare la distanza tra il punto di interazione e il rivelatore.

Come si evince dalla Figura 6.1 le regioni indicate con a, c, e, g, i sono quelle libere in cui può essere inserito il target, i punti scelti indicati sono quelli indicati dalle barre blu e verde, i valori corrispondenti sono rispettivamente:

- $L = 7.5 \text{ m}$ ;
- $L = 11 \text{ m}$ .

Il primo punto è stato scelto perchè con questa distanza l'intervallo di pseudorapidità passa da  $2.5 < \eta < 4.5$  a  $4.5 < \eta < 6.5$ ; il secondo è stato scelto per aumentare  $\eta_{max}$  fino a coprire tutta la regione rossa della Figura 6.5, infatti in questo caso l'intervallo della pseudorapidità diventa  $4.9 < \eta < 6.9$ .

### 6.1.1 Distanza $L = 7.5 \text{ m}$

Nella simulazione con  $L = 7.5 \text{ m}$  l'intervallo in termini di angolo  $\theta$  diventa  $0.00296 < \theta < 0.022 \text{ mrad}$ , si possono quindi rivelare le particelle per angoli molto piccoli. Lo spettro delle particelle e quello degli antiprotoni nel nuovo intervallo di LHCb sono mostrati in Figura 6.8:

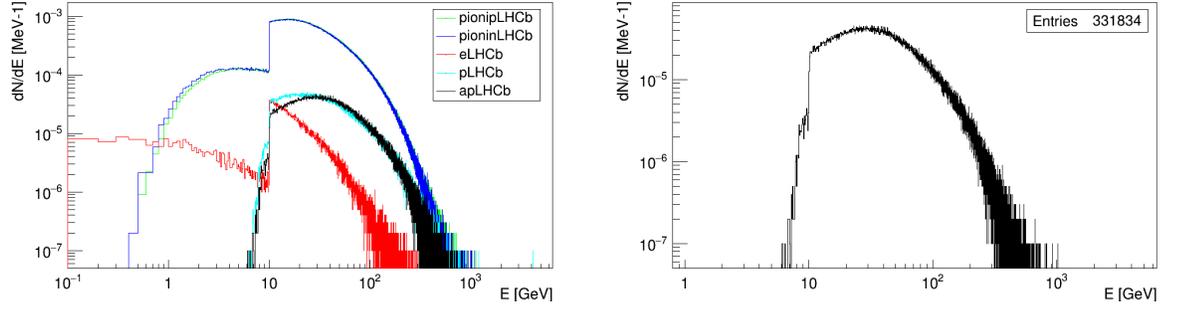


Figura 6.8:  $dN/dE d\Omega$  in funzione dell'energia  $E$  per  $L = 7.5 m$ , nell'intervallo  $4.5 < \eta < 6.5$  e per  $p > 10 GeV$  (a) per  $p, \bar{p}, e^-, \pi^+, \pi^-$ , (b) antiprotoni. La curva nera rappresenta gli antiprotoni, quella celeste i protoni, quella rossa gli elettroni e infine la curva verde e la curva blu rappresentano rispettivamente i pioni positivi e quelli negativi.

Il valore del picco dei  $\pi^+, \pi^-$  e dei protoni è di  $E \simeq 20 GeV$ , il picco degli antiprotoni si trova a  $E \simeq 30 GeV$ , rispetto al caso precedente si è spostato verso energie più alte e lo spettro è più largo.

Vediamo nella Figura 6.9 come varia la distribuzione dell'impulso trasverso in funzione di  $\eta$ :

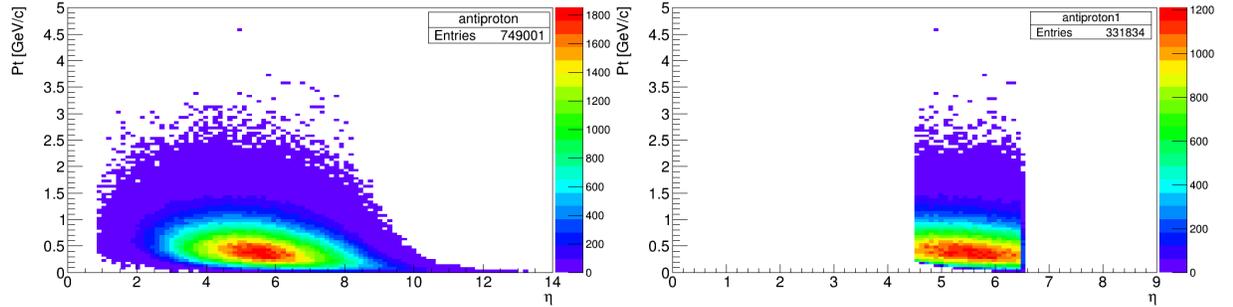


Figura 6.9: Distribuzione dell'impulso trasverso  $p_t$  in funzione della pseudorapidità  $\eta$  (a) degli antiprotoni prodotti dalla simulazione, (b) degli antiprotoni rivelati nell'intervallo  $4.5 < \eta < 6.5$  e con  $p > 10 GeV$ .

In questa simulazione l'intervallo di pseudorapidità permette di rivelare un numero maggiore di antiprotoni:  $N_{LHCb} = 331834 \sim \frac{1}{2} N_{sim}$ , in questo caso  $N_{sim} = 749001$ .

### 6.1.2 Distanza $L = 11 m$

Nella simulazione con  $L = 11 m$  l'intervallo di pseudorapidità  $4.9 < \eta < 6.9$  in termini di angolo è  $0.00202 < \theta < 0.015 mrad$ .

Lo spettro delle particelle nel nuovo intervallo di LHCb è mostrato in Figura 6.10:

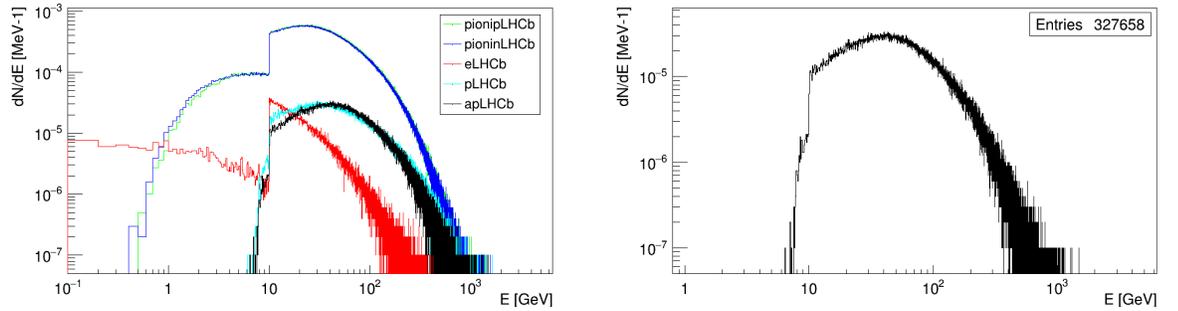


Figura 6.10:  $dN/dEd\Omega$  in funzione dell'energia  $E$  per  $L = 11 m$ , nell'intrevallo  $4.9 < \eta < 6.9$  e per  $p > 10 GeV$  (a) per  $p, \bar{p}, e^-, \pi^+, \pi^-$ , la curva nera rappresenta gli antiprotoni, quella celeste i protoni, quella rossa gli elettroni e infine la curva verde e quella blu rappresentano rispettivamente i pioni positivi e quelli negativi. (b) antiprotoni.

Il picco degli antiprotoni si trova a  $E \simeq 40 GeV$ , come nel caso precedente il picco si è spostato verso energie più alte e lo spettro è più largo, anche per i pioni e per i protoni si può notare lo stesso cambiamento.

Nella Figura 6.11 è mostrata la distribuzione dell'impulso trasverso in funzione della pseudorapidità:

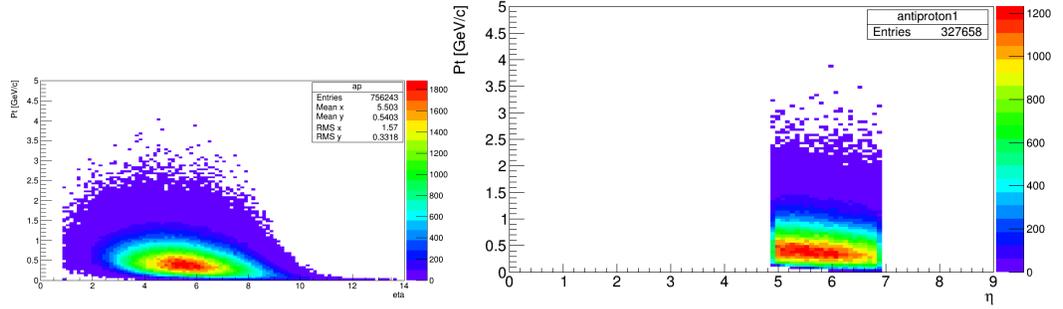


Figura 6.11: Distribuzione dell'impulso trasverso  $p_t$  in funzione della pseudorapidi-  
tà  $\eta$  (a) degli antiprotoni prodotti dalla simulazione, (b) degli antiprotoni rivelati  
nell'intervallo  $4.9 < \eta < 6.9$  e con  $p > 10$  GeV.

L'intervallo con la maggiore concentrazione di antiprotoni è  $4.5 < \eta < 7$ . Anche in questa simulazione l'intervallo di pseudorapidi-  
tà permette di rivelare un numero maggiore di antiprotoni:  $N_{LHCb} = 327658 \sim \frac{1}{2}N_{sim}$ , in questo caso  $N_{sim} = 756243$ .

## 6.2 Elio gassoso

In questa simulazione il bersaglio è costituito da elio con densità  $\rho = 1.78 \cdot 10^{-4} g/cm^3$ , il numero di protoni simulati e l'energia del fascio sono rispettivamente di  $N_p = 10^8$  e  $E = 6.5$  TeV. La luminosità integrata è  $L = 1.8 \cdot 10^{31} cm^{-2}$ .

Questa simulazione è stata effettuata con elio gassoso poichè all'in-  
terno di SMOG si può avere solo un target fisso costituito da gas e solo  
per la distanza tra il punto di interazione e il rivelatore di  $L = 1$  m.

L'andamento del rate di antiprotoni  $\frac{N_{\bar{p}}}{N_p}$  è lo stesso dei casi prece-  
denti, ovvero diminuisce all'aumentare di  $\theta$ .

