
UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI BOLOGNA

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

Ricerca di Strangelets nei Raggi Cosmici Rivelati dall'Esperimento Spaziale AMS-01

Tesi di Laurea
di:
DAFNE BALDASSARI

Relatore:
Chiar.mo Prof. FEDERICO PALMONARI

Correlatore:
Prof. KATE SCHOLBERG

Parole chiave: Raggi Cosmici, Esperimento Spaziale, Spettrometro,
Strange Quark Matter, Strangelets.

Anno Accademico 2003/2004— Sessione II

Indice

Introduzione	1
1 Motivazioni Fisiche	3
1.1 Raggi Cosmici	3
1.1.1 Lo Spettro di Energia dei Raggi Cosmici	3
1.1.2 Composizione Chimica	5
1.1.3 Sorgenti Astrofisiche e Accelerazione dei Raggi Cosmici	7
1.1.4 Cutoff Geomagnetico	8
1.2 L'Antimateria	10
1.2.1 Il Modello Standard	11
1.2.2 Simmetrie	14
1.2.3 Teorema di CPT	14
1.2.4 Asimmetria Materia-Antimateria	15
1.2.5 Bariogenesi	17
1.2.6 Domini di Materia-Antimateria	18
1.3 Materia Oscura	19
1.3.1 Cosmologia	19
1.3.2 Composizione dell'Universo	20
1.3.3 Evidenze di Materia Oscura ed Energia Oscura	22
1.3.4 Candidati a Dark Matter	24
2 Fisica e Astrofisica degli Strangelets	27
2.1 Fisica della Strange Quark Matter	27
2.2 Strangelets	30
2.2.1 Color-Flavor Locking Strangelets	33
2.3 Sorgenti Astrofisiche	36
2.3.1 Le Stelle Strane	37
2.3.2 Propagazione degli Strangelets nella Via Lattea	38
2.4 Ricerche Sperimentali	39

INDICE

2.4.1	Il Di-barione H^0	39
2.4.2	Ricerca di Strangelets sulla Terra	40
2.4.3	Ricerca di Strangelets nei Raggi Cosmici	42
2.4.4	Ulteriori Ricerche di SQM	44
2.5	Riepilogo delle Proprietà degli Strangelets	45
3	Il rivelatore AMS-01	47
3.1	Flusso di Strangelets ad AMS	47
3.2	Funzionamento del Rivelatore AMS-01	49
3.2.1	Il Magnete Permanente	51
3.2.2	Il Time of Flight (TOF)	52
3.2.3	Il Silicon Tracker	54
3.2.4	L'Aerogel Threshold Čerenkov Counter (ATC)	55
3.2.5	L'Anti-Coincidence Scintillator Counter (ACC)	55
3.2.6	Elettronica, Trigger e Read-Out	56
3.3	Rivelazione di Strangelets con il Detector AMS-01	57
3.3.1	Come Rivelare gli Strangelets...	58
3.3.2	Come "Triggerare" gli Strangelets	59
3.3.3	Possibili Fonti di Background	60
4	Ricerca di Strangelets	61
4.1	Precedenti Ricerche sui Dati di AMS-01	61
4.2	Metodo di Analisi	64
4.2.1	Il Campione di Dati Originali	66
4.2.2	Generazione degli Eventi	67
4.3	Selezione degli Eventi	68
4.3.1	Tagli Preliminari sugli Eventi	68
4.3.2	Tagli sulla Rigidità/ $\beta\gamma$ e sulla Rigidità _{cutoff} / $\beta\gamma$	72
4.4	Risultati	74
	Conclusioni	79
	Appendice A: Descrizione delle ntuple di AMS-01	80
	Appendice B: Parametri dei due eventi 'candidati'	96
	Bibliografia	98
	Ringraziamenti	109

Introduzione

La mancanza di antimateria (aggregato di antiparticelle) nell'universo è sempre stato uno dei più grandi enigmi della fisica delle particelle. Esiste un gran numero di teorie che predicano sia l'esistenza di antimateria in domini segregati che la totale assenza nell'intero universo, ma nessuna di queste ha conferma nei dati sperimentali.

Le recenti osservazioni cosmologiche dimostrano che la materia dell'universo è per la maggior parte composta dalla cosiddetta *dark matter*. Se la materia oscura fosse non-barionica e consistesse quasi completamente di particelle non-interagenti come il neutralino, potrebbe essere rivelata nei raggi cosmici attraverso la sua annichilazione in positroni o antiprotoni, quindi sarebbero visibili nello spettro dei raggi cosmici deviazioni (nel caso di antiprotoni) o strutture (nel caso di positroni).

L'*Alpha Magnetic Spectrometer* (AMS) è stato progettato principalmente per la ricerca di nuclei di antimateria nei raggi cosmici, ed avrà una buona sensibilità anche nel rilevare l'esistenza di alcune forme di *dark matter*. La sua grande accettazione ed eccellente risoluzione nella misura delle tracce lasciate dai raggi cosmici, lo rendono adatto per un ben più vasto campo di argomenti di fisica. Il prima fase di questo esperimento è stata il *test flight* di un prototipo del rivelatore (AMS-01) avvenuto tra il 2 e il 12 giugno 1998 a bordo dello space shuttle Discovery (missione STS-91) durante il quale il rivelatore ha orbitato attorno alla terra ad una distanza di circa 400km. Questo test, oltre che necessario come benchmark per il funzionamento di un rivelatore di particelle in un particolare ambiente, è stato anche in grado di riportare importanti risultati di fisica.

Il lavoro di questa tesi è focalizzato principalmente sulla ricerca degli "strangelets" (piccoli aggregati di *strange quark matter*) nei raggi cosmici rilevati durante il volo precursore di AMS. Ci si prefigge inoltre di stimare un limite sul flusso di queste particelle esotiche. La natura dei raggi cosmici ad energie molto superiori a 10^{20} eV è ancora un mistero. Protoni e nuclei, che come è noto sono i responsabili di una frazione significativa del flusso dei raggi cosmici a basse energie, non possono essere facilmente accelerati ad energie così elevate e se lo fossero le loro interazioni con i fotoni nella radiazione cosmica di fondo sarebbero sufficientemente energetiche da portare alla fotoproduzione e produzione di una coppia, riducendo così la loro energia. Una delle ultime teorie riguardo la natura di queste particelle energetiche è l'esistenza di pezzetti di *strange quark matter*.

La scoperta di strangelets potrebbe avere importanti conseguenze: oltre alla conferma dell'esistenza del Quark Gluon Plasma (QGP), sancirebbe l'esistenza della *Strange Quark Matter* (SQM) come un nuovo stato della materia non ancora osservato porterebbe un forte supporto alle ipotesi astrofisiche e cosmologiche sul ruolo della SQM nell'universo.

Questo lavoro di tesi è stato condotto per nove mesi al Massachusetts Institute of Technology di Boston, negli Stati Uniti, in collaborazione con la Professoressa Kate Scholberg. Durante questo periodo, abbiamo analizzato i dati acquisiti durante la missione STS-91 di AMS-01 e abbiamo effettuato delle simulazioni Monte Carlo di un campione di strangelets, usando diversi linguaggi di programmazione tra i quali ROOT e C++, coadiuvandoci del software GEANT per la simulazione. Il metodo di analisi e i risultati ottenuti verranno illustrati nel capitolo quattro.

Il **primo capitolo** di questa tesi riguarda la fisica di AMS: la prima parte descrive brevemente le caratteristiche e le proprietà principali dei raggi cosmici; segue una descrizione del modo in cui essi si propagano nel cosmo prima di raggiungere la Terra e di come siano modulati dal campo magnetico terrestre. È inoltre presente una descrizione delle simmetrie presenti in natura da cui nasce l'idea della presenza di antimateria da qualche parte nell'universo, e la possibile esistenza di aggregati di antimateria nella nostra galassia. Il capitolo quindi si conclude con una discussione sulla materia oscura.

Il **secondo capitolo** è un riassunto delle proprietà degli strangelets, le sorgenti teoriche più accreditate e i lavori di ricerca sperimentale. Nel primo paragrafo è discussa la fisica della SQM a partire dalla semplice stima del perché la materia di quark composta da 3 sapori sia con maggior probabilità più legata rispetto alla più semplice alternativa a 2 sapori; fino ad arrivare ad una più dettagliata descrizione della SQM in aggregati. I piccoli sistemi (strangelets) per i quali gli effetti delle dimensioni finite sono cruciali vengono trattati nel secondo paragrafo. Tutti i risultati descritti si basano sul modello fenomenologico dell'MIT-bag.

Il **terzo capitolo** descrive invece il funzionamento dello spettrometro AMS e quali siano le proprietà rilevanti che rendono questo strumento adatto alla ricerca di strangelets. Sono infine presentate le stime di flusso di strangelets attese da AMS-02.

Nel **quarto capitolo** è spiegata la tecnica di analisi usata per la ricerca di particelle esotiche pesanti. Il lavoro svolto è una *blind analysis*, vale a dire una analisi fatta senza guardare i dati sperimentali. Questo metodo riduce notevolmente i condizionamenti dello sperimentatore, poiché le scelte fatte sono basate esclusivamente sulla teoria. La ricerca di queste particelle esotiche nei dati raccolti da AMS-01 è trattata in questo capitolo, con la descrizione della procedura di analisi, del metodo di simulazione e un riassunto dei risultati ottenuti.

Capitolo 1

Motivazioni Fisiche

1.1 Raggi Cosmici

I raggi cosmici (CR) sono il solo campione di materia extraterrestre che arriva direttamente sulla Terra. Sono particelle estremamente energetiche generate nei processi astrofisici ad alte energie e colpiscono l'atmosfera terrestre a frequenza di circa 10^3 particelle per m^2s . Seppure sia per ora un mistero quale sia la sorgente di queste particelle, vi è certezza sul fatto che quasi tutta la radiazione cosmica al di sopra di una certa energia di soglia provenga da una zona dello spazio esterna al sistema solare. Venendo dallo spazio aperto, i raggi cosmici possono viaggiare attraverso il mezzo interstellare quasi indisturbati e raggiungono la Terra portando importanti informazioni riguardo le loro sorgenti (vedi fig. 1.1).

I CR come sorgenti di particelle elementari presentano molti vantaggi rispetto agli acceleratori: sono naturali e le loro energie possono essere notevolmente più elevate. D'altro canto, presentano anche due grossi svantaggi: la frequenza con cui colpiscono gli atomi della nostra atmosfera è molto bassa e sono completamente incontrollabili [4].

1.1.1 Lo Spettro di Energia dei Raggi Cosmici

Esiste un intero spettro dei CR che spazia in un ampio intervallo di energie, che va da 10^{10} eV fino ai cosiddetti "ultra high energy cosmic rays" (UHECR), con energie dell'ordine di qualche centinaio di EeV ($= 10^{20}$ eV). Lo spettro conosciuto mostra due evidenti particolarità: la prima consiste in una piccola discontinuità dello spettro vicino a 5×10^{15} eV, chiamata comunemente *ginocchio*, dove la pendenza aumenta notevolmente; la seconda è un'ulteriore rottura, vicino a 3×10^{18} eV, chiamata *caviglia*, dove l'indice spettrale cambia nuovamente e lo spettro sembra risalire. È infine presente una nuova evidenza (AGASA [5] e HiRes [6], [7]), benché per ora limitata, della presenza di un'altra discontinuità a circa

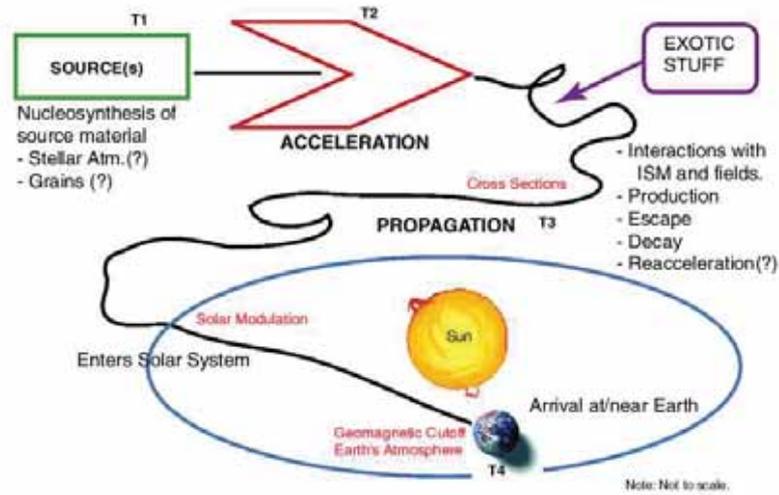


Figura 1.1: Viaggio dei raggi cosmici dalle sorgenti fino alla Terra [2].

3×10^{17} eV, detta secondo ginocchio, dove lo spettro sembra sprofondare. La figura 1.2 mostra lo spettro dei raggi cosmici.

Fino ad energie corrispondenti alla caviglia, si suppone che i raggi cosmici siano originati da esplosioni di supernove; in altre parole si ritengono di origine galattica (GCR), sebbene i dettagli non siano ancora chiari. Per quanto riguarda il ginocchio, invece, non si conosce ancora quale sia la sua origine, e quali processi fisici possano generare particelle di energie comprese fra il ginocchio e la caviglia.

Le leggi della fisica predicono una soppressione del flusso dei raggi cosmici a $\sim 5 \times 10^{19}$ eV, conosciuta come il cutoff di Greisen-Zatsepin-Kuzmin (GZK-cutoff). Si ritiene che questa soppressione appaia quando i protoni dei raggi cosmici iniziano a sentire le collisioni anelastiche con la radiazione di fondo, un processo che presenta una soglia a 50 EeV ($\sim 5 \times 10^{19}$ eV).

Il flusso di particelle per unità di angolo solido e unità di energia, facendo riferimento a uno spettro differenziale, è della forma:

$$N(E)dE = KE^{-\gamma}dE \quad K \approx 1.8 \times 10^4 \frac{\text{nucleons}}{\text{cm}^2 \text{ s sr GeV}^{1-\gamma}}, \quad (1.1)$$

l'indice spettrale γ assume un valore 2.7 sotto il ginocchio, circa 3.1 sopra, e di nuovo ~ 2.7 sopra la caviglia.

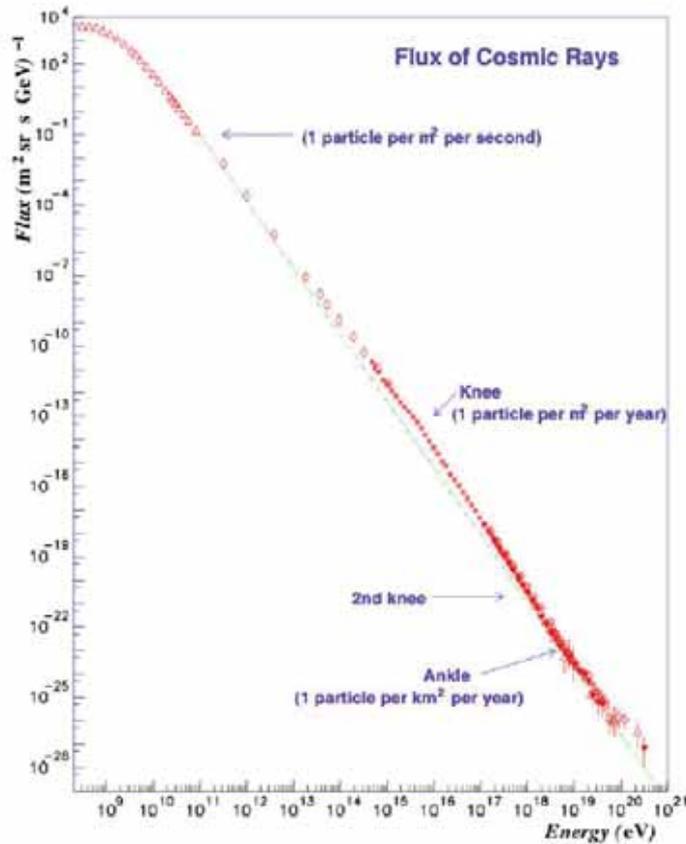


Figura 1.2: Flusso di raggi cosmici carichi [3].

1.1.2 Composizione Chimica

I raggi cosmici sono composti essenzialmente da tutti gli elementi della tavola periodica: circa l'86% dei nuclei sono idrogeno (protoni), l'11% sono particelle alfa, circa l'1% sono elementi più pesanti e il rimanente 2% sono elettroni. Mentre questi vengono da sorgenti primarie, ci sono anche piccole porzioni di positroni e antiprotoni che si ritiene siano di origine secondaria e generati da interazioni delle particelle primarie con il gas interstellare.