Nella Figura 6.12 sono mostrati (a) lo spettro degli antiprotoni e  
(b) l'impulso trasverso  $p_T$  in funzione della pseudorapidi-  
tà  $\eta$ :

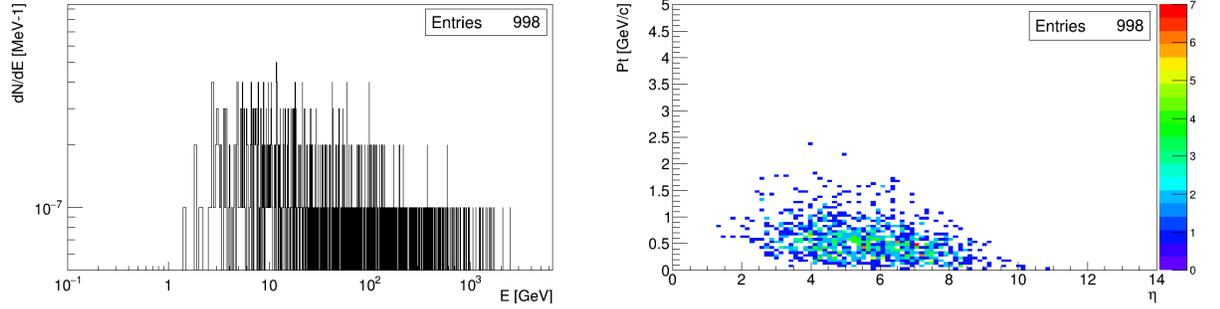


Figura 6.12: (a) Spettro antiprotoni prodotti dalla simulazione con bersaglio di elio gassoso. (b) Distribuzione dell'impulso trasverso  $p_T$  in funzione della pseudorapidità  $\eta$ .

Dalla Figura 6.12 si evince che il rate  $\frac{N_{\bar{p}}}{N_p}$ , come ci aspettavamo, è molto più basso rispetto alla precedente poichè la densità dell'elio gassoso è di  $\rho_{Hegas} \sim 10^{-3} \rho_{Heliq}$ .

Lo spettro degli antiprotoni e la distribuzione dell'impulso trasverso nell'intervallo di LHCb sono mostrati in Figura 6.13:

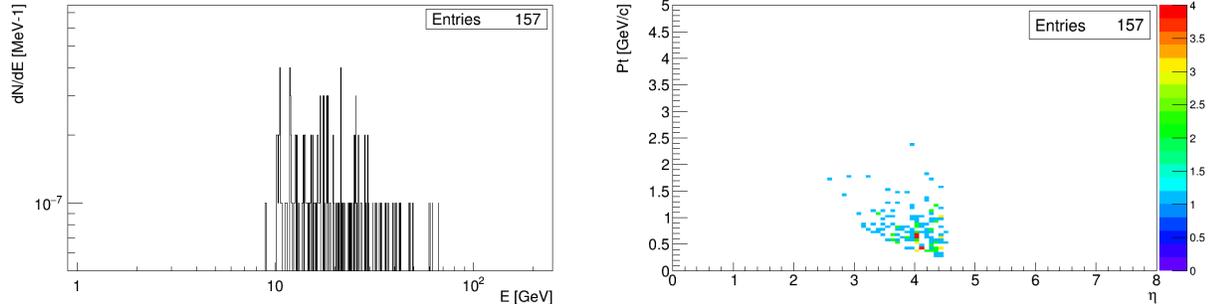


Figura 6.13: (a) Spettro antiprotoni prodotti dalla simulazione con bersaglio di elio gassoso. (b) Distribuzione dell'impulso trasverso  $p_T$  in funzione della pseudorapidità  $\eta$ , nell'intervallo di LHCb

Gli antiprotoni rivelati da LHCb sono  $\sim \frac{1}{9}$  di quelli totali, inoltre lo spettro ottenuto nell'intervato di pseudorapidità di LHCb è più stretto rispetto a quello della simulazione totale.

Questi dati saranno poi utilizzati per calcolare il tempo di presa dati necessario utilizzando il sistema SMOG in tale configurazione.

### 6.3 Idrogeno gassoso

Oltre alla simulazione di protoni su elio è stata effettuata quella di protoni su idrogeno per confrontare i dati con quelli ottenuti da PYTHIA visti nel precedente capitolo.

In questa simulazione il target è costituito da idrogeno gassoso, la densità è di  $\rho = 8.99 \cdot 10^{-5} g/cm^3$ , il numero di protoni simulati è  $N_p = 10^8$  e l'energia del fascio è  $E = 6.5 TeV$ .

Lo spettro e l'impulso trasverso  $p_T$  in funzione di  $\eta$  sia per la simulazione che nell'intervallo di LHCb sono mostrati in Figura 6.14:

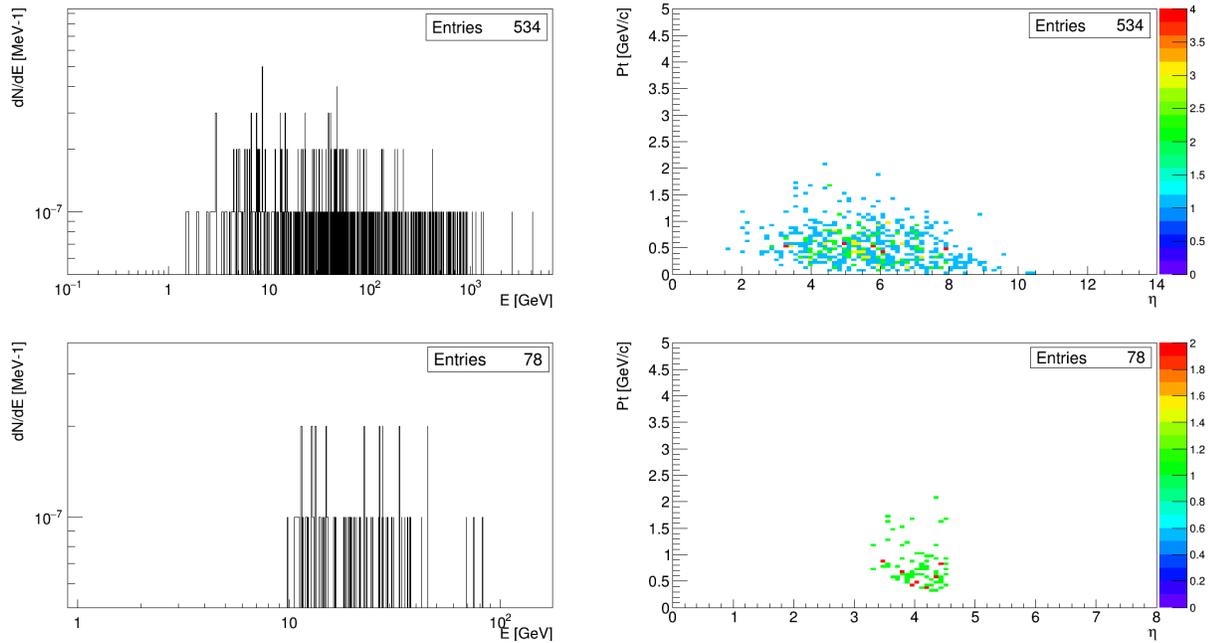


Figura 6.14: (a) Spettro antiprotoni prodotti dalla simulazione con bersaglio di elio gassoso. (b) Distribuzione dell'impulso trasverso  $p_T$  in funzione della pseudorapidità  $\eta$ . (a) Spettro antiprotoni prodotti dalla simulazione con bersaglio di elio gassoso. (b) Distribuzione dell'impulso trasverso  $p_T$  in funzione della pseudorapidità  $\eta$ , nell'intervallo di LHCb.

Queste stime possono essere confrontati con quelli del capitolo precedente, in questo caso il valore della luminosità integrata è di  $L = 2.7 \cdot 10^{28} cm^{-2}$  e il numero degli antiprotoni totali prodotti è dell'or-

dine di  $N_{\bar{p}} = 5.34 \cdot 10^2$ , mentre il valore degli antiprotoni rivelati da LHCb è dell'ordine di  $N_{\bar{p}LHCb} = 78$ . Quindi poichè  $R = L \cdot \sigma$ , dove  $R$  è il rate di antiprotoni,  $L$  rappresenta la luminosità e  $\sigma$  è la sezione d'urto del processo considerato, i risultati ottenuti con FLUKA sono consistenti con quelli ottenuti della simulazione con PYTHIA.

In queste simulazioni non sono state considerate: 1) l'efficienza del rivelatore e 2) la contaminazione dovuta al fondo causato dai  $\pi^-$ , questi due problemi saranno trattati nel capitolo successivo.

## Capitolo 7

# Efficienza e contaminazione

Nella misura di produzione di antiprotoni si deve considerare l'efficienza del rivelatore e tener conto del problema della contaminazione dovuta ai pioni negativi  $\pi^-$  che, come abbiamo visto nel capitolo precedente, sono insieme ai  $\pi^+$  i principali prodotti dell'interazione  $p - He$ .

I dati utilizzati per l'efficienza e la reiezione del fondo sono stati forniti da LHCb e sono stati ottenuti con il Metodo di Analisi Statistica Multivariata (MVA) [105][referenza], che permette di ottimizzare la reiezione del fondo e mantenere anche una buona efficienza del segnale. Sono stati effettuati 19 tagli sull'efficienza di reiezione del fondo.

In questo capitolo viene calcolata la significanza statistica di una misura di sezione d'urto  $\sigma_{\bar{p}}$  in presenza di fondo, nelle tre configurazioni discusse nel capitolo precedente.