La composizione chimica dei nuclei nei raggi cosmici mostra somiglianze notevoli con le abbondanze nel sistema solare, per cui si ipotizza un meccanismo di creazione simile a quello del sistema solare, vale a dire la produzione stellare. Le abbondanze cosmiche e quella solare si differenziano, tuttavia, per le percentuali di atomi di Li, Be e B. La concentrazione di questi elementi è molto piccola nelle stelle poiché questi hanno barriere di

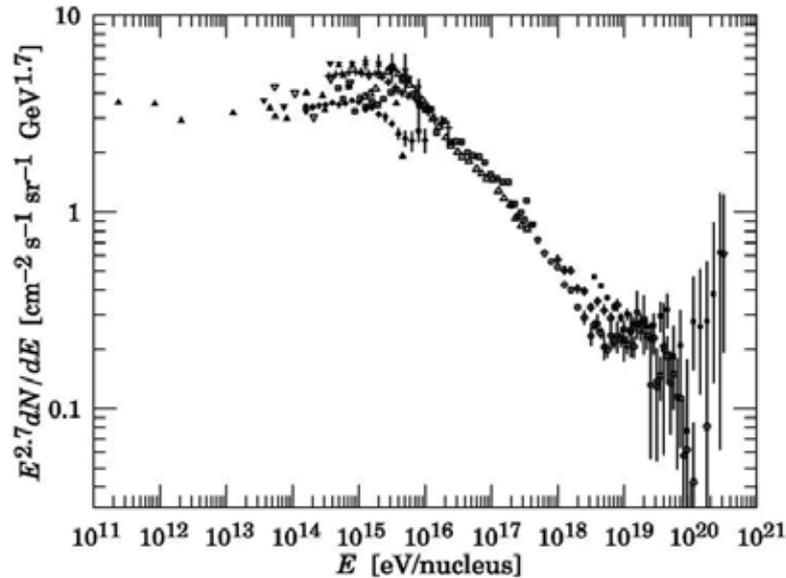


Figura 1.3: Spettro primario dei raggi cosmici moltiplicato per $E^{2.7}$, da 10^{11} a 10^{20} eV. Il *ginocchio* a circa 10^{15} eV è chiaramente visibile. Il comportamento al di sopra di 10^{20} eV è controverso [9].

Coulomb molto basse ed essendo legati dalla forza debole, si consumano rapidamente nelle reazioni nucleari del nucleo delle stelle. La loro concentrazione è invece alta nei raggi cosmici, a causa della spallazione¹ di nuclei di C, N e O quando attraversano l'idrogeno interstellare. Il rapporto tra particelle primarie (C, N e Fe) e secondarie (Li, Be e B) suggerisce una stima della vita media nella galassia di circa 10^6 anni [8].

La distribuzione dell'abbondanza relativa risulta essere approssimativamente dipendente dall'energia, eccezion fatta per il ferro. Nella regione di bassa energia (sotto 1 GeV/nucleone) l'influenza del vento solare sul plasma che arriva dallo spazio è notevole. In periodi di crescita dell'attività solare, l'aumento del vento solare tiene la radiazione cosmica di bassa energia lontano dalla Terra, e contribuisce maggiormente al flusso di particelle osservato in questa regione.

Anche il campo geomagnetico terrestre influenza l'osservazione dei raggi cosmici e ciò determina una dipendenza dalla latitudine geografica. Sopra diversi TeV di energia è noto sperimentalmente solo lo spettro energetico integrato. Lo spettro si estende fino ad almeno 10^{20} eV, dove i flussi osservati sono estremamente piccoli (vedi fig. 1.3).

¹spallazione: avviene quando un nucleo pesante interagisce anelasticamente con un atomo di H o He, frammentandosi e liberando una certa quantità di nuclei più leggeri

Come già accennato, gli elettroni contribuiscono per circa il 2% alla radiazione cosmica. Essi possono essere generati direttamente dalle sorgenti di radiazione cosmica, o nascere come prodotti secondari delle reazioni nucleari nel mezzo interstellare in accordo con la sequenza $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu^{(-)} \rightarrow e^\pm \nu_e^{(-)}$ [15].

Il rivelatore AMS è capace di rivelare raggi cosmici carichi con energie cinetiche appartenenti ad un intervallo compreso tra 0.1 e 200 GeV/nucleone, e per questo motivo nella seguente discussione verranno considerati esclusivamente i GCR.

1.1.3 Sorgenti Astrofisiche e Accelerazione dei Raggi Cosmici

Il termine “raggi cosmici” si riferisce di solito a raggi cosmici galattici (GCR), ossia quelli che si originano in sorgenti al di fuori del sistema solare, e che si propagano attraverso la Via Lattea e questo termine include altre classi di particelle energetiche dello spazio, come nuclei ed elettroni accelerati in associazione con eventi energetici sul Sole (chiamati *solar flares*), e particelle accelerate nello spazio interstellare.

Si ritiene che i CR siano prodotti per la maggior parte nella nostra galassia e che le loro energie raggiungano 10^{15} eV. Un forte supporto a questa ipotesi viene dall’osservazione della legge di potenza che governa lo spettro per elettroni di alta energia. Il Compton scattering degli elettroni con la radiazione di fondo distruggerebbe questo spettro, se venissero prodotti a distanza maggiore di 300 kpc.

Poiché i raggi cosmici sono carichi elettricamente, essi vengono deflessi dai campi magnetici cosicché la loro traiettoria diventa imprevedibile, rendendo impossibile riconoscere la posizione della loro sorgente (vedi fig. 1.1). Tuttavia, per i raggi cosmici che si trovano in determinate regioni della galassia, è possibile rilevare la loro presenza grazie alla radiazione elettromagnetica che essi stessi producono.

Inoltre, osservazioni di raggi gamma ad alte energie (10 MeV - 1000 MeV) che provengono dalla collisione di raggi cosmici con il gas interstellare mostrano che la maggior parte di questi è confinata nel disco della galassia, presumibilmente dal campo magnetico di quest’ultima.

L’accelerazione dei raggi cosmici è generalmente relazionata a esplosioni di supernova [17], dove il materiale accelerato potrebbe essere il mezzo interstellare o resti di supernova stessa. La potenza associata a tale esplosione potrebbe infatti fornire sufficiente energia cinetica a tutti i raggi cosmici nella galassia, anche nel caso avvenga, compatibilmente con quanto stimato per la nostra galassia, una sola esplosione di supernova in qualche decina di anni [18].

L’energia che può essere accumulata da particelle interagenti con un’onda di supernova è limitata dalla vita media finita dell’onda e dalla sua curvatura. È stato stimato un limite superiore dell’ordine di $10^{13} - 10^{14}$ eV per il processo [20] ed è quindi necessario prendere in considerazione ulteriori meccanismi per spiegare i raggi cosmici più energetici rilevati sulla superficie terrestre. Questo problema è lontano dall’essere risolto, si pensa che possi-

bili sorgenti includano venti stellari da stelle in fase di pre-supernova, giovani pulsar o stelle binarie [21].

1.1.4 Cutoff Geomagnetico

Poiché il volo dello shuttle per AMS è avvenuto all'interno della magnetosfera terrestre, la quale impedisce alle particelle con bassa energia di entrare nell'atmosfera, bisogna tenere in considerazione l'effetto della rigidità geomagnetica di cutoff nell'analisi dei dati sperimentali. L'effetto è che particelle cariche primarie possono entrare nella magnetosfera e, quindi, essere rilevate dallo strumento solo se la loro rigidità supera la locale rigidità geomagnetica di cutoff.

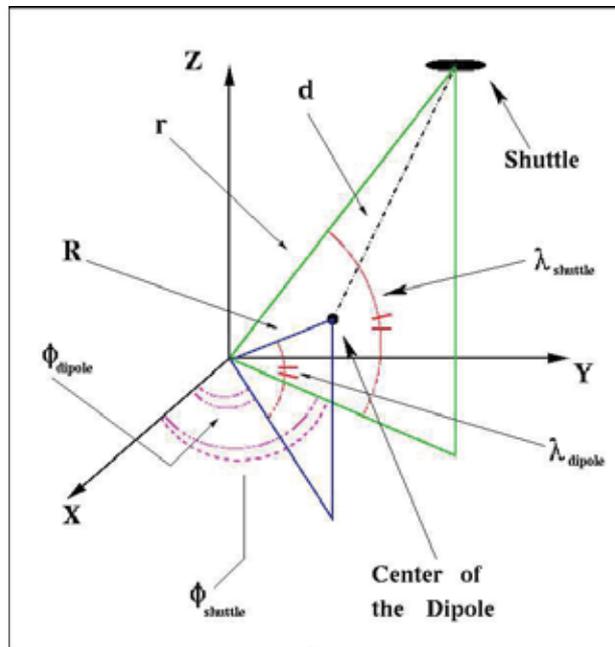


Figura 1.4: Relazione tra lo shuttle e il centro del dipolo magnetico terrestre, nel sistema di coordinate geografiche [22].

La figura 1.4 mostra la relazione tra la posizione dello shuttle e il centro del dipolo magnetico terrestre, nel sistema di coordinate geografiche. Le coordinate geografiche dei poli variano lentamente col tempo geologico; l'attuale posizione del polo Nord si trova a 101° di longitudine Ovest, e 75° di latitudine Nord². I calcoli delle orbite delle particelle incidenti

²Nel 1998, quando lo shuttle era in orbita, la posizione del polo Nord magnetico era 79.397°S e 108.392°E , mentre il polo Sud si trovava a 79.397°N , 71.608°W . Per l'analisi sono state considerate queste ultime posizioni

sulla Terra mentre si muovono su traiettorie elicoidali nel campo del dipolo magnetico sono piuttosto complessi e tediosi e per questo motivo non verranno approfonditi in questa sede.

Consideriamo una particella di carica $Z|e|$, velocità v e momento $p = mv$, che viaggia su una traiettoria equatoriale circolare di raggio r attorno ad un dipolo di momento M . Eguagliando la forza centrifuga e magnetica

$$Z|e| |\mathbf{B} \times \mathbf{v}| = \frac{mv^2}{r}$$

dove il campo equatoriale dovuto al dipolo è

$$B = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \frac{M}{r^3}$$

il raggio dell'orbita risulta

$$r_S = \left[\left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \frac{MZ|e|}{p} \right]^{1/2}$$

conosciuto come **l'unità di Størmer**, dal nome del fisico che per primo trattò il problema. Un valore significativo che può assumere il momento della particella è quello che rende il raggio terrestre r_E uguale all'unità di Størmer, cioè

$$\frac{pc}{Z} = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \frac{Mc|e|}{r_E^2} = 59.6 \text{ GeV} \quad (1.2)$$

dove è stato inserito il valor in unità SI di $\mu_0/4\pi = 10^{-7}$, $M = 8 \times 10^{22}$ Am, $r_E = 6.38 \times 10^6$ m, $|e| = 1.6 \times 10^{-19}$ C e $1 \text{ GeV} = 1.6 \times 10^{-10}$ J. Risulta, infatti, che nessun protone con momento minore del valore indicato sopra può raggiungere la Terra. Størmer dimostrò che l'equazione del moto seguita dalla particella assume la forma

$$b = r \sin\theta \cos\lambda + \frac{\cos^2\lambda}{r} \quad (1.3)$$

dove r è la distanza radiale della particella dal centro del dipolo in unità di Størmer, λ è la latitudine geomagnetica e θ è l'angolo tra il vettore velocità, \mathbf{v} , e la sua proiezione sul piano meridiano che si muove solidale con la particella. L'angolo θ è per convenzione positivo per particelle che viaggiano da est a ovest, mentre è negativo per particelle che viaggiano in direzione opposta. La quantità b è il parametro di impatto, vale a dire la distanza minima della traiettoria della particella dall'asse del dipolo (nuovamente in unità di Størmer). Poiché deve risultare $|\sin\theta| < 1$, questo fatto pone dei limiti sul valore di b , r e λ per le possibili traiettorie che la particella può seguire nel suo viaggio verso la Terra. La condizione $b \leq 2$ è molto rilevante nella determinazione dei valore di cutoff nel campo

dei poli magnetici

terrestre. Inserendo il valore $b = 2$ nell'eq 1.3, l'equazione per il momento di cutoff per ogni λ e θ è dato da

$$p = \frac{\cos^2 \lambda}{1 + (1 - \sin \theta \cos^3 \lambda)^{1/2}} \quad (1.4)$$

In questo lavoro considereremo, poiché più adatta ai nostri scopi, l'espressione per la rigidità ($\frac{pc}{Ze}$) di cutoff, R_{cutoff} , riportata da Cooke [28], la quale è basata sull'approssimazione del momento di dipolo del IGRF1980³:

$$R_{cutoff} = \frac{59.4}{r^2} \cdot \frac{\cos^4 \lambda}{[1 + (1 - \sin \theta \cos^3 \lambda \sin \phi)^{1/2}]^2} \text{ GV} \quad (1.5)$$

dove r è ancora la distanza radiale dal centro del dipolo, espressa però in unità di raggi terrestri, λ è la latitudine magnetica, θ è l'angolo zenith, e ϕ è l'azimuth misurato in senso orario dal polo nord magnetico.

In figura 1.5 è illustrato il cutoff geomagnetico atteso all'altitudine del volo dello shuttle ($\sim 300\text{km}$). Si nota che il valore del cutoff è più alto per particelle che vengono dalla direzione ovest ed è più basso per quelle provenienti da est. Nella stessa figura, sono disegnate le linee di massima altitudine raggiungibili dallo space shuttle durante il volo della missione STS-91 per AMS. Questo significa che l'apparato può raggiungere altitudini geomagnetiche massime di circa 64 gradi che corrispondono a una rigidità di cutoff pari a 0.46 GV/c – cutoff minimo che AMS può aver sperimentato durante il volo sullo shuttle.

1.2 L'Antimateria

In accordo con la teoria di Dirac sulle interazioni elementari, ad ogni particella corrisponde un'antiparticella con tutti i numeri quantici additivi invertiti di segno e per ogni reazione che coinvolge particelle, la stessa reazione può avvenire per antiparticelle. La conferma sperimentale di questa teoria venne innanzitutto dalla scoperta di positroni nei raggi cosmici [29] e in seguito dalla scoperta di antiprotoni negli acceleratori [30]. Questa simmetria è tuttavia non osservata nel mondo macroscopico che ci circonda il quale è composto da fotoni e materia formata da particelle. Finora non vi è infatti alcuna evidenza sperimentale che provi la presenza di antimateria nel nostro universo.

³International Geomagnetic Reference Field

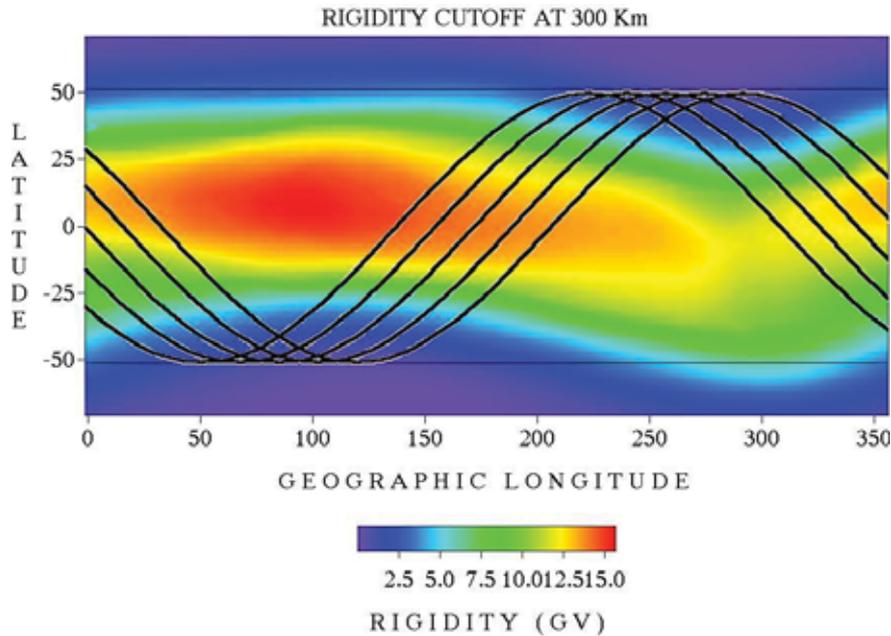


Figura 1.5: Rigidità di cutoff attesa all'altitudine del volo dello shuttle (~ 300 km) per particelle provenienti dalla direzione dello zenith, in funzione della latitudine in coordinate geografiche. Le linee rappresentano le latitudini geografiche raggiungibile da AMS [22].

1.2.1 Il Modello Standard

Tutti i fenomeni conosciuti di fisica delle particelle sono estremamente ben descritti nel Modello Standard (SM) delle particelle elementari e delle loro interazioni fondamentali.

Le particelle elementari sono di due tipi [35]: i mattoncini essenziali della materia, detti particelle di materia e le particelle intermedie delle interazioni (vedi fig. 1.6).

Le prime sono fermioni di spin $s = \frac{1}{2}$ e sono classificate in leptoni e quark. I leptoni conosciuti sono l'elettrone, e^- , il muone, μ^- e il tau, τ^- con carica elettrica $Q = -1$ (tutte le cariche sono riportate in unità di carica elementare e) e i corrispondenti neutrini ν_e , ν_μ and ν_τ con carica $Q = 0$. I quark noti, invece, sono di sei diversi sapori: *up, down, strange, charm, beauty* e *top* e sono classificati come up-like i quark u, c e t , con carica $Q = \frac{2}{3}$ e down-like i quark d, s e b , con carica frazionaria $Q = -\frac{1}{3}$.