### 7.1 Significanza statistica

Per ogni valore del taglio è stata misurata sia l'efficienza che la contaminazione, alcuni esempi sono mostrati nella Figura 7.1:

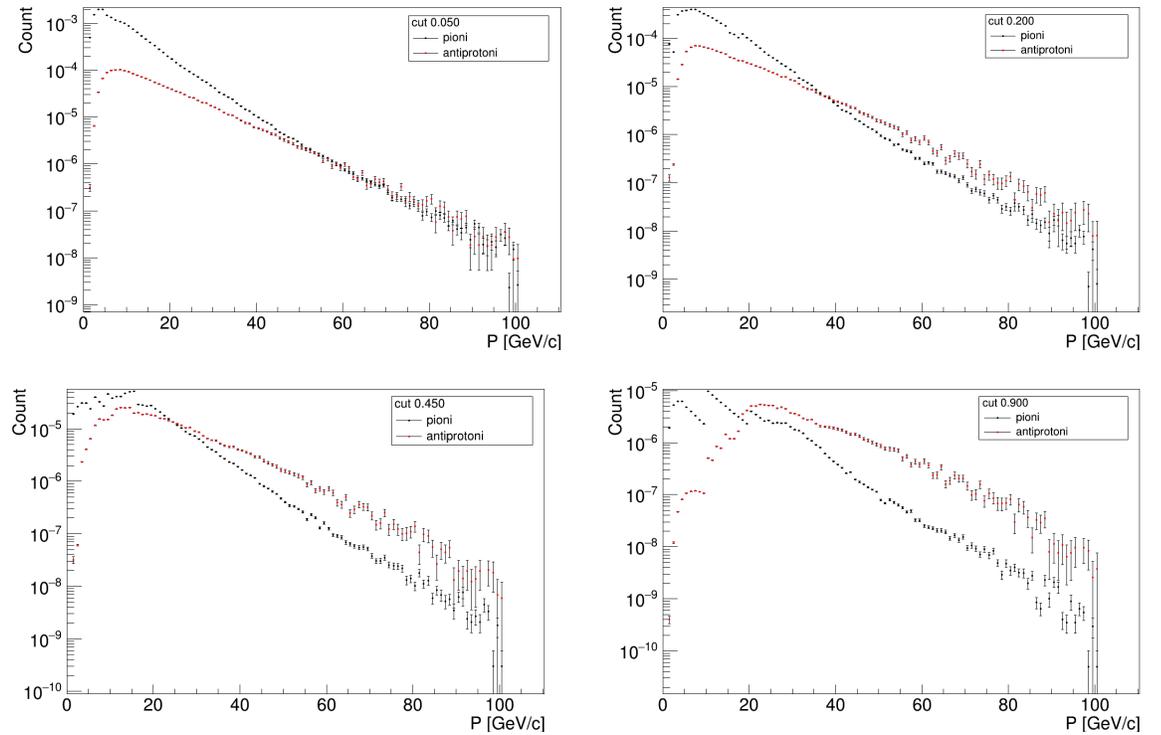


Figura 7.1: Rate di antiprotoni e di pioni in funzione dell'impulso per i valori: (a) cut 0.050, (b) cut 0.200, (c) cut 0.450 e (d) cut 0.900. I cerchi neri indicano i pioni, quelli rossi gli antiprotoni, nella configurazione con  $L = 1m$ .

La Figura 7.1 rappresenta gli spettri ottenuti dalla simulazione in FLUKA moltiplicati per l'efficienza sia dei protoni che dei pioni fornita dalla selezione MVA per i valori dei tagli rispettivamente: 0.050, 0.250, 0.450 e 0.800.

Per tutti e tre i valori della distanza tra il rivelatore e il punto di interazione si osserva che:

- per piccoli valori del taglio l'efficienza della misura di antiprotoni è alta, ma la contaminazione dovuta ai  $\pi^-$  non permette di ottenere informazioni sulla produzione di antiprotoni;
- per valori troppo alti del taglio la contaminazione dei  $\pi^-$  è quasi trascurabile ma l'efficienza della misura del segnale è bassa.

Un metodo per ottenere un buon rapporto tra l'efficienza della misura e la contaminazione è di ottimizzare la significanza statistica, la formula è:

$$\text{significanza statistica} = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (7.1)$$

dove  $S$  indica il segnale che nel nostro caso è dato dagli antiprotoni e  $B$  indica il background dato dai  $\pi^-$ .

Nella Figura 7.2 è mostrato il valore della significanza statistica in funzione dell'impulso per tutti i valori del taglio nel caso di  $L = 1 m$ .

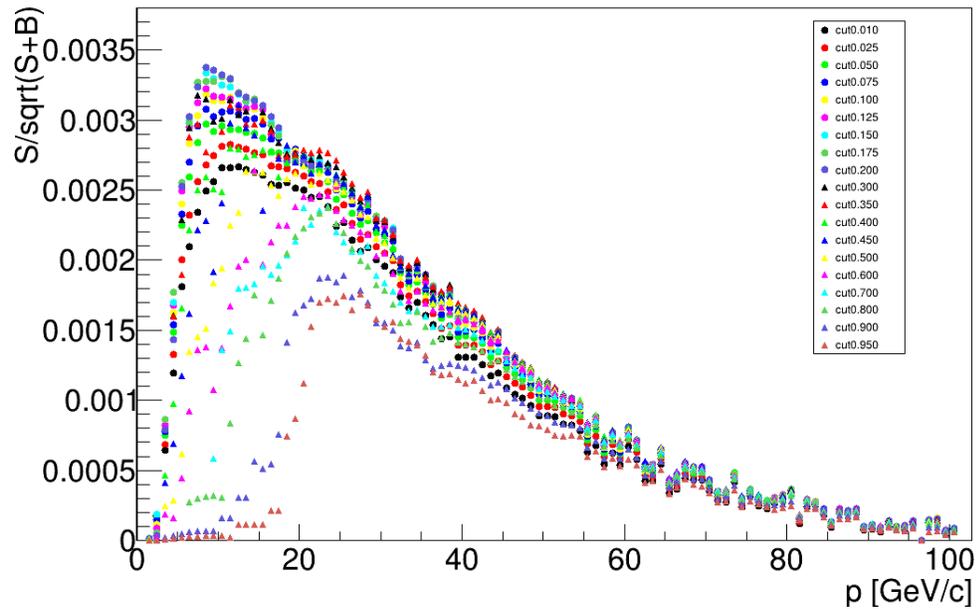


Figura 7.2: Significanza statistica  $S/\sqrt{S+B}$  in funzione dell'impulso nella configurazione con  $L = 1 m$ .

Dalla Figura 7.2 si evince che per valori troppo alti del taglio il valore della significanza statistica è basso e lo stesso accade per i valori più bassi.

I valori dei tagli che ottimizzano la significanza statistica in tutte e tre le configurazioni sono mostrati in Figura 7.3:

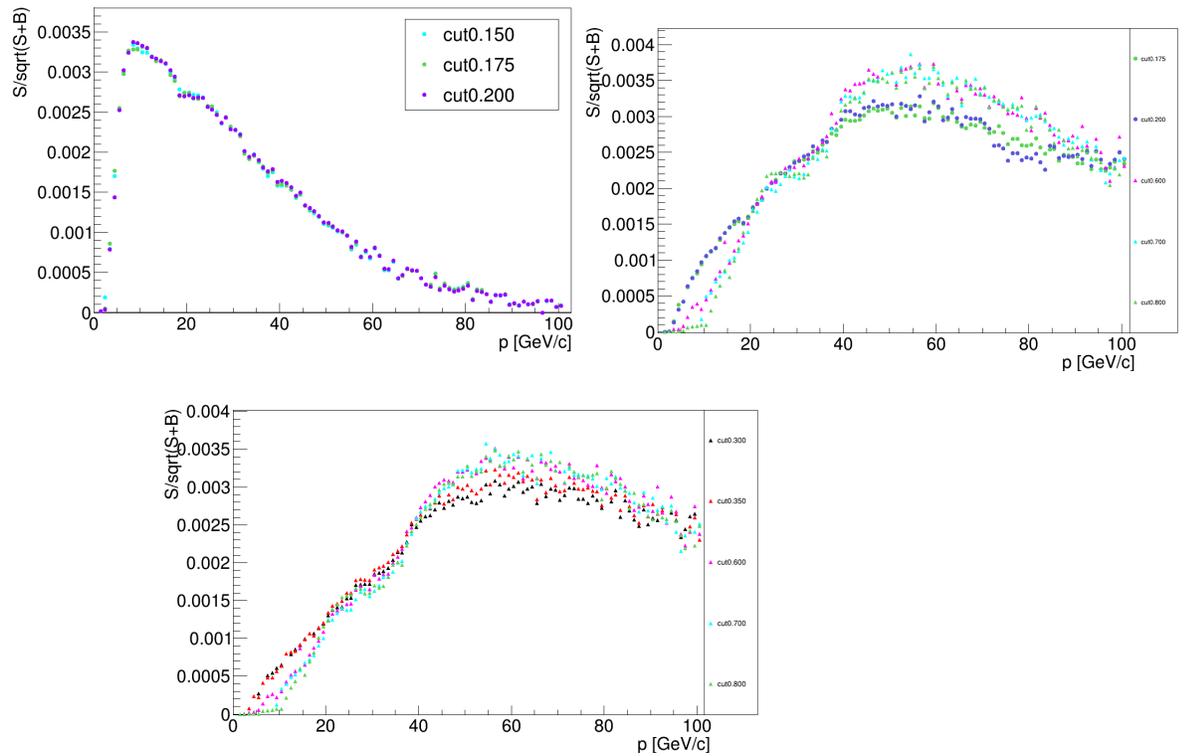


Figura 7.3: Significanza statistica  $S/\sqrt{S+B}$  in funzione dell'impulso (a) per i valori 0.150, 0.175, 0.200, nella configurazione con  $L = 1m$ , (b) per i valori 0.175, 0.200, 0.600, 0.700, 0.800, nella configurazione con  $L = 7.5m$ , (c) per i valori 0.300, 0.350, 0.600, 0.700, 0.800, nella configurazione con  $L = 11m$ .

Come si evince dalla Figura 7.3 per la simulazione con  $L = 1m$  i valori per i quali il segnale si separa maggiormente dal fondo sono: 0.150, 0.175, 0.200. Per  $L = 7.5m$  i tagli che ottimizzano la significanza statistica nell'intervallo di energia  $0 < E < 20GeV$  sono: 0.200 e 0.175, mentre nell'intervallo  $40 < E < 100GeV$  sono: 0.600, 0.700, 0.800, infine nell'intervallo  $20 < E < 40GeV$  i tagli hanno tutti lo stesso andamento. Nella configurazione con  $L = 11m$  i valori dei tagli per separare maggiormente il segnale dal fondo sono: 0.300 e 0.350 per l'intervallo di energia  $0 < E < 20GeV$ , 0.600, 0.700 e 0.800 per l'intervallo  $40 < E < 100GeV$ , mentre nell'intervallo  $20 < E < 40GeV$  l'andamento è lo stesso per tutti i valori come nel caso precedente.

In tutti e tre i casi il valore massimo della significanza statistica, tenendo conto della condizione  $P \geq 10 \text{ GeV}$ , è di:

$$s/\sqrt{s+B} \sim 0.003 \quad (7.2)$$

## 7.2 Tempo di presa dati con un cristallo piegato e con SMOG

Considerando come valore di riferimento per la significanza statistica  $s/\sqrt{s+B} \sim 3$  dobbiamo moltiplicare di un fattore  $10^3$  il risultato ottenuto:

$$\frac{s}{\sqrt{s+B}} \longrightarrow \frac{xs}{\sqrt{xs+xB}} = \sqrt{x} \cdot \frac{s}{\sqrt{s+B}} \quad (7.3)$$

questo implica che il numero di protoni da simulare, per ottenere un buon valore della significanza statistica, deve essere moltiplicato di un fattore  $10^6$  quindi il numero totale di protoni da simulare è di  $N_p = 10^{14}$ .

Vediamo adesso il tempo di presa dati necessario nei due seguenti casi:

- con un fascio estratto da un cristallo piegato che incide su un target di elio liquido;
- con l'utilizzo del sistema SMOG.

Sapendo che un cristallo può estrarre un fascio di  $N_p = 10^8 p/s$ , il tempo necessario di presa dati per ottenere un buon valore della significanza statistica è di  $t = 10^6 s$  che corrisponde ad una presa dati di circa 12giorni.

Per calcolare il tempo di presa dati utilizzando il sistema SMOG consideriamo la significanza statistica ottenuta dalla simulazione con l'elio gassoso.

In questo caso la densità è di  $\rho = 1.78 \cdot 10^{-4} g/cm^3$  e  $s/\sqrt{s+B} \sim 2 \cdot 10^{-4}$ .

Poichè la pressione all'interno di SMOG è di  $P' = 10^{-10} \text{bar}$  dobbiamo considerare un fattore  $\frac{P'}{P} = 10^{-10}$ , dove  $P = 1 \text{bar}$  è la pressione dell'elio utilizzata da FLUKA.

Seguendo il ragionamento descritto sopra e considerando anche in questo caso come valore di riferimento per la significanza statistica  $s/\sqrt{S+B} \sim 3$ , otteniamo:

$$\left( \frac{s}{\sqrt{S+B}} \right)' = \sqrt{1.5 \cdot 10^{-10}} \cdot \frac{s}{\sqrt{S+B}} \quad (7.4)$$

dove  $\left( \frac{s}{\sqrt{S+B}} \right)'$  indica la significanza statistica che si ottiene con una densità di  $\rho = 1.78 \cdot 10^{-14} \text{g/cm}^3$ , quindi

$$\frac{s}{\sqrt{S+B}} \rightarrow \frac{xs}{\sqrt{xS+xB}} = \sqrt{x} \cdot \left( \frac{s}{\sqrt{S+B}} \right)' \quad (7.5)$$

in questo caso  $\sqrt{x} = 10^{18}$ .

Il numero di protoni da simulare in questo caso è  $N_p = 10^{26}$ , sapendo che LHC emette  $N_p = 3.5 \cdot 10^{18} \text{p/s}$ , il tempo necessario di presa dati per ottenere una significanza statistica pari a 3 è  $t = 3.5 \cdot 10^8 \text{s}$  che corrisponde ad una presa dati di circa 10 anni.

# Conclusioni

Questo lavoro di tesi è stato suddiviso in tre parti, nella prima parte vengono descritte le simulazioni dell'interazione di un fascio di protoni che incide su un target di elio liquido, di elio gassoso e di idrogeno liquido tramite l'utilizzo del software Monte Carlo FLUKA.

La seconda parte riguarda lo studio della posizione del target di elio liquido all'interno dell'esperimento LHCb e nella terza parte viene trattata l'ottimizzazione della misura di produzione di antiprotoni ottenuta dalla simulazione utilizzando i valori di efficienza nella misura di antiprotoni e contaminazione, dovuta ai pioni negativi, forniti dall'esperimento LHCb.

I risultati della simulazione indicano che gli antiprotoni vengono emessi principalmente con piccoli angoli quindi l'intervallo di pseudo-rapidità da considerare è  $4.5 < \eta < 7$ .

Lo studio sulla posizione del target indica che i valori della distanza tra il punto di interazione e il rivelatore per coprire l'intervallo di  $\eta$  sono:  $7.5 m$  e  $11 m$ .

Infine, per la simulazione con il bersaglio di elio liquido, con una luminosità integrata di  $L = 1.8 \cdot 10^{31} cm^{-2}$ , il lavoro svolto sull'ottimizzazione fornisce, per la significanza statistica, il valore:

$$\frac{S}{\sqrt{S+B}} = 3 \cdot 10^{-3} \quad (7.6)$$

Mentre per la simulazione con il bersaglio di elio gassoso, quindi con una luminosità integrata di  $L = 2.7 \cdot 10^{28} cm^{-2}$ , il valore della

significanza statistica è:

$$\frac{S}{\sqrt{S+B}} = 2 \cdot 10^{-4}. \quad (7.7)$$

Lo scopo di questo lavoro di tesi è quello di stimare il tempo necessario di presa dati, sia con il sistema SMOG di LHCb, sia con l'utilizzo di un cristallo piegato inserito in LHCb, per ottenere un valore della significanza statistica di  $\frac{S}{\sqrt{S+B}} = 3$ .

Il tempo di presa dati per quanto riguarda il fascio estratto da un cristallo piegato e considerando un target di elio liquido è di  $t = 10^6 s$  che corrisponde a circa 11 giorni di presa dati.

Il tempo previsto nel caso dell'utilizzo del sistema SMOG con un bersaglio di elio gassoso è di  $t = 10^8 s$ . In questo secondo caso un modo per ridurre il tempo di presa dati è quello di aumentare la pressione del gas all'interno di SMOG.

# Appendice 1

## Idrogeno liquido

In questa simulazione il target è costituito da idrogeno liquido, la densità è di  $\rho = 0.0807g/cm^3$ , il numero di protoni simulati è  $N_p = 10^8$ , l'energia del fascio è  $E = 6.5TeV$  e la luminosità è  $L = 2.1 \cdot 10^{31} cm^{-2}$ .

### Distanza tra il punto di interazione e il rivelatore $L = 1 m$

L'andamento del rate di antiprotoni in funzione dell'angolo di emissione  $\theta$  è analogo al caso con il target di elio liquido ovvero diminuisce all'aumentare di  $\theta$ .

Lo spettro e l'impulso trasverso in funzione della pseudorapidità ottenuti dalla simulazione sono mostrati in Figura 6.13:

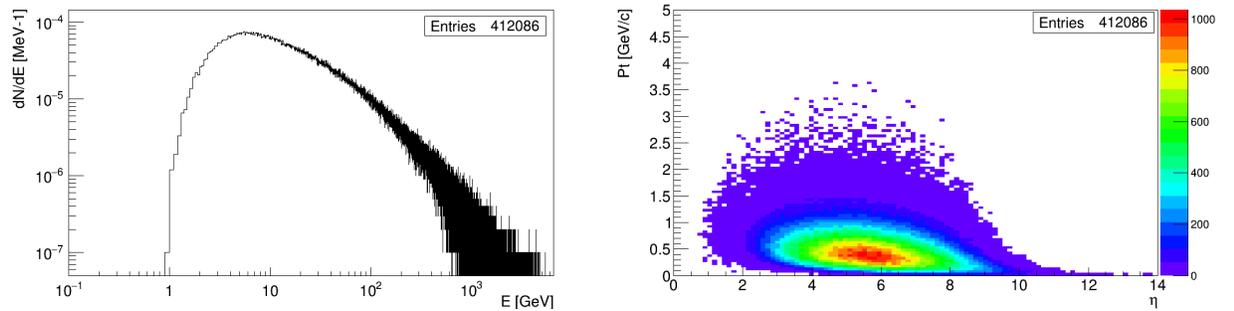


Figura 7.4: (a) Spettro antiprotoni prodotti nella simulazione. (b) Distribuzione dell'impulso trasverso  $p_t$  in funzione della pseudorapidità  $\eta$ .

Il rate  $\frac{\bar{p}}{p}$  è minore rispetto a quello ottenuto con l'elio poichè la densità dell'idrogeno liquido è minore di quella dell'elio liquido,  $\rho_{H_2} \sim \frac{1}{2}\rho_{He}$ .

L'andamento rimane lo stesso, si ha un picco nello spettro per  $E \sim 4 \text{ GeV}$ . Dal grafico di  $p_t$  in funzione di  $\eta$  si evince che la concentrazione maggiore di antiprotoni si trova anche in questo caso nell'intervallo  $4 < \eta < 7$ .

Nella Figura 6.14(a) è mostrato lo spettro degli antiprotoni, nella (b) è mostrata la distribuzione dell'impulso trasverso in funzione della pseudorapidità nell'intervallo di LHCb:

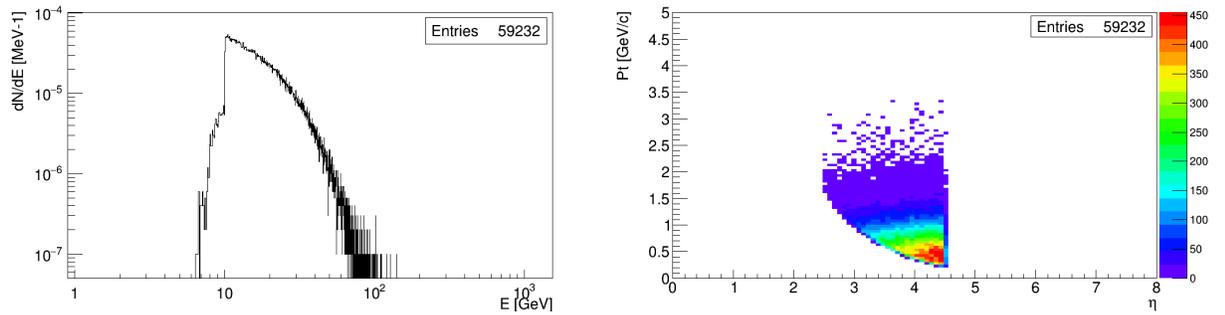


Figura 7.5: (a) Spettro antiprotoni e (b) distribuzione dell'impulso trasverso  $p_t$  in funzione della pseudorapidità  $\eta$ , nell'intervallo di LHCb  $2.5 < \eta < 4.5$  e per  $p > 10 \text{ GeV}$ .

Anche in questo caso gli antiprotoni rivelati nell'intervallo di LHCb sono  $\sim \frac{1}{7}$  di quelli totali prodotti dalla simulazione. Inoltre lo spettro rivelato nell'intervallo di pseudorapidità LHCb è più stretto rispetto allo spettro totale.