I quark possiedono un numero quantico in più, il colore, che può assumere tre diversi valori, generalmente designati come *rosso, blu, verde*. Poiché tutte le particelle in natura appaiono incolore, i quark devono essere confinati nelle particelle di materia che si osservano in singoletti di colore. I barioni sono composti da tre quark qqq , o tre antiquark

$\bar{q}q\bar{q}$, come per esempio il protone $p \equiv uud$; e i mesoni sono stati legati composti da un quark e un antiquark $q\bar{q}$, come per esempio il pione $\pi^+ \equiv u\bar{d}$ and $\pi^- \equiv d\bar{u}$.

Il secondo tipo di particelle elementari sono gli intermediari delle interazioni fondamentali. Trascurando momentaneamente l'interazione gravitazionale, tutte le interazioni rilevanti per la fisica delle particelle sono note per essere mediate dallo scambio di una particella elementare detta bosone avente spin $s = 1$. Il fotone γ , è la particella di scambio dell'interazione elettromagnetica, gli otto gluoni $g_\alpha, \alpha = 1, \dots, 8$ mediano l'interazione forte tra i quark, e i tre bosoni pesanti W^\pm, Z^0 sono i corrispondenti bosoni per l'intermediazione della forza debole.

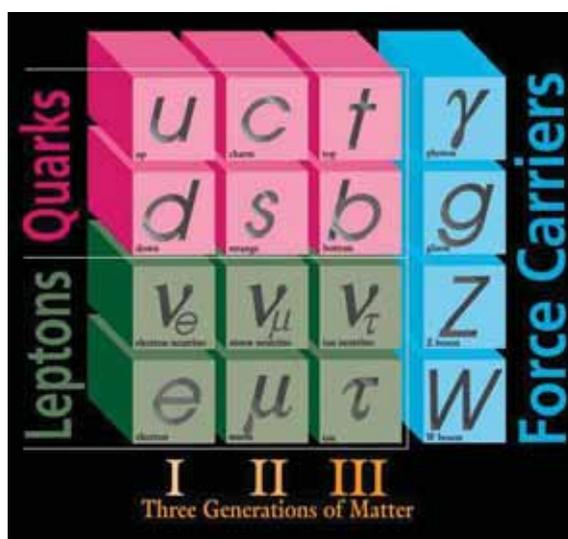


Figura 1.6: Il Modello Standard delle particelle elementari.

Il settore di gauge del modello standard è composto dagli otto gluoni che sono i bosoni di $SU(3)_C$ (rappresentazione matematica della forza forte), e dalle particelle γ, W^\pm e Z^0 che sono i quattro bosoni di $SU(2)_L \times U(1)_Y$ (rappresentazione matematica della forza elettrodebole). La caratteristica fisica più importante dei gluoni è che sono senza massa, elettricamente neutri e portano il numero quantico di colore. Esistono otto gluoni poiché si trovano in otto colori differenti. Conseguenza del fatto che i gluoni sono carichi è che essi sono in grado di interagire non solo con i quark, ma anche fra di loro. I bosoni deboli, W^\pm e Z^0 sono particelle massive e auto-interagenti. Le W^\pm sono cariche con $Q = \pm 1$ rispettivamente e la Z^0 è elettricamente neutra. Il fotone γ è invece senza massa, senza carica e non-auto-interagente.

Per quanto riguarda il range di azione delle varie interazioni, è perfettamente noto che

l'interazione elettromagnetica non ha limiti e ciò riflette il fatto che corrisponde a una interazione mediata da bosoni di gauge senza massa; il raggio di azione dell'interazione debole invece è circa 10^{-16} cm, corrispondente allo scambio di particelle di gauge massive con massa dell'ordine $M \sim 100$ GeV; il range dell'interazione forte, infine, non è infinito come ci si potrebbe aspettare dallo scambio di gluoni che sono senza massa, ma finito a causa della ulteriore proprietà fisica del "confinamento" [35]. Il corto raggio di azione dell'interazione forte è dell'ordine di 10^{-13} cm, dimensione tipica degli adroni più leggeri.

Per quel che concerne la forza delle tre interazioni, l'interazione elettromagnetica è governata dalla dimensione della costante di accoppiamento elettromagnetica α che a basse energie è data dalla costante di struttura fine, $\alpha(m_e) = 1/137$. L'interazione debole ad energie molto più basse della massa M del bosone scambiato, ha una "forza" effettiva data dalla costante dimensionale di Fermi $G_F = 1.167 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$. Il nome dell'interazione forte è dovuto alla comparazione della sua forza con quella delle altre. La forza forte è governata dalla grandezza della costante di accoppiamento forte g_S o equivalentemente $\alpha_S = \frac{g_S^2}{4\pi}$ e varia da grandi valori a basse energie, $\alpha(m_{hadron}) \sim 1$, fino a svanire nel limite asintotico $\alpha \rightarrow 0$. Quest'ultimo indica che i quark si comportano come particelle libere quando sono osservati a energie infinitamente grandi o, equivalentemente, a distanze infinitamente piccole, proprietà conosciuta con il nome di *asymptotic freedom*.

Il **settore fermionico** di quark e leptoni è organizzato in tre famiglie aventi identiche proprietà eccezion fatta per la massa. Le particelle contenute in ogni famiglia sono rispettivamente:

$$\begin{aligned} 1^{st} \text{ family} &: \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, e_R^-, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, u_R, d_R \\ 2^{nd} \text{ family} &: \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \mu_R^-, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, c_R, s_R \\ 3^{rd} \text{ family} &: \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \tau_R^-, \begin{pmatrix} b \\ t \end{pmatrix}_L, b_R, t_R \end{aligned}$$

e le loro corrispondenti antiparticelle. Le particelle sinistrorse e destrorse sono definite per mezzo dell'operatore di chiralità γ_5 ,

$$\begin{aligned} e_L^- &= \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)e^- \\ e_R^- &= \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)e^- \end{aligned}$$

e si trasformano, rispettivamente, in doppietti e singoletti di $SU(2)_L$.

Per quanto riguarda gli aspetti teorici, il modello standard è una teoria quantica di campi basata sulla simmetria di gauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Questo gruppo di gauge include il gruppo di simmetria dell'interazione forte, $SU(3)_C$, e quello per l'interazione elettrodebole, $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Il gruppo di simmetria dell'interazione elettromagnetica, $U(1)_{em}$, appare nel modello standard come sottogruppo di $SU(2)_L \times U(1)_Y$, nel senso che l'interazione debole ed elettromagnetica, come già detto, sono unificate [35].

1.2.2 Simmetrie

L'esistenza delle simmetrie gioca un ruolo cruciale in fisica delle particelle. Si dice che esiste una simmetria S quando il sistema fisico sotto studio presenta un'invarianza sotto la trasformazione data da S o, equivalentemente, quando l'Hamiltoniana H del sistema è invariante, cioè

$$SHS^+ = H$$

A volte, fissare simmetrie indipendenti di un sistema genera una struttura algebrica di gruppo, nel qual caso si dice che esiste una simmetria di gruppo.

Tipi di simmetrie

Esistono diversi modi di classificare le diverse simmetrie. Uno di questi è quello di considerare i tipi di parametri che definiscono queste trasformazioni, in questo caso abbiamo:

- *Simmetrie Discrete*
I parametri possono assumere solo valori discreti. In fisica delle particelle per esempio, simmetrie discrete sono la Parità, P , la Coniugazione di Carica, C , e l'Inversione di Tempo, T (vedi paragrafo 1.2.3).
- *Simmetrie Continue*
I parametri possono assumere valori continui. Tipici esempi di questo tipo di simmetria sono le rotazioni, $R(\theta)$, dove l'angolo di rotazione θ assume valori continui. Esistono diversi tipi di simmetrie continue:
 - Simmetrie Spazio-Tempo: sono quelle simmetrie che agiscono sullo spazio e sul tempo (traslazioni e rotazioni)
 - Simmetrie Interne: sono quelle simmetrie che agiscono sui numeri quantici interni, come la simmetria $SU(2)_{Isospin}$.

1.2.3 Teorema di CPT

In meccanica quantistica, quantità conservate corrispondono alla commutazione dell'operatore A con l'operatore Hamiltoniano H :

$$[\hat{H}, \hat{A}] = HA - AH = 0. \quad (1.6)$$

Da questa relazione segue che esistono autostati ψ di H che sono contemporaneamente anche autostati di A

$$A | \psi \rangle = q | \psi \rangle \quad (1.7)$$

dove q è autovalore dell'autostato ψ sia di H che di A . Quantità conservate implicano l'invarianza dell'equazione del moto sotto particolari trasformazioni di simmetria.

Le tre più importanti simmetrie discrete in fisica delle particelle sono:

- P (*Parity*), corrisponde all'inversione delle coordinate spaziali di uno stato fisico rispetto all'origine: $P(a(\vec{x}, t)) = a(-\vec{x}, t)$;
- C (*Charge Conjunction*), applicata alla funzione d'onda ψ inverte il segno di tutte le cariche: $C(a^+) = a^-$;
- T (*Time reversal*), inverte la coordinata temporale: $T(a(\vec{x}, t)) = a(\vec{x}, -t)$;

Particelle e antiparticelle sono connesse attraverso queste tre simmetrie discrete, le quali sono il fondamento della teoria relativistica dei campi.

Uno dei teoremi più importanti e generali della moderna teoria quantistica dei campi è quello dell'invarianza sotto la combinazione dei tre operatori di simmetria C , P e T (Teorema di CPT). Le condizioni per la validità dell'invarianza sotto CPT sono talmente universali che fino ad ora non è stata concepita alcuna teoria che non obbedisca a CPT . L'invarianza sotto CPT sfocia, tra le altre cose, nell'identità della massa e della vita media di particelle e antiparticelle, così come nell'uguaglianza e opposizione del momento magnetico con elevata precisione. Mentre l'invarianza sotto CPT è universale, per quel che ne sappiamo, le simmetrie CP e T non lo sono. Nel modello standard, le interazioni forte ed elettromagnetica sono invarianti sotto ciascuna delle tre simmetrie discrete e ciascuna delle loro combinazioni (CP , CT e PT). L'interazione debole al contrario non lo è e l'operatore CP trasforma un neutrino sinistrorso nello stato sinistrorso del suo coniugato di carica, l'antineutrino (vedi fig. 1.7) che si osserva in natura.

1.2.4 Asimmetria Materia-Antimateria

Nei primi istanti di vita dell'universo furono creati e si annichilarono diversi tipi di adroni. Le sole particelle che sopravvissero all'era adronica furono i nucleoni e gli antinucleoni, mentre il resto delle particelle scomparvero in seguito a decadimento. Consideriamo ora una popolazione di nucleoni e antinucleoni in equilibrio con la radiazione in accordo con la reazione

$$p + \bar{p} \rightarrow \gamma + \gamma \quad (1.8)$$

Assumendo che il numero iniziale di barioni fosse pari a zero, la densità di nucleoni e antinucleoni sarebbe data dalla statistica di Fermi-Dirac:

$$N(E) dp = \frac{p^2 dp}{\pi^2 \hbar^3 [e^{E/kT} + 1]} \cdot \left(\frac{g_f}{2}\right) \quad (1.9)$$

con $g_f = 2$ (dove $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$, m è la massa del fermione mentre g_f è il numero di sottostati di spin), e quindi

$$N_B = N_{\bar{B}} = \frac{(kT)^3}{\pi^2 (\hbar c)^3} \int \frac{(pc/kT)^2 d(pc/kT)}{e^{E/kT} + 1} \quad (1.10)$$

dove p è il momento ed E è l'energia totale. Questo potrebbe essere confrontato con il numero di fotoni [25]

$$N_\gamma = 2.404 \frac{(kT)^3}{\pi^2 (\hbar c)^3} \quad (1.11)$$

Per valori di N_B ed N_γ uguali si ha l'equilibrio termico, che può essere ottenuto solo quando le collisioni che determinano l'annichilazione sono sufficientemente frequenti. Alla fine

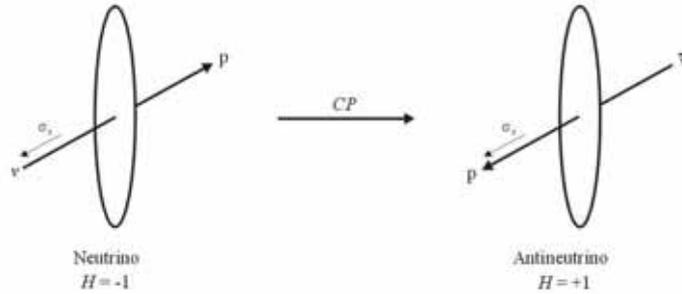


Figura 1.7: L'operatore P agente su un neutrino sinistrorso lo trasforma in un neutrino destrorso, il quale non esiste in natura. L'operatore C su un neutrino sinistrorso trasforma questo stato in antineutrino sinistrorso, anch'esso non osservato in natura. La combinazione degli operatori CP , tuttavia, trasforma un neutrino sinistrorso nell'antineutrino destrorso, che al contrario si osserva in natura.

viene raggiunta la cosiddetta temperatura critica. Gli antinucleoni quindi non riescono più a trovare nucleoni con cui annichilirsi e i restanti barioni e antibarioni vengono “congelati”. Dai dati sperimentali della sezione d'urto di annichilazione nucleone-antinucleone, dalla velocità di espansione e dalla densità (eq. 1.10) in funzione della temperatura in equilibrio termico, è possibile calcolare la temperatura e la densità di nucleoni a temperatura di “freeze-out” [25]:

$$k T = \left(\frac{45 \hbar^3 c^5}{32 \pi^3 G_N} \right)^{1/4} \frac{1}{t^{1/2}} \approx \frac{1 \text{ MeV}}{t^{1/2}} \quad (1.12)$$

$$k T_c \simeq 20 \text{ MeV}, \quad \frac{N_B}{N_\gamma} = \frac{N_{\bar{B}}}{N_\gamma} \simeq 10^{-18} \quad (1.13)$$

Quando l'universo si raffreddò sotto i 20 MeV, quindi, non ci fu più annichilazione barione-antibarione e di conseguenza il rapporto menzionato sopra dovrebbe essere ancora valido oggi. I valori osservati oggi sono:

$$\eta = \frac{N_B}{N_\gamma} (\text{observed}) \simeq 10^{-9}, \quad \frac{N_{\bar{B}}}{N_B} < 10^{-4} \quad (1.14)$$

dove l'ultimo limite riguardante il rapporto \bar{B}/B è dovuto, tra le altre cose, all'assenza di antinuclei nei raggi cosmici della nostra galassia ed all'intensa emissione di raggi γ che scaturirebbe dall'annichilazione di galassie distanti, durante collisioni con l'antimateria. In queste condizioni, il modello del Big-Bang prevederebbe un numero di barioni errato di un fattore 10^9 e un ugual numero di barioni e antibarioni, partendo da una condizione iniziale con $B = 0$ [25]. Per rendere conto di questa asimmetria materia-antimateria sono state formulate teorie di bariogenesi.

1.2.5 Bariogenesi

Nel 1967 Sakharov espresse per primo l'idea che per produrre un eccesso di particelle rispetto alle antiparticelle, partendo da abbondanze di materia e antimateria uguali, il meccanismo di bariogenesi dovesse soddisfare le seguenti condizioni:

- **violazione della conservazione di B .** Il numero barionico B (cioè il numero di barioni meno il numero di antibarioni nell'universo) doveva essere violato. In altre parole, nell'universo primordiale doveva esistere un bosone X il cui decadimento in quark e leptoni non conservava il numero barionico.

- **violazione delle simmetrie C e CP .** Un esempio della violazione di CP può essere osservato in un processo che coinvolge particelle: consideriamo un generico X dell'universo primordiale che decade, attraverso particelle intermedie, in un protone ($X \rightarrow \dots \rightarrow p$). Osservando in seguito lo stesso processo dopo aver scambiato le particelle con le loro antiparticelle ($\bar{X} \rightarrow \dots \rightarrow \bar{p}$), si trova che i due processi differiscono nella frequenza di decadimento: $\Gamma(X \rightarrow \dots \rightarrow p) \neq \Gamma(\bar{X} \rightarrow \dots \rightarrow \bar{p})$. Poiché stiamo provando ad ottenere un eccesso di particelle da abbondanze iniziali di particelle e antiparticelle (X and \bar{X}) equivalenti, abbiamo bisogno di una frequenza di decadimento maggiore per le particelle e quindi una violazione di CP .
- **uscita dall'equilibrio termodinamico.** Finché l'universo è in equilibrio termodinamico, la meccanica statistica provvede a mantenere particelle e antiparticelle in uguali quantità. Questo è dovuto al fatto che la sola proprietà intrinseca della particella dalla quale dipende l'equilibrio è la massa. Non ci sono evidenze sperimentali per credere che le masse di particelle e antiparticelle differiscano, né forti motivazioni teoriche per credere che le masse di particelle e antiparticelle siano esattamente le stesse. Per rendere le particelle più abbondanti delle antiparticelle è allora necessaria un'uscita dall'equilibrio termodinamico.

1.2.6 Domini di Materia-Antimateria

Esistono inoltre alcune versioni di bariogenesi disomogenea le quali sostengono che potrebbe essersi prodotto un eccesso di barioni in alcune regioni dello spazio e un eccesso di antibarioni in altre. In scenari connessi con l'inflazione, non c'è costrizione a priori sull'ordine di grandezza di queste regioni di materia e antimateria. Con un ordine di grandezza piccolo, le regioni di antimateria si sarebbero annichilate nell'universo primordiale, e la presenza di materia oggi richiederebbe una bariogenesi asimmetrica, che produce più barioni che antibarioni. Con un ordine di grandezza grande, invece, le regioni di antimateria potrebbero essere sopravvissute fino ad oggi, nel qual caso, una simmetria barionica totale rimane una possibilità [27]. L'universo infatti potrebbe contenere uguali quantità di materia e antimateria (vedi fig. 1.8), separate nello spazio in domini di materia e antimateria, e l'assenza di radiazione di annichilazione proveniente dai contorni dei domini indica che le dimensioni di questi domini potrebbero essere molto grandi.

Tenendo in considerazione esclusivamente le condizioni dell'universo presente, il limite inferiore delle dimensioni dei domini corrisponde a scale di cluster di galassie dell'ordine di 20Mpc. A causa della bassa densità dello spazio intergalattico tra i *clusters*, la radiazione di annichilazione tra *clusters* e *antclusters* potrebbe sfuggire alla rivelazione [27].

In questa ipotesi, AMS potrebbe davvero essere in grado di rivelare antimateria nello spazio che ci circonda.

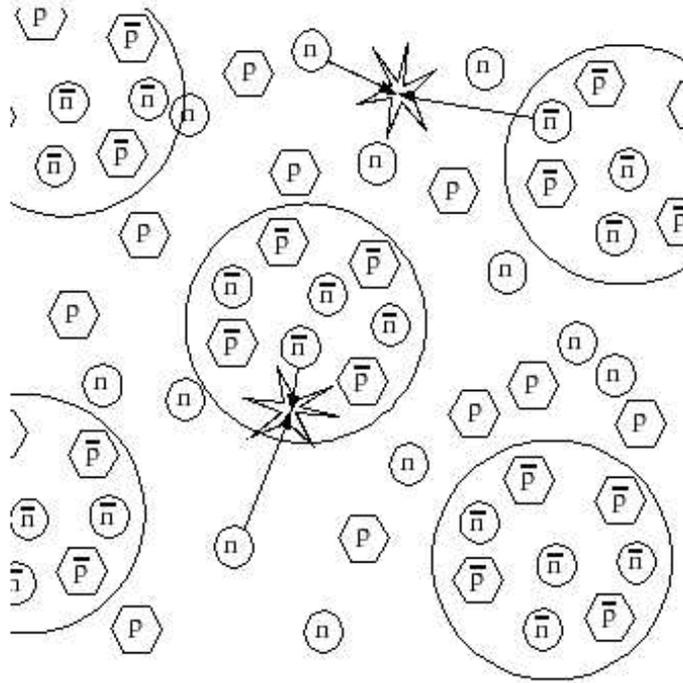


Figura 1.8: Domini di materia e antimateria nell'universo [26].

1.3 Materia Oscura

Esiste quasi un totale accordo tra gli astronomi sul fatto che nell'universo ci sia molta più materia che interagisce gravitazionalmente piuttosto che materia luminosa. Questa “materia oscura” non emette né assorbe radiazione elettromagnetica a lunghezza d'onda conosciuta, ma le sue interazioni gravitazionali dominano su scale che vanno da piccole galassie nane a grandi galassie a spirale come la Via Lattea, fino a cluster di galassie a scale così grandi da non essere ancora state osservate. Dalla prima proposta di esistenza della materia oscura, le evidenze sono diventate enormi [55].

1.3.1 Cosmologia

L'ambiente per capire l'evoluzione dell'universo è il modello del Big-Bang caldo, tecnicamente chiamato “modello cosmologico di Friedmann-Lemaitre-Robertson-Walker (FLRW)”. Fondato sulla teoria della relatività generale di Einstein, questo modello assume che l'universo alle scale più grandi è omogeneo e isotropo, caratteristiche che sono state recentemente confermate sperimentalmente [34].

L'equazione di Friedmann descrive la velocità di espansione dell'universo e correla diversi parametri cosmologici:

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G \rho_{tot}}{3} - \frac{1}{R_{curv}^2} \quad (1.15)$$

$$\rho_{tot} = \sum_i \rho_i, \quad R_{curv}^2 \equiv k/a^2$$

dove H è la velocità di espansione, $a(t)$ è il fattore di scala cosmica (che descrive la separazione delle galassie durante l'espansione), ρ_{tot} è la densità di massa-energia, e R_{curv} il raggio di curvatura. Il noto *redshift* cosmologico z (che mette in relazione la lunghezza d'onda del fotone λ_R ricevuta al tempo t_R con la corrispondente lunghezza d'onda nel sistema a riposo λ_E emessa al tempo t_E) è direttamente legato alla variazione del fattore di scala $a(t)$: $1 + z \equiv \lambda_R/\lambda_E = a(t_R)/a(t_E)$.

Dall'equazione di Friedmann segue che la densità di massa totale e la curvatura spaziale k sono legate tra di loro:

$$R_{curv,0} = \frac{H_0^{-1}}{|\Omega_0 - 1|^{1/2}} \quad (1.16)$$

dove il pedice '0' indica il valore corrente del parametro, $\Omega_0 \equiv \rho_{tot}/\rho_{crit}$ e ρ_{crit} è la cosiddetta *densità critica* che separa universi con curvatura positiva ($k > 0$) ed ad alta densità da universi con curvatura negativa ($k < 0$) ed a bassa densità. Recenti misure dell'anisotropia della radiazione cosmica di fondo hanno riportato evidenze sul fatto che la geometria dell'universo sia molto vicina all'essere piatta ($k = 0$) [32] con

$$\Omega_0 = 1.02 \pm 0.02$$

1.3.2 Composizione dell'Universo

La densità cosmologica di una data popolazione o specie è misurata usando

$$\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_{crit}}$$

dove ρ_i è la densità della specie mediata su tutto l'universo, mentre ρ_{crit} , che è la *densità critica*, è data da

$$\rho_{crit} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 1.88 \cdot h^2 \times 10^{-29} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3} \quad (1.17)$$

dove $h = 0.4 - 1$ rappresenta l'incertezza sulla costante di Hubble ($H_0 = 100h \text{ km sec}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$). Le componenti dell'universo conosciute includono la materia ordinaria o barioni ($\Omega_B = \rho_B/\rho_{crit}$), la materia oscura fredda (Ω_{CDM}), i neutrini massivi (Ω_ν), la radiazione cosmica

di background più altre forme di radiazione (Ω_{rad}) e l'energia oscura (Ω_X). I valori che assumono queste densità sono ricavati empiricamente e sommati, con i loro margini di errore, danno la densità critica $\Omega_0 = 1$, valore consistente con la determinazione della curvatura $k = 0$. Misure precise sono state condotte dal recente esperimento WMAP [39] e di seguito sono riportati i valori delle densità:

$$\begin{aligned}
 \Omega_0 &= \Omega_B + \Omega_{CDM} + \Omega_v + \Omega_X = 1.02 \pm 0.02 \\
 \Omega_B &= 0.044 \pm 0.004 \\
 \Omega_{CDM} &= 0.23 \pm 0.04 \\
 \Omega_v^4 &= 0.001 \pm 0.05 \\
 \Omega_X &= 0.73 \pm 0.04
 \end{aligned}
 \tag{1.18}$$

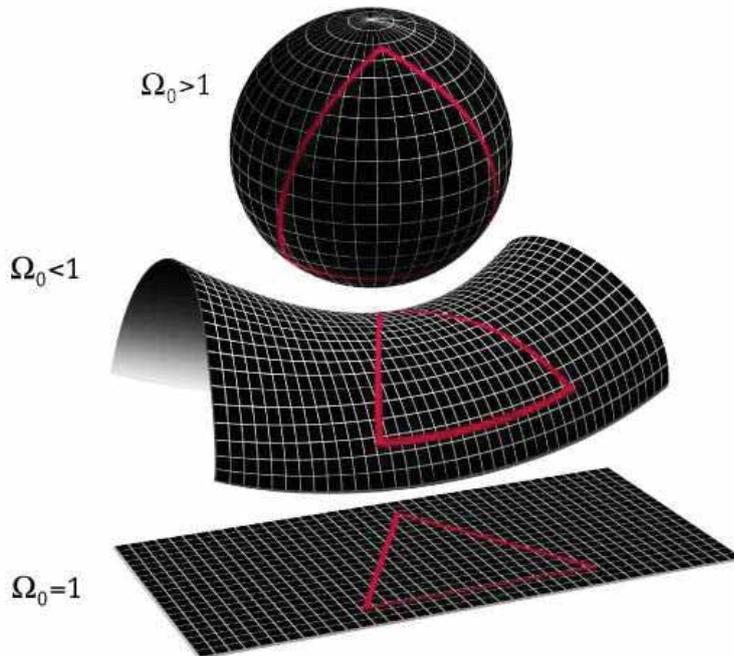


Figura 1.9: Forme dell'universo: universo *chiuso*: l'universo curva su se stesso e le linee che divergevano si richiudono su se stesse; universo *aperto*: l'universo si apre, le linee divergenti si allontanano, aumentando l'angolo che le separa; universo *euclideo*: l'universo non ha curvatura, le linee divergenti formano un angolo costante l'una rispetto all'altra [33].

Il contributo dei fotoni e dei neutrini relativistici è oggi trascurabile, $\Omega_{rad} \sim 10^{-5}$, benché sia stato importante nell'universo primordiale.

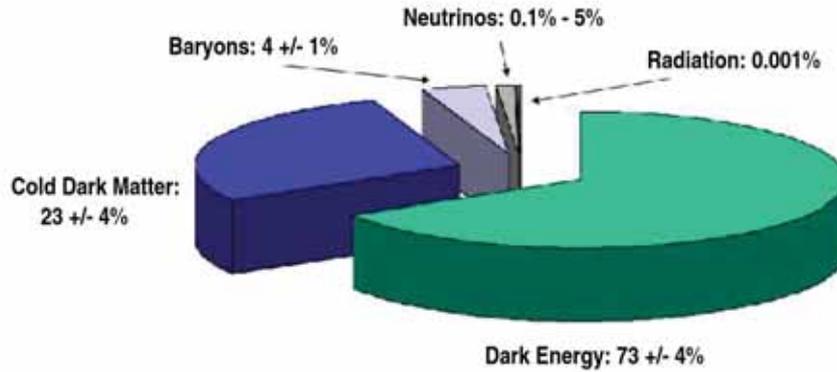


Figura 1.10: Composizione dell'universo ad oggi. Poiché le varie componenti di massa ed energia evolvono diversamente, la composizione cambia nel tempo [34].

1.3.3 Evidenze di Materia Oscura ed Energia Oscura

Materia Oscura

Esistono due tipi di evidenze per l'esistenza della materia oscura. Quelle dirette sono basate esclusivamente sull'osservazione della grandezza del potenziale gravitazionale di un corpo astronomico, senza alcuna assunzione sulla distribuzione di massa. Le evidenze indirette si basano invece su metodi diversi che richiedono qualche assunzione (di solito un modello) prima che possa essere tratta qualsiasi conclusione sulla materia oscura.

Evidenze Dirette La prima evidenza per la materia oscura viene dal moto delle galassie nei cluster Coma e Virgo [40, 41]. La velocità osservata implica la presenza di una massa ~ 100 volte più grande di quella visibile [42]. La presenza di materia oscura è inoltre stata dimostrata direttamente dallo studio delle curve di rotazione delle galassie. Esse appaiono più "appiattite" di quello che ci si aspetterebbe se tutta la massa fosse contenuta nel disco luminoso, indicando la presenza di un grande alone sferico di materia oscura che costituisce almeno il 90% della massa delle galassie [43]. Anche lo studio dell'emissione dei raggi X da grandi cluster di galassie mostra evidenze dell'esistenza della materia oscura. La parte di

⁴Non c'è risultato da WMAP, il valore riportato è preso da Freedman et al. [34]

materia visibile in questi cluster è sottoforma di plasma caldo ($T \sim 10^7$). La quantità di gas può essere stimata dalla sua emissione di raggi X e la stima mostra che c'è un'insufficiente quantità di massa visibile intrappolata nel gas caldo rendendo indispensabile la presenza di una componente oscura.

Si trova infine prova dell'esistenza di materia oscura dalla dinamica delle galassie ellittiche, dalla sfericità della distribuzione dei *clusters* globulari, dalle curve di rotazione della nube di Magellano attorno alla Via Lattea, dalla stabilità del disco galattico, e dalla dinamica di altre strutture di dimensioni dell'ordine dei *clusters*. La densità di materia oscura stimata nella nostra galassia è circa 0.3 GeV cm^{-3} .

Evidenze Indirette La maggior parte delle prove indirette della presenza di materia oscura proviene dalla Nucleosintesi primordiale (BBN⁵) che descrive la produzione di elementi leggeri (H, D, He, Li) durante i primi tre minuti dopo il Big Bang. Questa teoria è basata esclusivamente sui risultati ottenuti dalla fisica nucleare e dal modello standard e prevede l'esistenza di un solo parametro libero: il rapporto tra il numero di barioni e il numero di fotoni nell'universo, ν . Il valore di ν che è limitato dalle osservazioni delle abbondanze relative degli elementi leggeri, è pari a $(2.6 - 6.2) \times 10^{-10}$. Le abbondanze relative calcolate durante la BBN sono $He/H \equiv 0.25$, $D/H \sim 10^{-5}$, e ${}^7Li/H \sim 10^{-10}$. Questi risultati sono in accordo con i valori osservati, sebbene le misure siano difficili e piene di incertezze a causa dei processi stellari. Un ulteriore importante risultato che scaturisce dalla BBN è la stima della densità di massa dei barioni ($\Omega_B = 0.023$), da cui si deduce che, in accordo con la BBN, almeno il 90% della materia dell'universo è non-barionica [44].

Energia Oscura

Energia oscura è il termine che viene utilizzato per designare l'agente che causa l'accelerazione del processo di espansione. In accordo con l'equazione di Friedmann

$$\frac{\ddot{R}}{R} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) \quad (1.19)$$

dove R è il fattore di scala cosmica, ρ è la densità di energia e p il momento, questa energia deve avere pressione negativa, con magnitudine comparabile con la sua densità di energia, al fine di poter produrre un'accelerazione del processo di espansione. Non essendo visibile nelle galassie o nei *clusters* di galassie, deve inoltre essere uniformemente distribuita.

L'energia oscura ha le seguenti proprietà identificative:

- non emette luce;
- ha pressione negativa molto grande, $p_X \sim -\rho_X$;

⁵Big Bang Nucleosynthesis

- è pressochè omogenea (non si aggrega alla materia per lo meno su scale grandi come i *clusters* di galassie)

L'energia oscura è caratterizzata da un'equazione di stato data dal rapporto w tra la sua pressione p e la densità di energia ρ : $w = p/\rho$. Se l'energia oscura è vuoto, $w = -1$ (a scopo di confronto, si tenga presente che per la materia non-relativistica il rapporto vale $w = 0$, mentre per la radiazione vale $w = 1/3$). Il rapporto w determina in che modo cambia la densità di energia dell'energia oscura con l'espandersi dell'universo: $r\mu \frac{1}{R^{3(1+w)}}$, dove R è il fattore di scala cosmica. Una pressione negativa ($w < 0$) porta a una densità di energia che decresce più lentamente di quella della materia ($r_M\mu \frac{1}{R^3}$); per questo motivo l'energia oscura era meno importante in passato mentre diventerà sempre più importante nel futuro.

Se l'energia oscura è energia del vuoto, allora il nostro universo piatto continuerà ad accelerare – in 100 milioni di anni tutte le galassie, tranne al più qualche centinaio, avranno la loro luce troppo spostata nella frequenza del rosso per essere viste. Se l'energia oscura verrà dissipata, l'universo comincerà a decelerare e probabilmente ricollasserà [46].

1.3.4 Candidati a Dark Matter

La natura della materia oscura è al momento sconosciuta. I candidati fondamentali sono suddivisi in due categorie: quelli composti da materia barionica e quelli composti da materia non-barionica.

Materia Oscura Barionica

Parte della materia oscura deve essere obbligatoriamente barionica poiché il valore di Ω_B che risulta dal modello della bariogenesi del Big Bang è di un ordine di magnitudine più grande di Ω_{lum} .

MACHOs

Si presume che parte della materia barionica sia composta da oggetti stellari non luminosi – i cosiddetti MAAssive Compact Halo Objects (MACHOs), tipicamente con masse di $0.01 - 0.1M_\odot$ [25]. Esempi di questi corpi sono nane scure, pianeti simili a Giove, resti di buchi neri, nane bianche e stelle di neutroni. Nonostante vi siano teorie che sostengono che la materia oscura non possa essere interamente spiegata dai MACHOs, un alone composto tutto di MACHOs non violerebbe i limiti della BBN. Altre teorie meno conosciute ammettono l'esistenza di particolari nubi composte da idrogeno neutro o di nubi molecolari [47, 48, 49].