Il picco nello spettro degli antiprotoni si ha per  $E \sim 10 \text{ GeV}$ .

**Distanza tra il punto di interazione e il rivelatore  $L = 7.5 \text{ m}$  e  $L = 11 \text{ m}$**

Anche nel caso del target di idrogeno analizziamo i casi in cui il rivelatore viene posto ad una distanza di  $L = 7.5 \text{ m}$  e di  $L = 11 \text{ m}$ .

Nella Figura 5.19 sono rappresentati lo spettro e la distribuzione dell'impulso trasverso degli antiprotoni totali e per l'intervallo di LHCb nel caso della distanza tra il punto di interazione e il rivelatore di  $L = 7.5 \text{ m}$ :

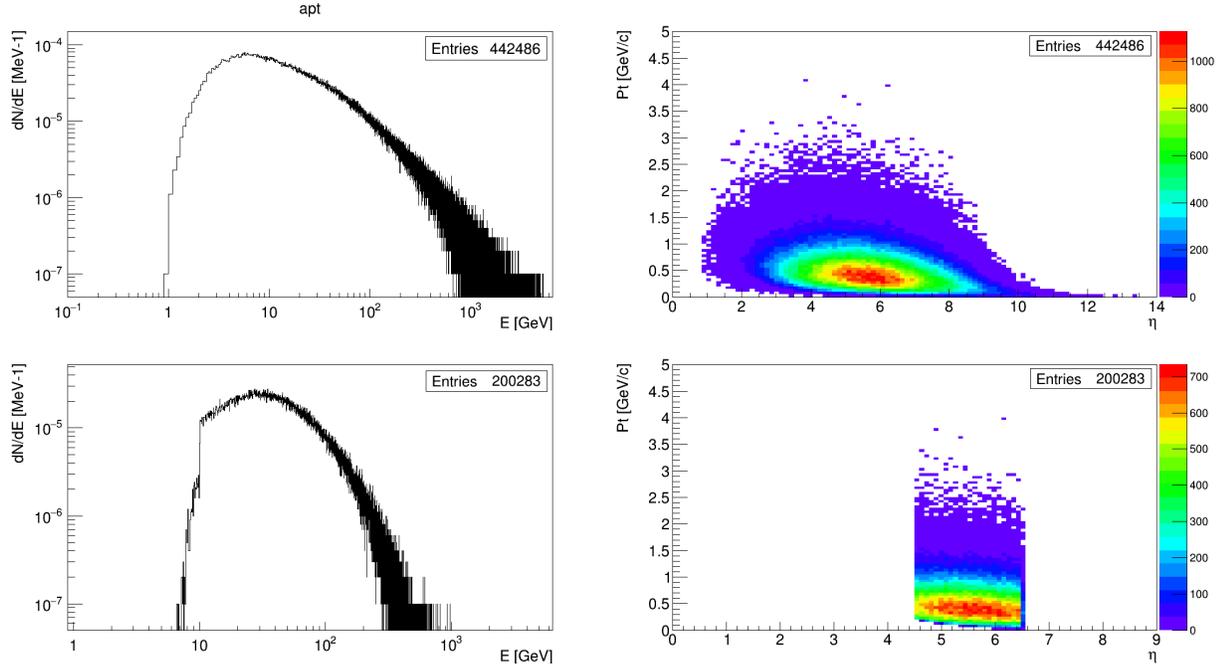


Figura 7.6: (a) Spettro antiprotoni (a) totali, (c) nell'intervallo di LHCb. Distribuzione dell'impulso trasverso  $p_t$  in funzione della pseudorapidità  $\eta$  (b) totale, (d) nell'intervallo di LHCb per la distanza tra il rivelatore e il punto di interazione di  $L = 7.5 m$

Il valore del picco passa da  $E \simeq 4 GeV$  a  $E \simeq 30 GeV$ , lo spettro per gli antiprotoni rivelati da LHCb è più largo rispetto a quello ottenuto nella simulazione precedente con la distanza di  $L = 1 m$ . Dal confronto della distribuzione dell'impulso trasverso  $p_t$  in funzione della pseudorapidità  $\eta$  totale e quella dovuta alle restrizioni di LHCb si evince che con questo intervallo di pseudorapidità si può rivelare una vasta porzione della regione con la concentrazione maggiore di antiprotoni.

Quindi nel caso che stiamo considerando,  $L = 7.5 m$ , il numero di antiprotoni rivelati è  $N_{\bar{p}} = 200283 \sim 1/2 N_{sim}$ .

Infine nel caso di  $L = 11 m$  lo spettro e la distribuzione dell'impulso trasverso degli antiprotoni totali e per l'intervallo di LHCb sono rappresentati nella Figura 6.16:

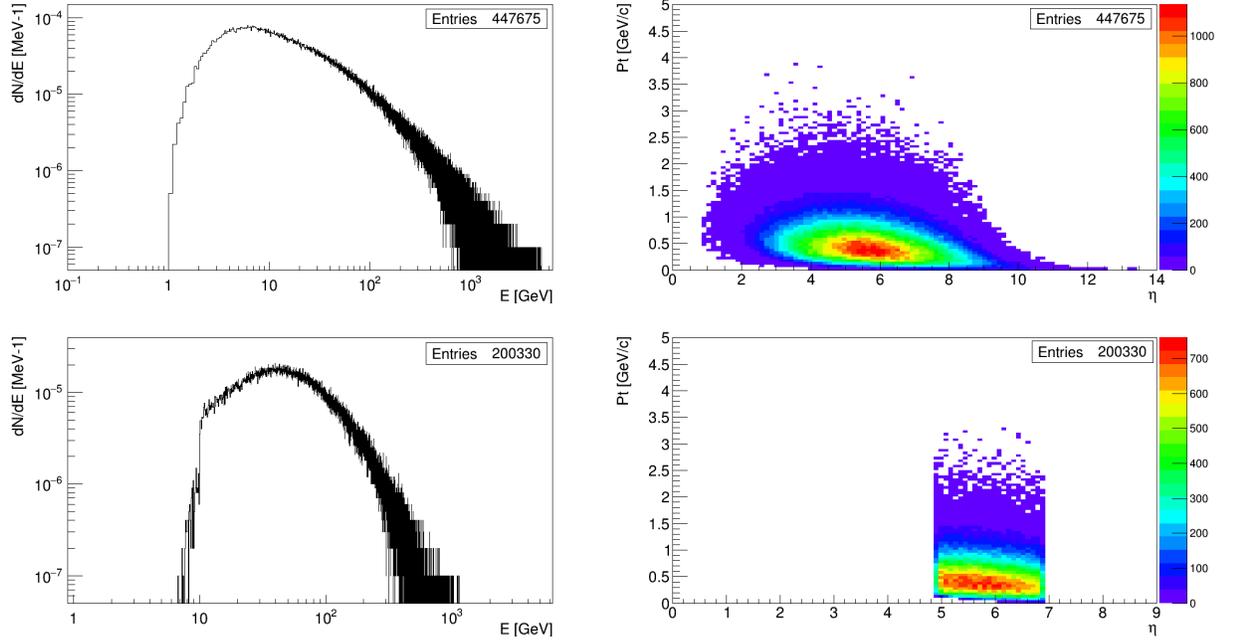


Figura 7.7: (a) Spettro antiprotoni (a) totali, (c) nell'intervallo di LHCb. Distribuzione dell'impulso trasverso  $p_t$  in funzione della pseudorapidità  $\eta$  (b) totale, (d) nell'intervallo di LHCb per la distanza tra il rivelatore e il punto di interazione di  $L = 11 m$

Il valore del picco passa da  $E \simeq 4 GeV$  a  $E \simeq 40 GeV$ , lo spettro per gli antiprotoni rivelati da LHCb è più largo rispetto a quello ottenuto nella simulazione precedente con la distanza di  $L = 1 m$ .

Dal confronto della distribuzione dell'impulso trasverso  $p_t$  in funzione della pseudorapidità  $\eta$  totale e quello di LHCb si evince che con questo intervallo di pseudorapidità si può rivelare una vasta porzione della regione con la concentrazione maggiore di antiprotoni.

Come nel caso precedente, il numero di antiprotoni rivelati è  $N_{\bar{p}} = 200330 \sim 1/2 N_{sim}$ .

La significanza statistica nelle tre configurazioni è di  $\frac{S}{\sqrt{S+B}} \sim 2.5 \cdot 10^{-3}$ , come mostrato in Figura 1:

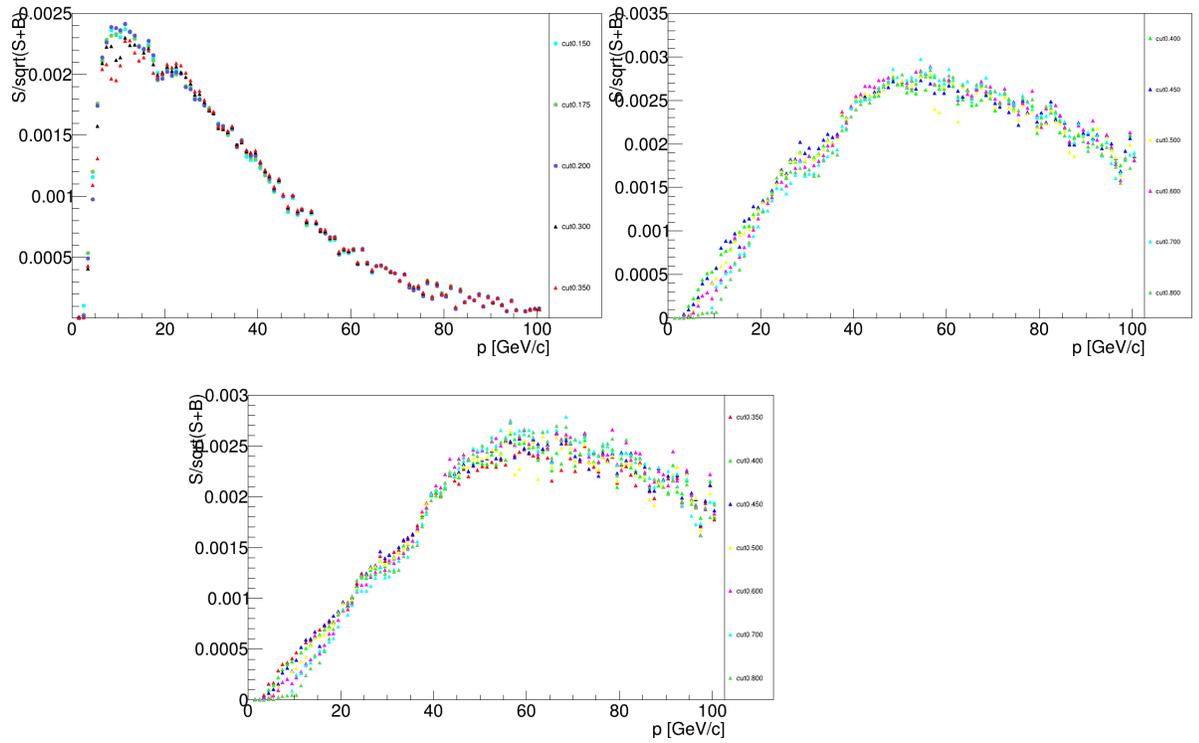


Figura 7.8: Significanza statistica  $S/\sqrt{S+B}$  in funzione dell'impulso (a) per  $L = 1 m$ , (b) per  $L = 7.5 m$  e (c) per  $L = 11 m$

Il tempo di presa dati con un bersaglio di idrogeno liquido è di  $t = 1.44 \cdot 10^6 s$ , che corrisponde a circa 17giorni di presa dati.

# Appendice 2

## Grafici ottimizzazione

Gli spettri degli antiprotoni e dei pioni negativi che ottimizzano il valore della significanza statistica sono mostrati in Figura 1.

Lo studio sull'ottimizzazione della misura degli antiprotoni per la simulazione con una distanza di  $L = 1 m$  è stato svolto anche per le altre due simulazioni.

Nel caso di  $L = 7.5 m$ , la quantità  $\frac{S}{\sqrt{S+B}}$  gli spettri ottenuti dalla simulazione in FLUKA e moltiplicati poi per l'efficienza degli antiprotoni e per la contaminazione dei  $\pi^-$  sono mostrati in Figura 2.

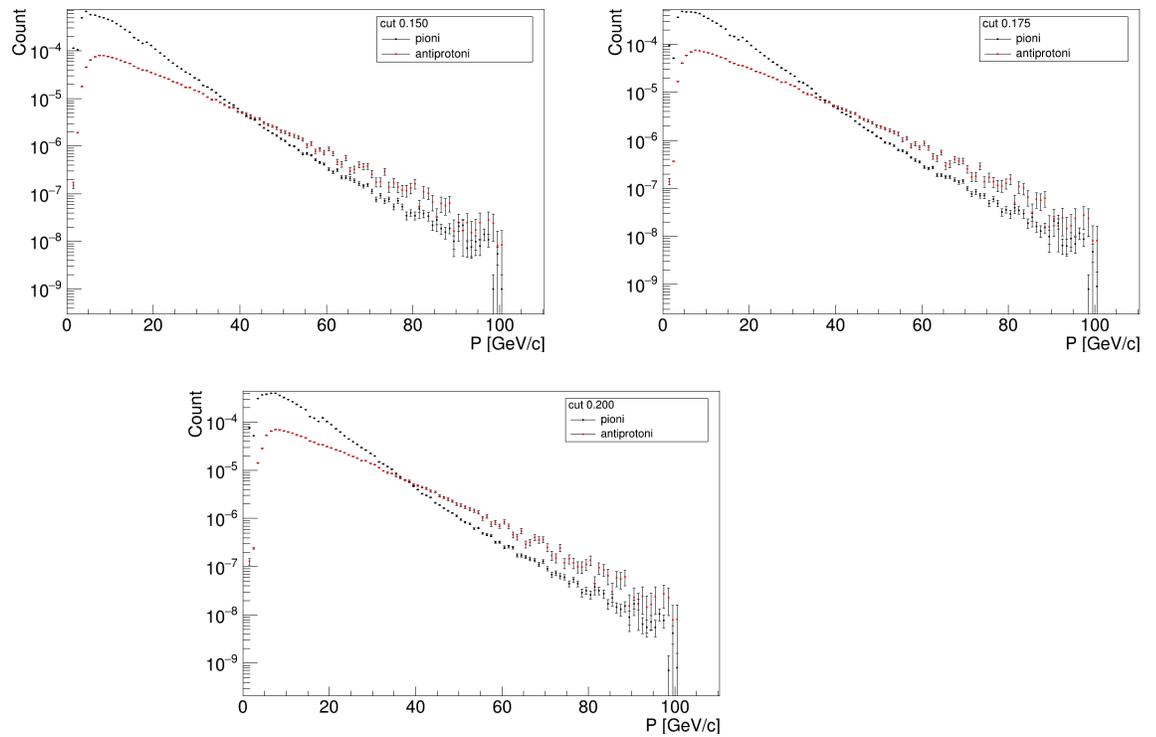


Figura 7.9: Rate di antiprotoni e di pioni in funzione dell'impulso per i valori: (a) cut 0.175, (b) cut 0.200, (c) cut 0.700 I cerchietti neri indicano i pioni, quelli rossi gli antiprotoni, nella configurazione con  $L = 1 m$ .

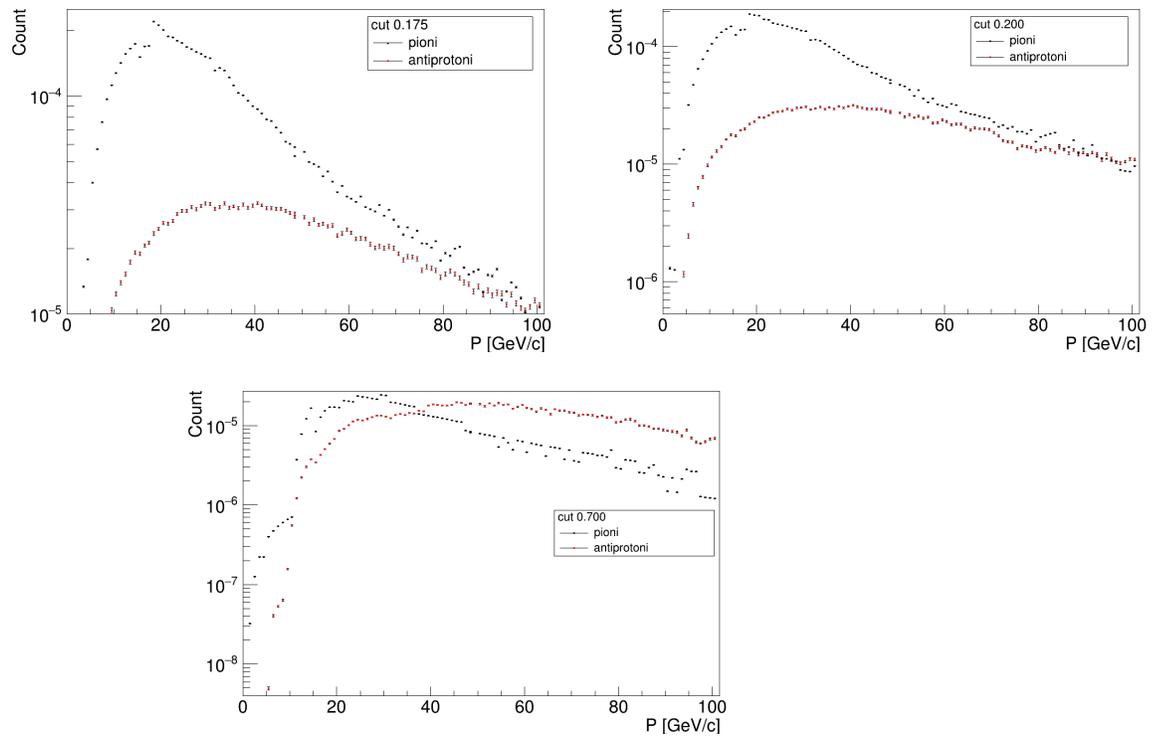


Figura 7.10: Rate di antiprotoni e di pioni in funzione dell'impulso per i valori: (a) cut 0.175, (b) cut 0.200, (c) cut 0.700 I cerchietti neri indicano i pioni, quelli rossi gli antiprotoni, nella configurazione con  $L = 7.5 m$ .

In questa Figura vengono mostrati gli spettri per i seguenti valori dei tagli: 0.175, 0.200, 0.700, questi sono tre dei valori che ottimizzano la significanza statistica.

La significanza statistica in funzione dell'impulso per tutti i valori è mostrata in Figura 3:

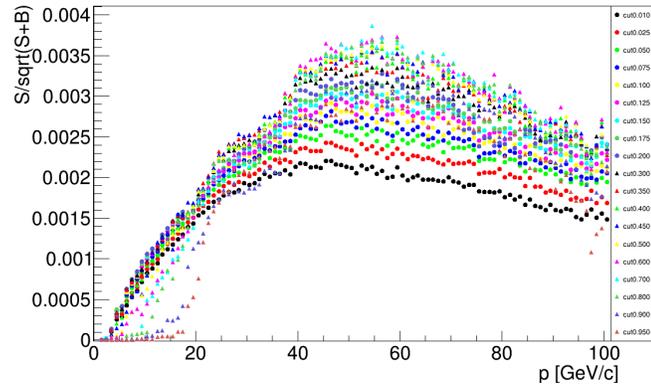


Figura 7.11: Significatività  $S/\sqrt{S+B}$  in funzione dell'impulso nella configurazione con  $L = 7.5m$ .

I tagli che ottimizzano maggiormente la quantità  $\frac{S}{\sqrt{S+B}}$  sono: 0.175, 0.200, 0.600, 0.700, 0.800.

Per la simulazione con  $L = 11 m$  la significanza statistica in funzione dell'impulso è mostrata in Figura 4 e gli spettri che ottimizzano il valore della significanza statistica in Figura 5:

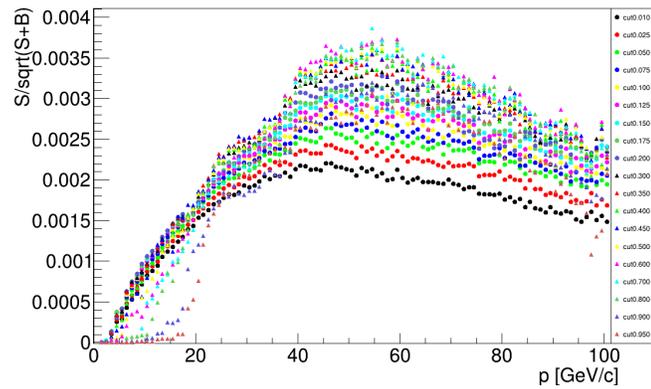


Figura 7.12: Significatività  $S/\sqrt{S+B}$  in funzione dell'impulso nella configurazione con  $L = 7.5m$ .