Materia Oscura Non-barionica

Tra i candidati non barionici va fatta un prima importante distinzione tra la materia oscura calda (*Hot Dark Matter*) e quella fredda (*Cold Dark Matter*). Un candidato a materia oscura

è detto caldo se si muoveva a velocità relativistiche al momento in cui le galassie iniziavano a formarsi viceversa è detto freddo se si muoveva a velocità non relativistiche.

Hot Dark Matter La materia oscura calda non può formare cluster della grandezza di galassie finché non si raffredda e rallenta fino ad arrivare a velocità non-relativistiche, allora dá origine a uno spettro primordiale considerevolmente diverso da quello attuale [50].

Neutrino

Il candidato più probabile come *hot dark matter* è il neutrino. Se esistesse un neutrino di Dirac leggero ($m_\nu \lesssim 100eV$), la sua densità cosmologica sarebbe

$$\Omega_\nu h^2 \simeq \frac{\sum m_n u}{93eV}$$

(la densità di un neutrino di Majorana sarebbe la metà di questo valore). Rimane tuttavia piuttosto complicato spiegare come neutrini leggeri possano costituire per intero la materia oscura delle galassie. Alcune scienziati suggeriscono l'ipotesi secondo la quale la materia oscura sia in parte calda e in parte fredda.

Cold Dark Matter I possibili candidati come *cold dark matter* non-barionica sarebbero particelle elementari che non sono ancora state scoperte.

Assioni

Gli assioni sono ipotetiche particelle pseudoscalari leggere e neutre, tipicamente con massa $m_a \sim 10^{-5}eV$, ipotizzati per risolvere il problema di *CP* forte in QCD. Essendo stati prodotti in condizioni di non-equilibrio, gli assioni costituirebbero la materia oscura fredda. Per masse dell'ordine $1 - 100\mu eV/c^2$, essi contribuirebbero alla densità della materia oscura in quantità dell'ordine della densità critica ρ_{crit} . Gli assioni potrebbero in linea di principio essere rivelati usando una cavità a microonde in un forte campo magnetico; convertendosi in fotoni a microonde. L'esperimento è stato condotto a basse temperature ($\ll 1K$) per ridurre la radiazione cosmica di fondo.

WIMPs

I candidati a materia oscura più accreditati - e quelli più ricercati dagli sperimentali - sono gli Weakly Interactive Massive Particles (WIMPs) che si disaccoppiano quando non sono relativistici e perciò costituiscono la materia oscura fredda [25]. L'identità degli WIMPs rimane ancora un mistero. La primissima idea fu che gli WIMPs erano pesanti neutrini di Dirac o particelle Majorana di quarta generazione. Da allora numerose altre idee sono state proposte, tuttavia fra tutti questi candidati quello certamente più sviluppato dal punto

di vista teorico è la particella supersimmetrica più leggera (Lightest Supersymmetric Particle). In molte teorie l'LSP è il neutralino (χ), ossia una combinazione lineare dei partner supersimmetrici del fotone ($\tilde{\gamma}$), della Z^0 e del bosone di Higgs:

$$\chi = a_1 \tilde{\gamma} + a_2 \tilde{Z}^0 + a_3 \tilde{H}_1^0 + a_4 \tilde{H}_2^0$$

Il neutralino è un fermione di Majorana, cioè $\chi = \bar{\chi}$ e la sua natura è classificata in termini di un parametro P , definito come $P \equiv a_1^2 + a_2^2$. Il neutralino è chiamato gaugino quando $P > 0.9$, higgsino quando $P < 0.1$, stato misto negli altri casi.

Capitolo 2

Fisica e Astrofisica degli Strangelets

Fino al 1971 si pensava che nuclei ordinari con numero barionico vicino ad $A = 56$ avessero il livello di energia più basso ($E/A \approx 930 \text{ MeV}$). Quello stesso anno, A. Bodmer pubblicò un articolo intitolato “Collapsed Nuclei” nel quale suggeriva l’esistenza di sistemi composti da un gas di Fermi confinato, composto da quark up, down e strange che potevano avere una maggior densità e allo stesso tempo trovarsi in uno stato di energia più basso. Da allora si sono condotti esperimenti e ricerche per provare l’esistenza di questi sistemi.

L’autenticazione di questo nuovo stato di materia, ritenuto da molti lo stato fondamentale della materia adronica, avrebbe conseguenze importanti: implicherebbe nuove idee per lo studio della materia adronica e QCD; avrebbe importanza in cosmologia per il fatto che stelle di neutroni potrebbero essere in realtà stelle strane; in chimica, atomi aventi nuclei composti da strangelets potrebbero esistere senza limiti di numero atomico e avere un’enorme carica nucleare; infine per quanto riguarda la produzione di energia, essendo questo lo stato fondamentale della materia, il processo di transizione della materia normale in *Strange Quark Matter* (SQM) irradierebbe energia. La SQM può quindi potenzialmente essere vista come una nuova fonte di energia pulita [60].

2.1 Fisica della Strange Quark Matter

In fisica delle alte energie gli adroni sono degli stati ben determinati che si manifestano sia come mesoni, $q\bar{q}$, che come barioni, qqq (vedi par. 1.2.1). Particelle che contengono più di tre quark non sono conosciute, pur essendo osservati in natura gruppi di barioni. Dal punto di vista termico però, nessun principio fisico conosciuto esclude l’esistenza di adroni con un numero di quark superiore a tre. In questo stato ipotetico la materia viene chiamata *quark matter* o *strange quark matter* se contiene quark up (u), down (d) e strange (s). La SQM può esistere in natura con un numero barionico che va da $A = 6$, il di-barione H^0 ($uuddss$), fino ad $A \approx 10^{57}$, il limite di Chandrasekhar [76].

Si ritiene che la SQM sia stabile in quantità massive, dette “bulk”, che sono grandi agglomerati per i quali gli effetti di superficie sono trascurabili e gli elettroni (o positroni) legati alla SQM dalla forza di Coulomb si trovano all’interno e in numero sufficiente per essere considerati un gas di fermi degeneri. Non sono ancora ben conosciute le condizioni sotto le quali la SQM in aggregati, a temperatura e pressione zero, sarebbe lo stato fondamentale della materia ordinaria. Questo richiederebbe prima di tutto che l’energia per barione E/A della materia strana sia minore di quella del nucleone, $m_N = 939$ MeV.

Al di sotto della densità della materia nucleare ordinaria, e a basse temperature, i quark sono confinati in adroni. Si ritiene che portando gli atomi a temperature e pressioni sufficienti, questi tenderanno ad uno stato in cui il confinamento non è più obbligatorio e formeranno un mare di quark e gluoni, chiamato *Quark-Gluon Plasma* (QGP).

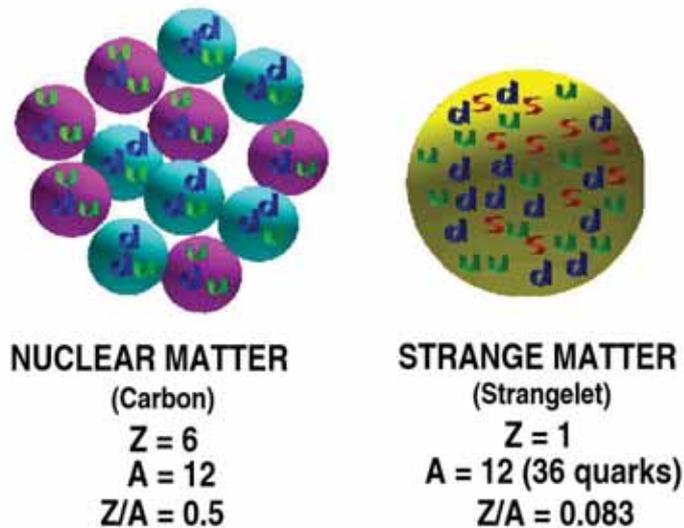


Figura 2.1: A sinistra è illustrato un nucleo di materia ordinaria (^{12}C), e a destra il corrispondente strangelet di ugual numero barionico $A = 12$ [60].

Questo stato può essere correttamente descritto come un gas di quark e gluoni liberi che a pressione alta e a bassa energia mostra proprietà fisiche alquanto differenti da quelle della materia confinata. I quark obbediscono al principio di esclusione del Pauli secondo il quale due quark non possono occupare lo stesso stato di energia. Ad altissima pressione i quark sono forzati da tale principio ad occupare stati di energia via via più alti, facendo aumentare la densità. Dopo un certo lasso di tempo, l’interazione debole aiuta a diminuire questa energia.

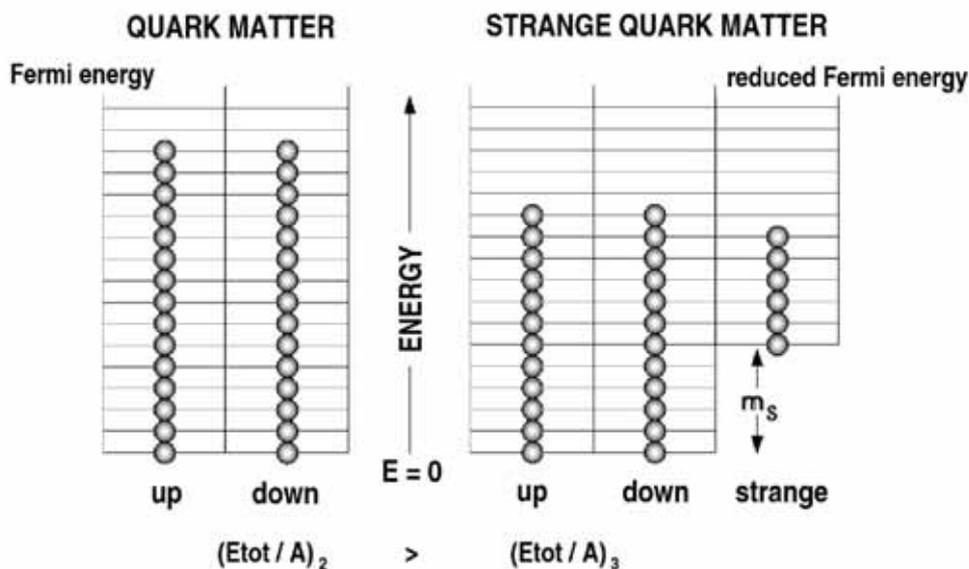


Figura 2.2: Diagramma del livello di energia per la materia di quark ordinaria e la *strange quark matter*. L'introduzione del quark *s* diminuisce l'energia di Fermi totale del sistema [81].

La materia ordinaria è fatta di quark *u* e *d*, i sapori più leggeri; la materia strana è invece più pesante poiché contiene anche il quark *s* (vedi fig. 2.1). In condizioni standard, quando viene creato un quark *s*, esso decade in un quark *u* e un quark *d* per mezzo dell'interazione debole. Nella materia di quark può accadere che un quark *u* e un quark *d*, forzati ad occupare stati molto energetici, si trasformino in un quark *s*. I processi deboli che possono determinare quanto detto sono:

- 1) *strangeness-changing weak scattering*,
 $u + d \rightarrow s + u$
- 2) *weak semi-leptonic decay*,
 $u \rightarrow s + e^+ + \nu_e$

L'interazione debole in natura occorre rapidamente, $\sim 10^{-14}$ s [61] e continua finché le energie di Fermi di tutti i sapori sono le stesse. Alla densità della materia nucleare queste valgono circa 300 MeV¹. Supponiamo che E/A della materia non-strana sia maggiore della

¹Gli altri sapori (c, b e t) non compaiono poiché le loro masse sono notevolmente superiori a 300 MeV.

massa del nucleone di $\sim 100\text{MeV}$ ($m_N = 939\text{ MeV}$); è allora possibile che la materia strana, con un valore non nullo della massa del quark s ($m_s \neq 0$), abbia un'energia per barione minore di 939 MeV [62] e che sia più stabile della materia nucleare (vedi fig. 2.2).

La stabilità della SQM è inoltre favorita dalla minor repulsione coulombiana, dovuta al fatto che la SQM contiene quark u , d e s in ugual numero rendendo l'oggetto quasi elettricamente neutro.

Tutto ciò sembra contraddire la natura delle cose così come noi la conosciamo. È lecito a questo punto domandarsi come mai, se esiste uno stato di energia più basso, la materia nucleare di cui siamo fatti non decade in esso e perché siamo fatti di materia nucleare invece che essere composti da SQM. La risposta è che la stabilità di tale stato richiede un'enorme quantità di quark strani. Se volessimo convertire un nucleo di ferro (^{56}Fe), in uno strangelet di ugual massa ($A = 56$) ci vorrebbe un'interazione debole di intensità elevatissima per cambiare una così considerevole quantità di quark u e d in quark s nello stesso istante di tempo. La probabilità che questo accada è molto bassa, quasi trascurabile. Nel caso in cui il nucleo abbia un numero barionico basso, l'intensità dell'interazione debole richiesta sarebbe minore, ma la transizione è sfavorita dagli effetti destabilizzanti propri degli strangelets piccoli che li rendono instabili o debolmente metastabili.

Due delle caratteristiche delle interazioni gravitazionali della SQM meritano di essere menzionate. La prima è che essendo la materia strana molto densa, pezzetti di questa, sebbene molto piccoli, non possono essere supportati dalla superficie terrestre, ma ne vengono inghiottiti. La forza gravitazionale calcolata per densità ed energie per barione tipiche è $1\text{eV}/\text{Å}$ quando il raggio del pezzetto di materia è $> 5\text{Å}$. Ponendo un limite superiore alla massa e al numero barionico dello strangelets che si potrebbe trovare sulla superficie terrestre, questo limite è circa $1.6 \times 10^{-7}\text{ g}$ per la massa e $A < 10^{17}$ per il numero barionico [62]. La seconda caratteristica concerne il fatto che la materia di quark in grandi quantità sarebbe instabile a causa del collasso gravitazionale. Fechner e Joss [92] studiarono la dinamica delle stelle di quark e conclusero che un agglomerato di SQM massivo, che eccede $2M_\odot$, molto probabilmente collasserebbe in un buco nero, mentre masse $M < 2M_\odot$ sarebbero più simili a stelle di neutroni (vedi par. 2.3).

Un'ultima straordinaria caratteristica della materia strana è che per numero barionico crescente non sviluppa instabilità verso la fissione. Questo fatto può essere spiegato dicendo che solitamente è l'energia di Coulomb a innescare la fissione, ma come detto sopra, essa è in questo caso minimizzata dalla presenza di quark u , d e s in ugual numero e la materia risultante è neutra.

2.2 Strangelets

Pezzetti di SQM, per i quali gli effetti di superficie diventano importanti e che sono troppo piccoli per contenere un gas di elettroni al loro interno, hanno ultimamente attirato notevole

attenzione. Questi pezzetti di materia strana, con $A \ll 10^7$, sono chiamati “strangelets”, e sono molto importanti perché più facilmente rivelabili da AMS poiché si ritiene siano particelle a vita media lunga sopravvissute alle interazioni con il mezzo interstellare prima di raggiungere il rivelatore.

La materia strana con $A \ll 10^7$ ha raggi che vanno da 5 e 200 fm, che sono minori della lunghezza d’onda dell’elettrone Compton, cosicché gli elettroni restano localizzati all’esterno del sistema non contribuendo alla carica totale dello strangelet. Gli strangelets risultano quindi carichi al contrario della materia ordinaria, e gli effetti della forza di Coulomb devono essere tenuti in considerazione. L’energia di Coulomb è decisiva per la composizione dei quark e per il rapporto carica-massa, Z/A , dello strangelet. Una caratteristica importante degli strangelets, considerata la miglior segnatura sperimentale per queste particelle, è appunto il rapporto carica-massa che risulta molto piccolo rispetto a quello dei nuclei ordinari. Questa caratteristica rimane vera per tutti i valori che i parametri in gioco possono assumere e per tutte le masse possibili.

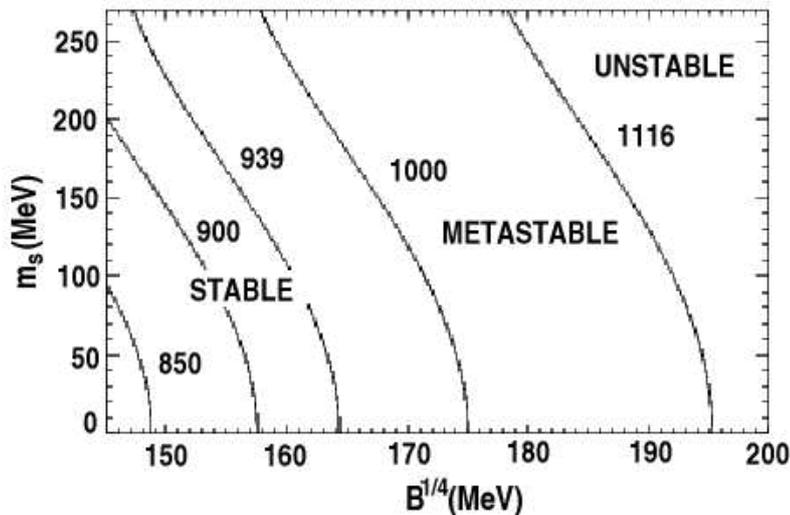


Figura 2.3: Energia per barione per aggregati di SQM in funzione della costante dell’MIT-bag e della massa del quark strano. La costante di struttura fine è fissata a zero [59].