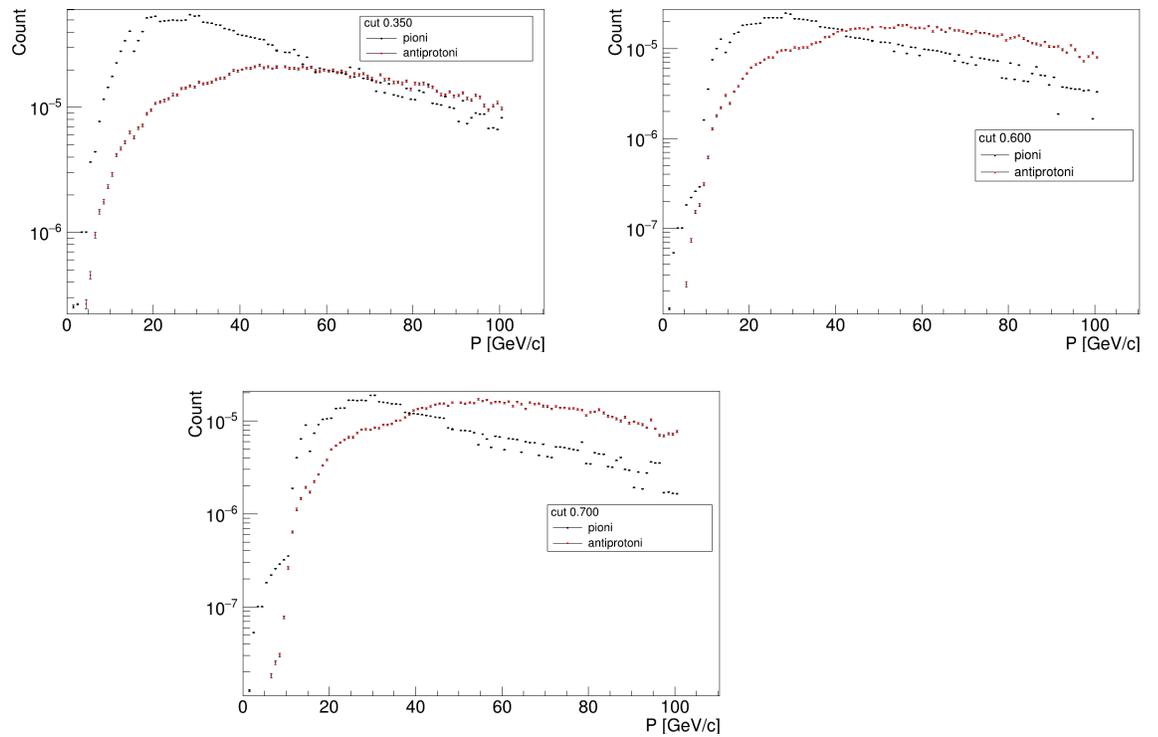


Figura 7.13: Rate di antiprotoni e di pioni in funzione dell'impulso per i valori: (a) cut 0.175, (b) cut 0.200, (c) cut 0.700 I cerchietti neri indicano i pioni, quelli rossi gli antiprotoni, nella configurazione con  $L = 7.5 m$ .

# Bibliografia

- [1] N.Giglietto. The contribution by Domenico Pacini to the Cosmic Ray Physics. arXiv:1101.0398v1 [physics.hist-ph] 2 Jan 2011.
- [2] Alessandro De Angelis. Atmospheric ionization and cosmic rays: studies and measurements before 1912. arXiv:1208.6527v1 [physics.hist-ph] 31 Aug 2012.
- [3] V. Hess, Penetrating radiation in seven free balloon flight. Z. Phys. 13:1084, (1912).
- [4] Per Carlson and Alessandro DeAngelis, Nationalism and internationalism in science: The case of discovery of cosmic rays. arXiv:1012.5068v2. 28 Jan 2011.
- [5] Werner Kolhorster: Measurements of the penetrating radiation in the free balloon at high altitudes (Aero-physical developments Halle, Essay 6). Phys. Zeit. 14 (1913) 1153-1156.
- [6] G.A. Bazilevskaya, Skobeltsyn and the early years of cosmic particle physics in the Soviet Union. Astroparticle Physics 53 (2014).
- [7] H. Geiger, W. Müller, Das Elektronenzählrohr (The electron counting tube). Physikalische Zeitschrift (in German) 29: 839-841. (1928).
- [8] Douglas R Bergman, John W Belz, Cosmic Rays: The Second Knee and Beyond. arXiv:0704.3721v1 [astro-ph] 27 Apr 2007.

- [9] P. Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin, A. F. Robley, Extensive cosmic ray showers. *Rev. Mod. Phys.* 11 (1939) 288-291.
- [10] H. Yukawa, On the Interaction of Elementary Particles. *PTP*, 17, 48. (1935).
- [11] Cecil F. Powell, The cosmic radiation. Nobel Lecture, 11 December 1950.
- [12] Seth H. Neddermeyer, Carl D. Anderson, Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles. *Phys. Rev.*, Vol.51, 884 (1937).
- [13] M. Conversi, E. Pancini, O. Piccioni, On the Disintegration of Negative Mesons. *Phys. Rev.*, Vol.71, 209 (1947).
- [14] Carl D. Anderson, The Positive Electron. *Phys. Rev.* 43, 491 (1933).
- [15] Martin Lemoine, Gunter Sigl. *Physics and Astrophysics of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*. Springer.
- [16] D. Maurin, R. Taillet, F. Donato, P. Salati, A. Barrau, G. Boudoul, Galactic Cosmic Ray Nuclei as a Tool for Astroparticle Physics. *arXiv:astro-ph/0212111v1*, 4 Dec 2002.
- [17] Bruno Rossi. *Interpretation of Cosmic-Ray Phenomena. Reviewa of Modern Physics*, Volume 20, Numero 3, July 1948.
- [18] Luisa Bonolis. Walther Bothe and Bruno Rossi: The birth and development of coincidence methods in cosmic-ray physics. *arXiv:1106.1365v2 [physics.hist-ph]* 29 Jul 2011
- [19] C. A. Bertulani, *Nuclear Physics in a Nutshell*. Princeton University Press.
- [20] A.H.Wapstra, *Handbuch der Physik* 38 (1958).
- [21] T. K. Gaisser and T. Stanev. *High-energy cosmic rays*, 2005.

- [22] T. K. Gaisser, T. Stanev, Cosmic rays. *European Physical Journal*, C15, 1, 14/6/2000.
- [23] A. Bettini, *Introduction to Elementary Particle Physics*. Cambridge University Press.
- [24] Marius S. Potgieter. Solar Modulation of Cosmic Rays. *Living Rev. Solar Phys.*, 10, (2013), 3.
- [25] G. A. Bazilevskaya, M. S. Alinin, B. M. Krainev, V. S. Makhmutov, A. K. Svirzhevshaya, N. S. Svirhevsky, Temporal and energy behavior of cosmic ray fluxes in the periods of low solar activity. arXiv:1411.7534v1 [astro-ph.SR] 27 Nov 2014.
- [26] Karl-Heinz Kampert, Cosmic Rays from the Knee to the Ankle – Status and Prospects. arXiv: astro-ph/0611884v1 29 Nov 2006.
- [27] R. M. Barnett, *Phys. Rev. D*54 (1996) 1.
- [28] Graciela Gelmini, Oleg Kalashev and Dmitry V. Semikoz, “GZK Photons Above 10 EeV”. arXiv:0706.2181v1 [astro-ph] 14 Jun 2007.
- [29] Graciela Gelmini, Oleg Kalashev and Dmitry V. Semikoz, GZK Photons as Ultra High Energy Cosmic Rays. arXiv: astro-ph/0506.128v3 1 Nov 2007.
- [30] Hillas A. M., “The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays”. *Annual review of astronomy and astrophysics*. Volume 22. Palo Alto, CA, Annual Reviews, Inc., 1984, p. 425-444.
- [31] I. G. Usoskin, H. Kananen, K. Mursula, P. Tanskanen, G. A. Kovaltsov, “Correlative study of solar activity and cosmic ray intensity”. *Journal of Geophysical Research*, Vol. 103, No. A5, Pages 9567-9574, May 1, 1998.
- [32] V. L. Ginzburg, S. I. Syrovatskii, *The origin of cosmic rays*, Pergamon Press. Classic Monography, (1964).

- [33] Thomas K. Gaisser, “Origin of Cosmic Radiation”. arXiv: astro-ph/0011524 28 Nov 2000.
- [34] E.G. Berezhko, “Origin of Galactic Cosmic Rays from Supernova Remnants”. arXiv:1412.7800v1 [astro-ph.HE] 25 Dec 2014.
- [35] P. L. Bierman, G. Sigl, Introduction to cosmic rays , Lect. Notes Phys. 576 (2001) 1-26.
- [36] Peter L. Biermann, Gustavo Medina Tanco, “Ultra High Energy Cosmic Ray Sources & Experimental Results”. arXiv:astro-ph/0301299v1 15 Jan 2003.
- [37] Pijushpani Bhattacharjee, Gunter Sigl. Origin and Propagation of Extremely High Energy Cosmic Rays. arXiv:astro-ph/9811011v2 23 Aug 1999.
- [38] Andrew W. Strong <sup>1</sup> , Igor V. Moskalenko <sup>2</sup> , Vladimir S. Ptuskin, “Cosmic-ray propagation and interactions in the Galaxy”. arXiv:astro-ph/0701517v1 18 Jan 2007.
- [39] Giuseppe Di Bernardo, Carmelo Evoli, Daniele Gaggero, Dario Grasso, Luca Maccione, “Unified interpretation of cosmic-ray nuclei and antiproton recent measurements”. arXiv:0909.4548v4 [astro-ph.HE] 6 Aug 2010.
- [40] Juan Wu, “Measurements of cosmic ray antiprotons with PAMELA and studies of propagation models”. arXiv:1205.5007v1, 2012.
- [41] Moskalenko I. et al., Challenging cosmic ray propagation with antiprotons evidence for a “fresh” nuclei component?. The Astrophysical Journal , 586:1050–1066, 2003 April 1.
- [42] <http://planck.cf.ac.uk/results/cosmic-microwave-background>
- [43] F. Zwicky, “On the masses of nebulae and of cluster of nebulae”. Astrophysical Journal, vol. 86, p. 217, Oct 1937.