Per numeri barionici piccoli ($A < 10^3$), vanno tenuti in considerazione altri effetti, come la tensione di superficie e la curvatura. Strangelets con $A \leq 100$, che sono quelli che analizzeremo in questa tesi, non possono essere descritti adeguatamente dal modello del gas di

Fermi. In questo caso, questo modello è sostituito dall'*MIT-bag model*, che consente di fare una stima delle proprietà degli strangelets con un basso valore di A tramite il riempimento degli orbitali dei quark in una *bag* sferica [62].

Le proprietà degli strangelets sono studiate riempiendo i livelli di energia dei quark u , d e s in una *bag* sferica usando le condizioni al contorno dell'*MIT-bag model*. Questo modello descrive il sistema attraverso tre parametri:

- 1) la costante della *bag*, B che è una misura dell'energia del vuoto che confina i quark (B in pratica funge da pressione esterna sulla *bag*);
- 2) la massa, m_s , del quark strano (i quark up e down sono considerati senza massa);
- 3) la costante dell'interazione forte, α_s , che descrive le interazioni di scambio tra gluoni.

Una α_s non nulla può in generale essere assorbita da una riduzione della costante B , in questo modo possiamo considerare α_s come nulla. Questi parametri non sono ancora conosciuti sufficientemente e c'è ancora molta libertà nella costruzione dei modelli per la descrizione della SQM.

Nella fig. 2.3 è mostrato come per un valore del parametro $B^{1/4} < 165$ MeV la SQM risulti stabile, mentre per $B^{1/4} \geq 195$ MeV sia instabile. Nell'intervallo tra i due casi, la SQM è metastabile e può decadere tramite l'interazione debole [63].

Nella versione più semplice del modello, i quark soddisfano l'equazione di Dirac, sono confinati in una *bag* sferica di raggio R ed obbediscono alle condizioni al contorno della superficie: non deve esserci flusso di quark sulla superficie della sfera. L'energia della *bag* corrisponde a BV , dove B è la costante di *bag* e V il volume della sfera ($V = 4\pi R^3/3$). L'energia del sistema composto da quark di sapore i è espressa come somma dell'energia della *bag* e dell'energia di ciascun quark:

$$E = BV + \sum_i (\Omega_i + N_i \mu_i) \quad (2.1)$$

dove Ω_i sono i potenziali termodinamici, N_i è il numero totale dei quark e μ_i i potenziali chimici. Il volume V , o il raggio R , devono essere scelti in modo che la pressione totale dei quark all'interno della *bag* eguagli la pressione del vuoto B , che equivale a dire $\partial E_{Total}/\partial R = 0$. Ciascun autostato di energia può contenere $3(2j+1)$ quark per ogni sapore i (con j momento angolare dello stato). Fissato A , le densità dei sapori, N_u , N_d e N_s , sono determinate in modo da minimizzare l'energia totale e da soddisfare la condizione

$$3A = N_u + N_d + N_s$$

Il numero N_i di quark di sapore i , può essere espresso in termini della densità di volume, $n_{i,V}$, della densità di superficie, $n_{i,S}$, e della densità di curvatura, $n_{i,C}$, come

$$N_i = \int_0^{k_{Fi}} \frac{dN_i}{dk} dk = n_{i,V} V + n_{i,S} S + n_{i,C} C, \quad (2.2)$$

dove $k_{Fi} = (\mu_i^2 - m_i^2)^{1/2} = \mu_i(1 - \lambda_i^2)^{1/2}$ è il momento di Fermi; con $\lambda_i \equiv m_i/\mu_i$.

L'energia degli strangelets e il loro contenuto di quark sono piuttosto differenti da quelli della SQM. Gli effetti dovuti alle dimensioni finite (la tensione di superficie e l'energia di curvatura) generalmente destabilizzano lo strangelet [62, 66, 68]; essi inoltre modificano la carica totale del sistema e producono una grande quantità di strangelet con masse intermedie che risultano carichi positivamente. Ciò che accade fisicamente è che le piccole dimensioni riducono il numero di quark s sullo strato superficiale portando ad una diminuzione della carica negativa del sistema. Qualitativamente gli strangelets stabili sono carichi positivamente per raggi che vanno da qualche fermi fino a 10^6 fm ($10^2 < A < 10^{18}$).

Una proprietà importante per la ricerca di queste particelle è la massa o energia per barione. Diversi calcoli sono stati condotti da Vasak e Greiner [67] usando il metodo di riempimento della *MIT-bag* e più recentemente da Gilson e Jaffe [68]. Tutti questi lavori hanno riportato i seguenti risultati: l'energia per barione per gli strangelets può essere scritta come un termine che descrive l'aggregato $\frac{E}{A}|_{bulk}$, più alcune correzioni dovute alle dimensioni finite:

$$\frac{E}{A} \Big| = \frac{E}{A} \Big|_{bulk} + \frac{E}{A} \Big|_{Coulomb} + \frac{E}{A} \Big|_{surface} + \frac{E}{A} \Big|_{curvature} + \frac{E}{A} \Big|_{zero} \quad (2.3)$$

Al contrario di quanto accade per i nuclei, l'energia di Coulomb, $\frac{E}{A}|_{Coulomb}$, è trascurabile per la maggior parte degli strangelets a causa della cancellazione delle cariche dei quark u , d e s . La tensione di superficie è importante come in fisica nucleare, ma ancor più importante è l'energia di curvatura che invece gioca un ruolo trascurabile nei nuclei.

2.2.1 Color-Flavor Locking Strangelets

La possibile dimostrazione dell'esistenza di un nuovo stato di materia fatta di quark sarebbe di grande interesse poiché potrebbe aumentare le probabilità della metastabilità degli strangelets. La SQM sottoposta ad altissima densità potrebbe trovarsi nella cosiddetta fase di *Color-Flavor Locking* (CFL) dove due quark sono uniti in una coppia di Cooper con energia di legame Δ , che avrebbe un valore di qualche centinaio di MeV [69]. Tale stato sarebbe significativamente più legato dello stato ordinario della SQM, e ciò incrementerebbe la possibilità che la materia composta da quark u , d e s possa essere meta-stabile o assolutamente stabile. In questo caso, proprio la materia di quark nella fase CFL sarebbe il vero stato fondamentale della materia adronica.

I color-flavor locking strangelets possono essere descritti in un modo molto simile a quello schematizzato sopra per gli strangelets ordinari. La massa totale di un CFL strangelet in particolare può essere scritta come segue:

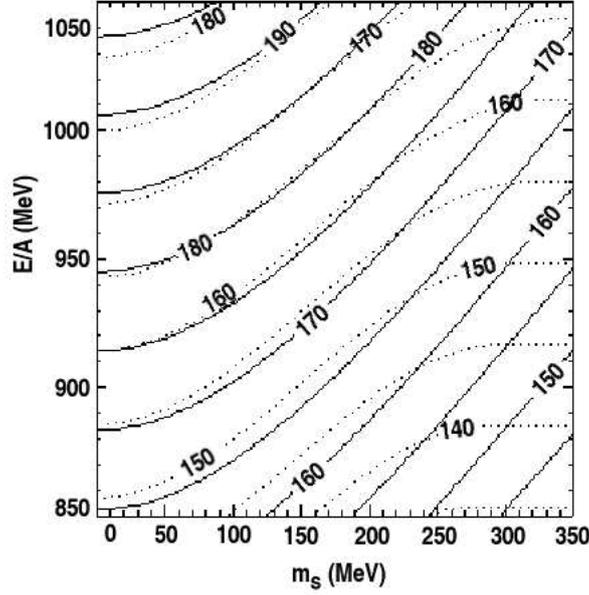


Figura 2.4: Energia per barione per *strange quark matter* in funzione della massa del quark s , per diverse scelte di $B^{1/4}$ in MeV. Le linee tratteggiate corrispondono a strangelets “ordinari”, le curve continue ai CFL strangelets. Il rapporto E/A per la SQM ordinaria satura per m_s grande e per B fissata, mentre la corrispondente curva per i CFL continua a crescere. Questa differenza è dovuta al fatto che l’aumento della massa totale dei quark s induce la transizione della materia di quark ordinaria da due a tre sapori, mentre la fase CFL mantiene un ugual numero di quark u , d e s per massimizzare l’energia delle coppie [71].

$$E = \sum_i (\Omega_i + N_i \mu_i) + (\Omega_{pair,V} + B)V \quad (2.4)$$

dove $\Omega_{pair,V} \approx -3\Delta^2 \mu^2 / \pi^2$ è l’energia di legame che viene dalle coppie e che dipende dal volume (μ è il potenziale chimico medio dei quark), e il potenziale termodinamico per ciascun sapore i è la somma dei termini di volume, di superficie e di curvatura.

Un’importante caratteristica che contraddistingue i CFL strangelets dagli strangelets ordinari è che i momenti di Fermi dei quark nei CFL strangelets sono uguali. Questo permette la neutralità del sistema senza bisogno degli elettroni [70], poichè i quark si uniscono a formare le coppie di Cooper composte da quark di diverso colore e sapore e momento opposto, \vec{p} e $-\vec{p}$. È quindi energeticamente vantaggioso riempire il mare di Fermi con quark che hanno lo stesso momento di Fermi p_F .

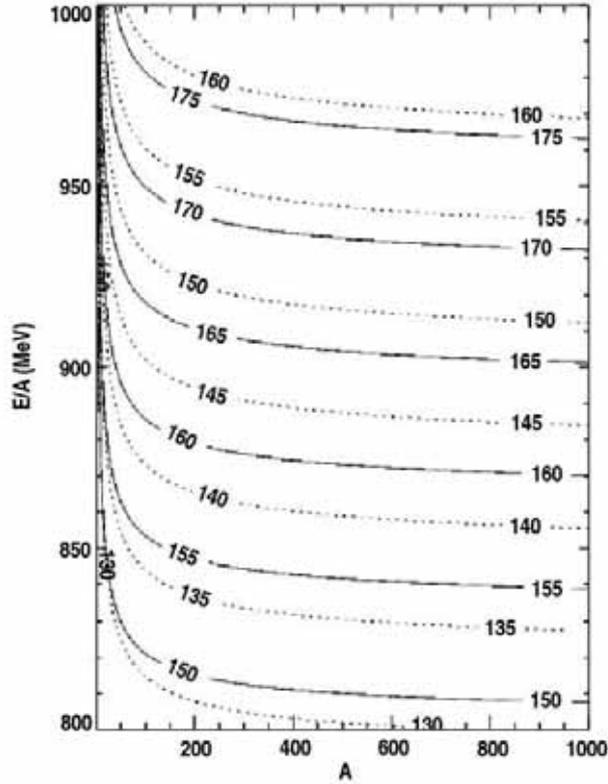


Figura 2.5: Energia per barione in MeV in funzione del numero barionico A per strangelets ordinari (curva continua) e CFL strangelets (curva tratteggiata). Le varie curve corrispondono a diversi valori di $B^{1/4}$ in MeV come indicato, $m_s = 150$ MeV e $\Delta = 100$ MeV. Tutti i calcoli sono stati condotti con l'*MIT bag model* [71].

Le energie per barione per aggregati di SQM con e senza color-flavor locking, sono comparate in figura 2.4.

Le proprietà di carica degli strangelets ordinari e dei CFL strangelets sono piuttosto differenti. Entrambi gli stati hanno un'unità di carica per massa molto piccola comparata a quella dei nuclei, ma la relazione esatta può fungere da test per la ricerca sperimentale di queste particelle, nel caso venissero scoperte in esperimenti con acceleratori o rivelati nei raggi cosmici. Assumendo $m_{150} \equiv m_s / (150 \text{ MeV})$, gli strangelets ordinari hanno:

$$Z \approx 0.1 m_{150}^2 A, \quad A \ll 10^3 \quad (2.5)$$

$$Z \approx 8 m_{150}^2 A^{1/3}, \quad A \gg 10^3 \quad (2.6)$$

mentre i CFL strangelets hanno [69]

$$Z \approx 0.3 m_{150}^2 A^{2/3}. \quad (2.7)$$

Per spiegare ciò si deve tenere presente che per gli strangelets ordinari con piccoli valori di A , la carica è il prodotto della densità di carica per il volume ed è quindi proporzionale ad A ; questo è vero finché le dimensioni del sistema non diventano più grandi della lunghezza di Debye (≈ 5 fm per $A \approx 150$), limite oltre il quale la carica è per la maggior parte distribuita entro una lunghezza di Debye dalla superficie e $Z \approx 8A^{1/3}$.

Per i CFL strangelets la carica di schermaggio è trascurabile perché la carica totale è già concentrata vicino alla superficie, essendo forzata dalle condizioni iniziali (benché i quark abbiano lo stesso momento di Fermi), mentre la regione centrale rimane neutra.

Come illustrato in figura 2.5, l'andamento dell'energia per barione per i CFL strangelets è lo stesso di quello per gli strangelets ordinari. Per un numero barionico molto basso, i contributi della tensione di superficie e di curvatura incrementano notevolmente E/A , destabilizzando il sistema. La differenza più rilevante nei calcoli per gli strangelets ordinari è la caduta di E/A , dovuta al contributo dell'accoppiamento, che è dell'ordine di 100MeV per barione. L'effettivo guadagno in energia è notevolmente dipendente dalla scelta di Δ , poiché $\Omega_{pair,V} \propto \Delta^2$.

L'insolito valore del rapporto Z/A , come detto in precedenza, varia molto a seconda che si considerino CFL strangelets ($Z \propto A^{2/3}$) oppure strangelets ordinari ($Z \propto A$ per piccoli valori di A e $Z \propto A^{1/3}$ per grandi valori di A). Questa è una distinzione importante che potrebbe permettere test sperimentali della fase di *color-flavor locking* se gli strangelets venissero rivelati in esperimenti spaziali come AMS.

2.3 Sorgenti Astrofisiche

I due scenari astrofisici più probabili per la formazione di strangelets sono la fase di transizione quark-adrone, 10^{-5} s dopo lo scoppio del Big Bang, e le condizioni di altissima densità che si possono trovare nelle stelle di neutroni, che sarebbero quindi stelle strane.

Gli strangelets prodotti nel cosmo furono ritenuti, per diverso tempo, possibili candidati di materia oscura [75]. In questo caso un gran numero di strangelets neutri si muoverebbe nella nostra galassia a velocità variabile tra 3 e 400 Km/s. Numerosi esperimenti hanno fissato limiti sull'abbondanza di strangelets non relativistici, ma ormai sembra impossibile che essi possano formarsi nell'universo o essere sopravvissuti alle temperature estreme dell'universo primordiale ($T \approx 100$ MeV). Un problema simile si pone quando si prova a spiegare la produzione di strangelets nelle collisioni ultra-relativistiche di ioni pesanti che è stato comparato a "creare cubetti di ghiaccio in una fornace" [71].

2.3.1 Le Stelle Strane

Il luogo più probabile dove si potrebbe formare la SQM è nel core delle stelle di neutroni, dove le enormi pressioni generate dai sovrastanti strati di neutroni potrebbero essere sufficienti ad innescare reazioni di transizione dei neutroni allo stato di materia di quark. La materia di quark dapprima è un mare di quark u e d concentrati nel core della stella di neutroni. Una volta formatosi, il core di materia di quark si trasforma in materia strana in breve tempo, a condizione che possieda realmente un livello di energia più basso, quando sottoposto ad enorme pressione esterna.

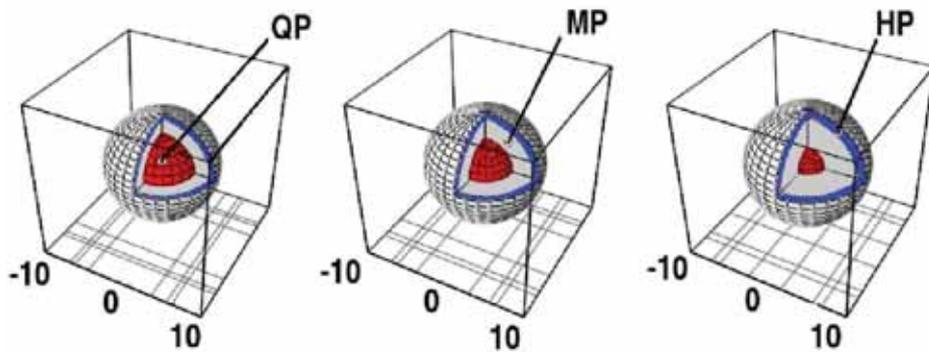


Figura 2.6: Struttura schematica di una stella di massa $M = 1.4M_{\odot}$. I diversi involucri corrispondono alla fase di quark (QP), a una fase mista (MP), e alla fase adronica (HP). Le stelle che presentano una struttura come quella rappresentata a sinistra sono stelle strane, quelle rappresentate al centro sono stelle cosiddette ibride e quelle più a destra sono le comuni stelle di neutroni [72]. Le unità di misura sugli assi sono espresse in chilometri.