- [44] L. Kahn, F. D. Woltjer, Intergalactic matter and the galaxy. *Astrophysical Journal*, vol. 130, p. 705, nov 1959.
- [45] Horace W. Babcock. The rotation of the Andromeda nebula. *Lick observatory bulletin*, number 498.
- [46] L. M. J. S. Volders. Neutral hydrogen in M33 and M101. *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, Vol. 14, p. 323, 09 1959.
- [47] Claude Carigan, Laurent Chemin, Walter K. Huchtmeier, Felix J. Lockman. The extended H I rotation curve and mass distribution of M31. *The Astrophysical Journal*, 641: L109-L112, 2006 April 20.
- [48] Edvige Corbelli, Paolo Salucci. The Extended Rotation Curve and the Dark Matter Halo of M33. *arXiv:astro-ph/9909252v1* 15 Sep 1999.
- [49] Gianfranco Bertone, Dan Hooper and Joseph Silk. Particle Dark Matter: Evidence, Candidates and Constraints. *arXiv:hep-ph/0404175v2*, 13 Aug 2004.
- [50] A. O. Petters, H. Levine, J. Wambsganss. *Singularity Theory and Gravitational Lensing*. (Boston Birkhäuser), 2001.
- [51] [https://it.wikipedia.org/wiki/Lente\\_gravitazionale](https://it.wikipedia.org/wiki/Lente_gravitazionale)
- [52] [http://www.roma1.infn.it/exp/ams/LezioniAP/2011/AP\\_lez10\\_2011.pdf](http://www.roma1.infn.it/exp/ams/LezioniAP/2011/AP_lez10_2011.pdf)
- [53] [http://map.gsfc.nasa.gov/universe/WMAP\\_Universe.pdf](http://map.gsfc.nasa.gov/universe/WMAP_Universe.pdf)
- [54] Matts Roos. Dark Matter: The evidence from astronomy, astrophysics and cosmology. *arXiv:1001.0316v2 [astro-ph.CO]* 18 Oct 2010.
- [55] P. Tisserand et al. Limits on the Macho Content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds. *arXiv:astro-ph/0607207v2* 19 Apr 2007

- [56] Dan Hooper. Tasi 2008 Lectures on Dark Matter. arXiv:0901.4090v1 [hep-ph], 26 Jan 2009.
- [57] Keith A. Olive. Tasi Lectures on Dark Matter. arXiv:astro-ph/0301505v2, 25 Jan 2003.
- [58] Marc Schumann. Dark Matter 2013. arXiv:1310.5217v2 [astro-ph.CO] 28 Nov 2013.
- [59] Mark W. Goodman and Edward Witten. Detectability of certain dark-matter candidates. Physical Review D Volume 31, Number 12, 15 June 1985.
- [60] R. Bernabei, P. Belli, A. Di Marco, F. Cappella, A. d’Angelo, A. Incicchitti, V. Caracciolo, R. Cerulli, F. Montecchia, Z.P. Ye. DAMA/LIBRA results and perspectives. arXiv:1301.6243v1 [astro-ph.GA] 26 Jan 2013.
- [61] A. Bottino, F. Donato, N. Fornengo, S. Scopel. Light Neutralinos and WIMP direct searches. arXiv:hep-ph/0307303v2, 29 Oct 2009.
- [62] V. Zacek. Dark Matter. arXiv: 0707.0472v1, 3 Jul 2007.
- [63] Luísa Arruda, Fernando Barão, Rui Pereira. Particle identification with the AMS-02 RICH detector:  $D/p$  and  $\bar{D}/\bar{p}$  separation. arXiv:0801.3243v1 [astro-ph] 21 Jan 2008.
- [64] Pierre Salati, Fiorenza Donato, Nicolao Fornengo. Indirect Dark Matter Detection with Cosmic Antimatter. arXiv:1003.4124v1, 22 Mar 2010.
- [65] Mattia Di Mauro, Fiorenza Donato, Nicolao Fornengo, Andrea Vittino. Dark matter vs. astrophysics in the interpretation of AMS-02 electron and positron data. arXiv:1507.07001v1 [astro-ph.HE] 24 Jul 2015
- [66] Pasquale D. Serpico, Astrophysical models for the origin of the positron “excess”. arXiv:1108.4827v1, 24 Aug 2011.

- [67] O. Adriani et al. The cosmic-ray positron energy spectrum measured by PAMELA. arXiv:1308.0133v2 [astro-ph.HE], 21 Aug 2013.
- [68] [agenda.infn.it/getFile.py/access?contribId=20&resId=0&materialId=slides&confId=82](http://agenda.infn.it/getFile.py/access?contribId=20&resId=0&materialId=slides&confId=82)
- [69] R. L. Golden et al. Phys. Rev. Lett., 43, 1979.
- [70] R. Kappl and M. W. Winkler, The cosmic ray antiproton background for AMS-02, JCAP 9 (Sept., 2014) 51, [arXiv:1408.0299].
- [71] The NA49 Collaboration. Inclusive production of protons, anti-protons and neutrons in p+p collisions at 158 GeV/c beam momentum. arXiv:0904.2708v1 [hep-ex] 17 Apr 2009.
- [72] M. di Mauro, F. Donato, A. Goudelis, and P. D. Serpico, New evaluation of the antiproton production cross section for cosmic ray studies, Phys. Rev. D 90 (Oct., 2014) 085017, [arXiv:1408.0288].
- [73] F. Donato, D. Maurin, P. Salati, A. Barrau, G. Boudoul, and R. Taillet. Antiprotons from Spallations of Cosmic Rays on Interstellar Matter. The Astrophysical Journal, 563 : 172-184, 2001 December 10.
- [74] Carmelo Evoli Daniele Gaggero Dario Grasso. Secondary antiprotons as a Galactic Dark Matter probe. arXiv:1504.05175v2 [astro-ph.HE] 17 Jun 2015.
- [75] I. V. Moskalenko, A. W. Strong, J. F. Ormes, M. S. Potgieter, and U. W. Langner. Secondary Antiprotons in Cosmic Rays. arxiv: astro-ph/0106503v1, 27 Jun 2001.
- [76] Koichi Hamaguchi, Takeo Moroi, Kazunori Nakayama. AMS-02 Antiprotons from Annihilating or Decaying Dark Matter. arXiv:1504.05937v1 [hep-ph] 22 Apr 2015

- [77] Eisenhandler et al. Differential cross sections for antiproton-proton elastic scattering between 0.69 and 2.34 GeV/c. Nuclear Physics B, Volume 113, Issue 1, 4 October 1976, Pages 1–33.
- [78] L. C. Tan and L. K. Ng. Parametrization of anti-p invariant cross-section in p p collisions using a new scaling variable. Phys. Rev., D26:1179–1182, 1982.
- [79] L. C. Tan and L. K. Ng. Calculation of the equilibrium antiproton spectrum. Journal of Physics G Nuclear Physics, 9:227–242, 1983.
- [80] A Fasso, A Ferrari, S Roesler, PR Sala, F Ballarini, A Ottolenghi, G Battistoni, F Cerutti, E Gadioli, MV Garzelli, et al. The physics models of fluka: status and recent development. arXiv preprint hep-ph/0306267, 2003.
- [81] The official FLUKA site: FLUKA Online Manual.
- [82] The official FLUKA site: FLUKA Online Manual, . URL [http://www.fluka.org/fluka.php?id=man\\_onl&sub=94](http://www.fluka.org/fluka.php?id=man_onl&sub=94).
- [83] Oliver Sim Bruning, Paul Collier, P Lebrun, Stephen Myers, Ranko Ostojic, John Poole, and Paul Proudlock. LHC Design Report. CERN, Geneva, 2004.
- [84] J.A. Ferreira, P. Chiggiato. CERN Vacuum-System activities during the long shutdown 1: The LHC’s injector chain. European Organization for Nuclear Research, CERN, 1211 Geneva 23, Switzerland.
- [85] ALICE collaboration, The ALICE experiment at the CERN LHC, 2008 JINST 3 S08002.
- [86] ATLAS collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, 2008 JINST 3 S08003.
- [87] CMS collaboration, The CMS experiment at the CERN LHC, 2008 JINST 3 S08004.

- [88] LHCb collaboration, The LHCb Detector at the LHC, 2008 JINST 3 S08005.
- [89] TOTEM collaboration, The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider, 2008 JINST 3 S08007.
- [90] LHCf collaboration, The LHCf Detector at the CERN Large Hadron Collider, 2008 JINST 3 S08006.
- [91] [https://lhcb.web.cern.ch/lhcb/speakersbureau/html/bb\\_ProductionAngles.html](https://lhcb.web.cern.ch/lhcb/speakersbureau/html/bb_ProductionAngles.html)
- [92] LHCb collaboration, LHCb VELO Technical Design Report, CERN-LHCC-2001- 011.
- [93] LHCb collaboration, LHCb Magnet Technical Design Report, CERN-LHCC-2000- 007.
- [94] LHCb collaboration, LHCb Inner Tracker Technical Design Report, CERN-LHCC- 2002-029.
- [95] LHCb collaboration, LHCb Outer Tracker Technical Design Report, CERN-LHCC- 2001-024.
- [96] LHCb collaboration, LHCb RICH Technical Design Report, CERN-LHCC-2000- 037.
- [97] LHCb collaboration, LHCb Calorimeters Technical Design Report, CERN-LHCC- 2000-036.
- [98] LHCb collaboration, LHCb Muon System Technical Design Report, CERN-LHCC- 2001-010.
- [99] Colin Barschel. Precision luminosity measurement at LHCb with beam-gas imaging. CERN-THESIS-2013-301 05/03/2014
- [100] <https://lbtwiki.cern.ch/bin/view/VELO/Smog>
- [101] C. Barschel, G. Schneider. SMOG Neon gas injection procedure. EDMS Document No. 1170987

- [102] Alessia Tricomi. Proposal to use the LHCb-SMOG detector to measure the antiproton production in p-He at LHC. Workshop Torino, 6-7 July 2015.
- [103] W. Scandale, et al., Comparative results on collimation of the SPS beam of protons and Pb ions with bent crystals, *Physics Letters B*, Volume 703, Issue 5, 26 September 2011, Pages 547-551, ISSN 0370-2693, <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2011.08.023>.
- [104] W. Scandale, et al., Optimization of the crystal assisted collimation of the SPS beam, *Physics Letters B*, Volume 726, Issues 1-3, 7 October 2013, Pages 182-186, ISSN 0370-2693, <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2013.08.028>. (<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269313006540>)
- [105]