Inizialmente, il core della stella ibrida è in equilibrio con i sovrastanti strati di neutroni, ma poiché il core di materia strana ha energia libera minore di quella dei neutroni, la sua formazione distrugge l'equilibrio. Esso quindi cresce assorbendo neutroni, facendosi strada verso la superficie. La stella può a questo punto andare incontro a due diversi destini (vedi fig. 2.6). Se l'energia interna è più bassa di quella della materia nucleare anche a pressione esterna nulla, la materia strana si estende fino alla superficie della stella dando vita alla cosiddetta "stella strana". Tuttavia, se ci si trova al di sotto di una certa pressione diversa da zero, l'energia della materia strana non è più minore di quella della materia nucleare e la conversione si ferma. Anche in questo secondo caso una grande frazione della stella potrebbe convertirsi in materia strana dando vita a una "stella ibrida", vale a dire una stella di neutroni con un core fatto di quark. Si ritiene che il fenomeno di trasformazione della stella di neutroni in stella strana non sia un fenomeno eruttivo poiché la differenza di energia

libera tra la materia strana e la materia nucleare è piccolo se comparata all'energia di legame gravitazionale [61].

Gli astrofisici che hanno esaminato teoricamente e tramite l'osservazione le stelle di neutroni alla ricerca di segni della materia di quark, affermano che le stelle strane (con raggio tra i 6 e i 10km) potrebbero essere considerevolmente più piccole delle stelle di neutroni (il cui raggio va da 10 a 20km), in quanto maggiormente legate dalla interazione forte, e non dalla gravità. Una piccola stella di quark potrebbe avere un periodo di rotazione più breve di quello di una stella di neutroni e poter essere osservato come submillisecond pulsar. Benché ancora non vi sia evidenza dell'esistenza di tali oggetti, gli astrofisici continuano a cercare e a ipotizzare.

Si ritiene che gli strangelets che ci arrivano sotto forma di raggi cosmici si formino durante la collisione di sistemi binari di stelle compatte composti da stelle strane. All'interno del sistema binario gli strangelets viaggiano in orbite complesse a forma di 8 ad una velocità tipica di $0.1c$ ed inevitabilmente andranno a scontrarsi. Queste collisioni fra pezzetti di materia sono abbondanti e tramite forze di attrazione si verifica l'espulsione di una gran quantità di frammenti di SQM, presumibilmente di dimensioni piuttosto grandi.

Si suppone che la maggior parte dell'energia cinetica prodotta durante le collisioni venga spesa nella frammentazione dei pezzetti di materia in strangelets più piccoli, e che questi verranno, con molta probabilità, accelerati dagli stessi meccanismi dei raggi cosmici ordinari. Può essere dimostrato che per tipici valori dei parametri del *MIT-bag model* la risultante distribuzione di strangelets raggiunge un valore massimo pari ad un numero di massa che va da qualche centinaio a circa 10^3 .

2.3.2 Propagazione degli Strangelets nella Via Lattea

Ci si aspetta che la propagazione di strangelets nella Via Lattea sia molto simile a quella degli ordinari raggi cosmici. Gli strangelets sono per la maggior parte carichi, se si trascurava un possibile background di aggregati di quark elettricamente neutri, e sono quindi influenzati dal campo magnetico galattico. Essi interagiscono con il mezzo interstellare perdendo energia nelle interazioni elettrostatiche e acquistando energia dall'accelerazione dovuta al meccanismo di Fermi, che si verifica nelle onde d'urto generate dalle esplosioni di supernova.

Anche se accelerati a velocità relativistiche, gli strangelets subiscono scattering con le impurità nel campo magnetico e questo rende il moto simile a un processo di diffusione. Il vento solare così come il campo magnetico terrestre diviene quindi importante nel capire l'approccio finale al rivelatore AMS. Gli strangelets possono inoltre subire la spallazione durante le collisioni con i nuclei dei raggi cosmici, con i nuclei del mezzo interstellare o con altri strangelets.

Il processo di propagazione degli strangelets dipende molto dalla relazione carica-massa, ma i dettagli non sono ancora ben conosciuti neanche per i normali nuclei; diviene quindi

chiaramente inevitabile che vi siano incertezze sul flusso di strangelets atteso ad AMS. Si pensa comunque che gli strangelets possiedano due delle fondamentali caratteristiche dei nuclei, ovvero una distribuzione che segue una legge di potenza: $N(E)dE \propto E^{-2.5}$ (dove E è l'energia cinetica per barione della particella del raggio cosmico) e un tempo di confinamento medio nella galassia di 10^7 anni.

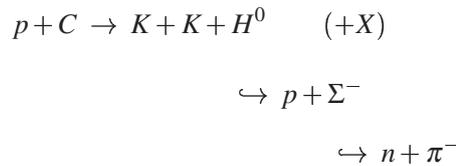
2.4 Ricerche Sperimentali

Da quando l'esistenza di questo nuovo tipo di materia è stato ipotizzato sono state condotte molte ricerche. Come già detto in precedenza, la scoperta della SQM avrebbe numerose implicazioni in fisica delle particelle così come potrebbe fornire una nuova fonte di energia. Diversi ambienti sono stati testati dagli sperimentatori: l'ambiente terrestre (produzione in acceleratori) e la ricerca nello spazio. Benché finora i risultati siano stati tutti negativi, la speranza è che AMS con le sue grandi potenzialità possa finalmente effettuare una scoperta importante a prescindere dal fatto che l'esito sia positivo o negativo. Analizzeremo ora sommariamente le precedenti e più importanti ricerche effettuate sugli strangelets.

2.4.1 Il Di-barione H^0

Nel 1977 R. Jaffe propose l'esistenza del di-iperone, vale a dire due iperoni Λ , (uds), legati insieme, come il più piccolo strangelets possibile che chiamò di-barione H^0 . L' H^0 è un singoletto di sei sapori con stranezza $S = -2$ e spin e parità $J^P = 0^+$. Dovrebbe aver massa di circa $2150 \text{ MeV}/c^2$, e quindi potrebbe decadere solo debolmente. Esso conterrebbe i quark $uuddss$ e costituirebbe il pezzettino di SQM più leggero. La stabilità di tale sistema multi-quark e singoletto di colore è studiata dal modello dell'*MIT-bag*, secondo il quale tale stato composto da sei quark ha massa sufficientemente bassa da essere stabile per il decadimento forte.

Shahbazian *et al.* [93] hanno riscontrato evidenze indirette del di-barione H^0 nella reazione protone-carbonio durante l'osservazione del decadimento debole in due kaoni:



In realtà, i due kaoni associati alla produzione (K^+ e/o K^0) non furono identificati, ma il decadimento dell' H^0 è stato rivelato nella camera a bolle funzionante a propano e dall'analisi cinetica si è potuto concludere che doveva avere necessariamente massa $M_{H^0} = 2218 \pm 12 \text{ MeV}/c^2$.

Un'altra strada per testare la produzione di stranezza è la reazione di scambio di un quark s : avendo a disposizione una particella incidente con $S = -1$ (K^- o \bar{K}^0), si possono trasferire due unità di stranezza ad un sistema nucleare ottenendo il dibarione con $S = -2$. Questo ambiente è più favorevole per la produzione di H^0 poiché una reazione di scambio di stranezza ha una sezione d'urto maggiore rispetto al processo di produzione sebbene questo procedimento non sia ancora stato completamente sfruttato.

2.4.2 Ricerca di Strangelets sulla Terra

Per quanto riguarda le ricerche di frammenti di SQM sulla Terra, esse sono state condotte nelle collisioni di particelle ultra-relativistiche, come protoni, kaoni e ioni pesanti, negli acceleratori. Queste esperimenti sono in grado di rivelare strangelets con massa fino a qualche centinaio di unità di massa atomica e con carica positiva, negativa o neutra.

Fasci di protoni e kaoni Come si è appena detto, sono state condotte svariate ricerche nelle collisioni di protoni e kaoni su target. Il principale scopo di tali esperimenti era la ricerca del di-barione H^0 .

Esperimenti con ioni pesanti Esperimenti condotti con l'uso di fasci di ioni pesanti, come oro, zolfo o piombo, iniziarono già negli anni '90, e le ricerche di strangelets sono aumentate notevolmente in questo nuovo ambiente. In questi esperimenti la collisione di decine di nucleoni permetteva la produzione di diverse centinaia di particelle secondarie per interazione. Nell'esperimento AGS ai *Brookhaven National Laboratories* sono stati accelerati ioni di oro, mentre al CERN sono stati utilizzati fasci di ossigeno, zolfo e piombo nel *Super Proton Synchrotron* (SPS).

Questo tipo di esperimenti permise di testare la produzione di piccoli frammenti di SQM, dal momento che questa è possibile solo in un ambiente in cui la temperatura e la densità sono elevate, come nella collisione di due nuclei pesanti.

Meccanismi di produzione Diversi meccanismi sono stati applicati per la produzione di strangelets nelle collisioni di ioni pesanti. Nel meccanismo della *coalescenza*, aggregati di quark, formati come prodotti della collisione nucleo-nucleo, si fondono in un composto di quark dando origine allo strangelet. Questo sarà caratterizzato dalle proprietà degli elementi che lo hanno composto, vale a dire il numero barionico, il numero di stranezza e la carica.

Secondo il meccanismo *termico* invece gli strangelets raggiungono l'equilibrio chimico e termico prima della produzione finale della particella.

Un ultimo meccanismo, il *processo di distillazione*, coinvolge uno stato intermedio di QGP che si potrebbe generare durante la collisione tra i nuclei. Come già detto, gli strangelets possono essere pensati come resti di QGP che si sono "raffreddati" e quindi la lo-

ro abbondante produzione nelle collisioni di ioni pesanti potrebbe essere vista come una segnatura di QGP [76].

Gli esperimenti cercano la particolare segnatura lasciata dagli strangelets ovvero il basso valore del rapporto fra carica e massa. Per i nuclei normali, il numero di quark up e down è approssimativamente uguale e perciò il rapporto Z/A è pari a 0.5. La carica totale di un nucleo può essere espressa come $Z_N = \frac{2}{3}N_u - \frac{1}{3}N_d$, dove N_i è il numero di quark di sapore i . Se consideriamo anche il numero di quark s , l'equazione della carica totale della materia strana assume la seguente forma:

$$Z_N = \frac{2}{3}N_u - \frac{1}{3}N_d - \frac{1}{3}N_s. \quad (2.8)$$

Riscrivendo l'espressione² di Z in termini del numero di barioni e della frazione di stranezza si ottiene:

$$Z = \frac{A}{2}(1 - f_s) \quad (2.9)$$

La materia nucleare ha una frazione di stranezza pari a $f_s = \frac{S}{3B} = 0$, mentre per la *strange quark matter* f_s vale 0.8. Un nucleo normale con numero barionico $A = 10$ ha carica $Z = +5$ mentre il corrispondente strangelets con stessa massa ha carica $Z = +1$.

Experiment	Beam Particle	Beam Energy per Nucleon	Trigger	Published Year	Reference
AGS ³ E814	Si	14.6GeV	Min-Bias	1990	[82]
AGS E878	Si/Au	10.8GeV	Min-Bias	1995	[83]
AGS E886	Au	11.0GeV	Min-Bias	1995	[84]
AGS E864	Si	11.5GeV	Central	1996	[85]
SPS ⁴ NA52	Pb	158GeV	Min-Bias	1996	[86]

Tabella 2.1: Esperimenti condotti per la produzione di strangelets in acceleratori.

La tabella 2.1 riassume i risultati pubblicati e alcune caratteristiche relative ai diversi esperimenti per la ricerca di strangelets, condotti presso gli acceleratori impiegando una gran varietà di fasci di nuclei ed energie.

Tutti gli esperimenti citati, con l'eccezione di E814 e E864, utilizzano spettrometri e hanno riportato risultati nulli per l'osservazione di strangelets di qualsiasi carica. Ciò nonostante essi sono stati in grado di porre limiti superiori alla produzione di queste particelle che sono riassunti nella tabella 2.2 [81]. Le ricerche svolte fino ad ora riguardano particelle con vita media lunga, conseguenza del fatto che si ritiene che i resti di SQM siano appunto

²Si assume qui che il numero di quark s sia uguale al numero di quark u e d .

⁴Alternating Gradient Synchrotron

⁴Super Proton Synchrotron

Experiment	Charge Range	Mass Range	$\langle p_T \rangle$ $\approx f\sqrt{A}$ GeV/c	σ_y Rapidity $\propto 1/\sqrt{A}$	Production Limit $\text{barn GeV}^{-2}c^3$
AGS E814	Z = +1	$3 < A < 10$	$0.7\sqrt{A}$	∞	10^{-3}
	Z = +2	$6 < A < 20$	$0.7\sqrt{A}$	∞	10^{-3}
AGS E878	Z = +1	$3 < A < 15$	$0.6\sqrt{A}$	0.5	$10^{-7} \rightarrow 10^{-5}$
	Z = +2	$6 < A < 30$	$0.6\sqrt{A}$	0.5	$10^{-7} \rightarrow 10^{-6}$
AGS E886	Z = +1	$3 < A < 4$	$T = 0.15$	$1/\sqrt{A}$	10^{-9}
	Z = +2	$4 < A < 5$	$T = 0.15$	$1/\sqrt{A}$	10^{-8}
AGS E864	Z = +1	$10 < A < 100$	$0.6\sqrt{A}$	0.5	10^{-5}
	Z = +2	$10 < A < 100$	$0.6\sqrt{A}$	0.5	10^{-5}
SPS NA52	Z = +1	$10 < A < 50$	$0.6\sqrt{A}$	0.5	$10^{-7} \rightarrow 10^{-6}$
	Z = +2	$10 < A < 50$	$0.6\sqrt{A}$	0.5	$10^{-7} \rightarrow 10^{-6}$

Tabella 2.2: Caratteristiche degli esperimenti per la ricerca di strangelets in acceleratori. In particolare sono riportati i limiti fissati sulla produzione di materia strana.

particelle con vita media lunga. Ad ogni modo, candidati metastabili con vita media breve sono, per lo meno in via teorica, più probabili rendendo quindi opportuno anche l'impiego di rivelatori di particelle con vita media breve.

Il futuro approccio sperimentale per la ricerca di strangelets utilizza le caratteristiche del rilascio di energia. Questo metodo è inoltre adeguato per la rivelazione di strangelets instabili. Il rivelatore CASTOR⁵, che sarà parte integrante dell'esperimento ALICE all'LHC del CERN, studierà la fisica della materia di quark ad alta densità, dove è più probabile che avvenga la creazione di particelle esotiche.

2.4.3 Ricerca di Strangelets nei Raggi Cosmici

Come discusso in precedenza, gli strangelets potrebbero essersi formati durante il Big-Bang o essere stati espulsi dalla collisione di stelle strane in sistemi binari. Nella prima ipotesi, si formerebbe una gran quantità di strangelets lenti e neutri e quindi non adatti ad essere rivelati da AMS. La seconda ipotesi implica la presenza di agglomerati che sono sopravvissuti al caldissimo ambiente dell'universo primordiale e hanno viaggiato attraverso lo spazio andando incontro a numerose collisioni. In questo ultimo caso, piccoli pezzetti di SQM possono raggiungere la Terra permettendo ad esperimenti su palloni e satelliti di rivelarli. Tali esperimenti hanno pubblicato dati relativi all'esistenza di eventi imputabili al passaggio di strangelets relativistici attraverso il rivelatore.

⁵Centauro And STRange Object Research

HECRO-81 ed ET

I dati raccolti dall'esperimento su pallone **HECRO-81** [87], sono stati analizzati per studiare la composizione di nuclei leggeri nei raggi cosmici. Il pallone ha trasportato uno strumento composto da contatori Čerenkov e da scintillatori plastici collegati a fototubi. L'apparato, partito dal Sanriku Balloon Center in Giappone, aveva un'accettanza di $6049 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ e volò per 28 ore nell'atmosfera ad una profondità di 9 gm/cm^2 . Furono selezionati alcuni eventi consistenti col passaggio di particelle singole attraverso il rivelatore e due di questi furono dichiarati possibili strangelets; se interpretati come nuclei normali infatti essi avrebbero avuto carica $Z = 14$ e massa $440\text{--}460 \text{ MeV}/c^2$ e la particella avrebbe avuto rigidità molto inferiore al cutoff geomagnetico. Furono considerate diverse fonti di background, ma alla fine le particelle furono dichiarate strangelets; ciò permette infatti che la particella sia lenta, ma allo stesso tempo rigida abbastanza da trovarsi al di sopra del cutoff geomagnetico. Assumendo per ciascun evento una rigidità pari al cutoff geomagnetico ($10 \text{ GeV}/c$ all'altitudine dove vennero rivelati gli eventi) si ottiene una massa $A = 110$, mentre, al contrario, considerando la rigidità media delle particelle, la massa ottenuta è $A = 370$. Gli autori hanno calcolato un flusso di circa $3.3 \times 10^{-9} (\text{cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{s})^{-1}$ per questi eventi.

L'**ET** (Exotic Track) è una camera ad emulsione nata per essere messa su pallone che volò nel 1989. Essa riportò la rivelazione di un evento insolito, la traccia misurata infatti aveva $|Z|/\beta = 40$ e velocità $\beta \gtrsim 0.8$. Anche l'angolo dallo zenith a cui fu rivelato l'evento aveva un valore inatteso (87.4°) e la particella fu interpretata come se avesse attraversato $\approx 200 \text{ gm/cm}^2$ di atmosfera prima di raggiungere la camera ad emulsione. Ciò esclude qualsiasi possibilità che la traccia possa essere associata ad un nucleo pesante. Questa unica traccia rappresenterebbe un flusso di $1.1 \times 10^{-10} (\text{cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{s})^{-1}$.

Experiment	Charge	Mass	Velocity	Flux Estimate $(\text{cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{s})^{-1}$
HECRO-81	$Z = 14$	440 – 460	—	3.3×10^{-9}
ET	$Z = 32$	—	0.8	1.1×10^{-10}

Tabella 2.3: Flusso di strangelets stimato in base ai risultati degli esperimenti che volarono su pallone.

ARIEL-6, HEAO-3, Skylab, TREK

Tutti e quattro questi esperimenti volarono su satellite e furono in grado di porre limiti superiori sul flusso delle particelle cariche rivelate.

ARIEL-6 volò per circa 2 anni e mezzo a 625 km di distanza dalla superficie terrestre su un'orbita inclinata di (55°), ed ebbe una esposizione di $494 \text{ m}^2 \text{ days}$ [88]. Il rivelatore, composto da scintillatori e contatori Čerenkov, riportò la presenza di un evento con cari-

ca $Z = 88$, riconosciuto come strangelet. Il valore del flusso, riportato con un livello di confidenza del 90% e per cariche $Z > 88$, corrisponderebbe a $5.4 \times 10^{-12} (cm^2 \cdot sr \cdot s)^{-1}$.

HEAO-3 orbitò attorno alla Terra con un'inclinazione di 44° [89] a una distanza di 495km. Il rivelatore, composto essenzialmente da contatori Čerenkov plastici, scintillatori e camera a ionizzazione, non osservò alcun evento significativo con carica $Z > 92$. All'esposizione di $8 \times 10^{11} cm^2 sr s$ è possibile associare un limite superiore di $2.9 \times 10^{-12} (cm^2 \cdot sr \cdot s)^{-1}$ per cariche $Z > 92$.

L'esperimento **Skylab** [90] fu utilizzato per la misura dello spettro di carica dei raggi cosmici con $Z > 60$. Nessun nucleo con carica $Z > 110$ fu osservato nonostante un'esposizione di $1.2 \times 10^{12} cm^2 sr s$. Il limite superiore fissato è pari a $1.9 \times 10^{-12} (cm^2 \cdot sr \cdot s)^{-1}$.

Anche l'esperimento **TREK** [91], che utilizzava rivelatori di traccia Lexan e che fu montato sulla stazione spaziale MIR, fu in grado di misurare lo spettro di carica dei raggi cosmici, ma non rivelò alcun evento con carica $Z > 92$. L'accettazione di circa uno steradiante e il prodotto dell'area per il tempo di esposizione danno un limite superiore del flusso pari a $1.7 \times 10^{-12} (cm^2 \cdot sr \cdot s)^{-1}$.

Experiment	Charge Range	Event found	Flux Estimate $(cm^2 \cdot sr \cdot s)^{-1}$
ARIEL-6	$Z = 88$	1	5.4×10^{-12}
HEAO-3	$Z > 92$	no event	2.9×10^{-12}
Skylab	$Z > 110$	no event	1.9×10^{-12}
TREK	$Z > 92$	no event	1.7×10^{-12}

Tabella 2.4: Flusso di strangelets stimato in base ai risultati degli esperimenti che volarono su satelliti.

Tutti e quattro gli esperimenti pongono limiti su $Z \gtrsim 100$. Se invece si usa la relazione carica-massa che vale per i CFL strangelets, questo limite può essere convertito in limite sulla massa dello strangelet e sarebbe uguale a $A \gtrsim 6000$. Il limite più basso è quello riportato dell'esperimento TREK ed è uguale a $1.7 \times 10^{-12} (cm^2 \cdot sr \cdot s)^{-1}$, ma se si combinano i limiti ottenuti da tutti gli esperimenti si ottiene un limite inferiore per il flusso di strangelets pari a $6.1 \times 10^{-13} (cm^2 \cdot sr \cdot s)^{-1}$.

In particolare, ci si attende ad AMS un *rate* di 5 eventi l'anno che corrisponde approssimativamente ad un flusso di strangelets pari a $3.2 \times 10^{-11} (cm^2 \cdot sr \cdot s)^{-1}$.

2.4.4 Ulteriori Ricerche di SQM

Altri due importanti risultati meritano di essere menzionati. Nel 2002, la NASA insieme all'*Harvard-Smithsonian observatory* annunciò l'osservazione di una possibile stella strana. Sulle basi delle osservazioni fatte dal rivelatore per raggi X *CHANDRA*, sembra che questo oggetto compatto, chiamato RX J1856.5-3754, non possa essere una stella di neutroni ma

più probabilmente una stella strana, poiché i calcoli prevedono una massa di $M \sim 0.9M_{\odot}$ e un raggio di $R \sim 6\text{km}$ [94] incompatibili con quelli di una stella di neutroni.

Il secondo risultato viene da un esperimento che avrebbe registrato segnali sismici provenienti da due eventi che sarebbero inconsistenti con un terremoto epicentrico, ma più probabilmente proverrebbero da una sorgente epilineare. L'unica spiegazione che gli scienziati sono riusciti a dare è che tale sorgente epilineare possa essere stata creata dal passaggio attraverso la Terra di un piccolo ma massivo pezzetto di SQM che viaggiava ad altissima velocità, prossima alla velocità galattica di $\sim 100\text{ km/s}$. Non è ancora stato osservato un sufficiente numero di eventi per sostenere questa interessante osservazione, ma gli scienziati continuano a fare supposizioni in merito.

Ad ogni modo, AMS-02 sarà un potentissimo strumento per la rivelazione di queste particelle, potendo fornire evidenza o assenza di tale stato di materia. Le sue potenzialità sono brevemente descritte nel capitolo successivo con particolare attenzione alle caratteristiche dei diversi rivelatori che possono essere d'aiuto nelle ricerche di strangelets.

2.5 Riepilogo delle Proprietà degli Strangelets

Le caratteristiche fisiche degli strangelets possono essere riassunte come segue, con l'ipotesi che la SQM è lo stato fondamentale della materia ordinaria:

- le dimensioni sono illimitate e più grandi di un valore minimo compreso tra $A = 6$ e $A = 100$;
- sono possibili stati stabili e (meta)stabili;
- poiché il valore del rapporto Z/A è basso, l'energia di Coulomb è trascurabile;
- possono crescere assorbendo neutroni ed emettendo energia;
- gli strangelets con massa $A > 10^7$ e raggio $> 5\text{Å}$ non possono esistere sulla superficie terrestre;
- gli strangelets con $M > 2M_{\odot}$ collassano in un buco nero;
- gli strangelets con $M < 2M_{\odot}$ sono più simili a stelle di neutroni.

Capitolo 3

Il rivelatore AMS-01

L'*Alpha Magnetic Spectrometer* (AMS-02) è un esperimento spaziale che rimarrà a bordo dell'*International Space Station ALPHA* (ISSA) dal gennaio 2008 per tre anni. AMS è il primo esperimento di fisica delle particelle ad essere mandato nello spazio, un suo prototipo, chiamato AMS-01, volò sullo *space shuttle Discovery* durante la missione STS-91 nel giugno 1998 per testarne il corretto funzionamento e l'affidabilità in un ambiente tanto diverso da quello terrestre quale lo spazio.

Come dimostrò il volo precursore, l'esperimento offre interessanti possibilità per la rivelazione della *strange quark matter* su un vasto intervallo di masse, grazie alla sua notevole accettazione, (circa $0.5 \text{ m}^2 \text{ sr}$), ed al potente magnete che è posto nel cuore del rivelatore. Allo stato attuale degli studi, appare inoltre che l'esperimento possa avere ottima predisposizione a scenari astrofisici particolari quali la produzione di strangelets.

Questa tesi è volta all'analisi dei dati raccolti dal prototipo del rivelatore, AMS-01, durante il *test flight*.

3.1 Flusso di Strangelets ad AMS

I calcoli condotti da J. Madsen, e riportati di seguito, inducono a pensare che siano stati espulsi nella radiazione cosmica oggetti massivi composti da SQM con masse che vanno da un minimo di $A = 6$ a masse che, quando raggiungono la Terra, sono al massimo di $A = 10^5$. Per questo *range* di masse ci si aspetta che gli strangelets si comportino come nuclei ordinari, vale a dire che vengono accelerati dagli stessi meccanismi e sottoposti allo stesso tipo di interazioni con il mezzo interstellare dei raggi cosmici. Per questo motivo gli strangelets potrebbero essere stati prodotti dalla frammentazione di grandi masse di SQM durante le collisioni, facendone incrementare il flusso.

Il flusso rivelato a terra è influenzato da un importante fattore: il cutoff geomagnetico. Le particelle con rigidità R minore di un certo valore di soglia, R_{cutoff} (vedi paragra-

fo 1.1.4), che dipende dalla latitudine di osservazione, sono deflesse dal campo magnetico della regione che attraversano.

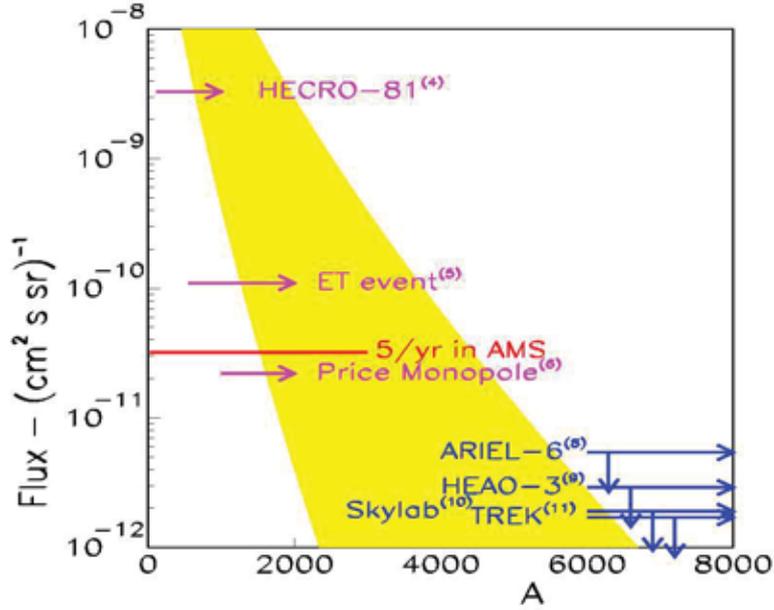


Figura 3.1: Range del flusso di strangelets in funzione della loro massa. La regione gialla rappresenta il flusso atteso ad AMS; sono inoltre mostrati i limiti sul flusso posti da altri esperimenti [60].

Assumendo che le proprietà degli strangelets siano simili a quelle dei nuclei ordinari, che essi viaggino a velocità della luce e che abbiano una relazione carica-massa corrispondente a quella dei CFL strangelets ($Z = 0.3A^{2/3}$) e, assegnando a tutti un numero barionico A , il flusso di strangelets atteso ad AMS è espresso nella seguente maniera:

$$F = 5 \times 10^5 (m^2 y \text{ sr})^{-1} \times R_4 \times M_2 \times V_{100}^{-1} \times t_7 \quad (3.1)$$

dove:

- R_4 è il numero di collisioni di stelle strane nella nostra galassia ogni 10^4 anni,
- M_2 è la massa degli strangelets espulsa per collisione, in unità di $10^{-2}M_\odot$,
- V_{100} è il volume galattico effettivo in unità di $100kpc^3$, sul quale gli strangelets sono distribuiti,
- t_7 è il tempo di confinamento medio in unità di 10^7 anni.

Tutti questi fattori sono approssimativamente uguali a uno.

Val la pena notare che questo risultato (valido per $A < 6 \times 10^6$) è indipendente dalla massa dello strangelet, fondamentalmente per il fatto che l'effetto del cutoff geomagnetico compensa la dipendenza dalla massa del frammento.

Il *rate* di strangelets atteso ad AMS-02 è di circa $0.8 \times 10^{-2} A^{-1} s^{-1}$. La banda gialla in figura 3.1 rappresenta il flusso di strangelets atteso ad AMS in funzione della massa delle particelle, considerando di nuovo uno stesso numero barionico associato a tutti gli strangelets. Nonostante vi siano numerose incertezze coinvolte nel calcolo di tale flusso, esso è ad ogni modo sufficientemente grande da garantire un segnale significativo rivelabile da AMS, qualora la SQM sia stabile a pressione zero.

3.2 Funzionamento del Rivelatore AMS-01

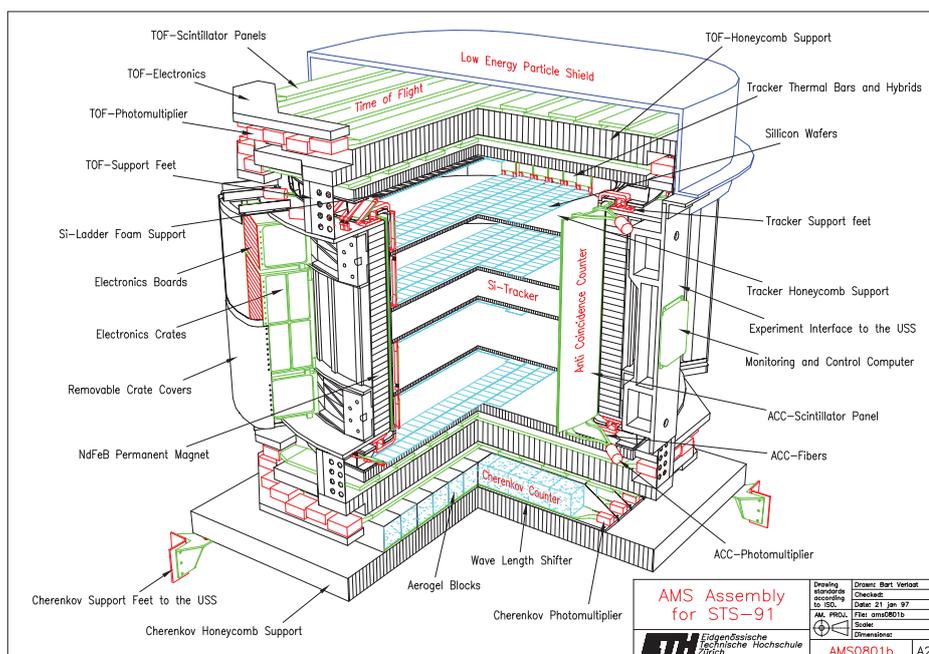


Figura 3.2: AMS-01 layout [107].

AMS è un esperimento di fisica delle particelle nello spazio che nasce dalla collaborazione tra NASA, DOE (*Department Of Energy*) e 16 diverse nazioni, che coinvolge circa 300 fisici di tutto il mondo. L'*Alpha Magnetic Spectrometer* è uno spettrometro per particelle cariche composto da cinque elementi principali (vedi figg. 3.2-3.3): un magnete

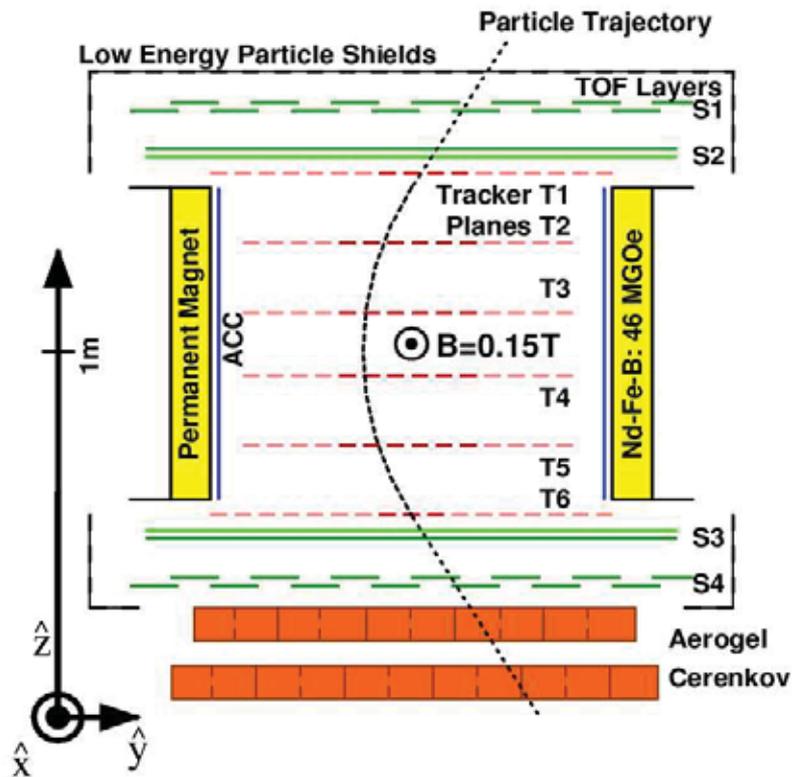


Figura 3.3: Sezione di AMS-01 [107].

permanente, un sistema di tempo di volo (TOF), un Tracker al silicio, un contatore a soglia Čerenkov (ATC) e un sistema di anticoincidenze (ACC).

Il rivelatore è stato costruito per operare nello spazio, cioè in assenza di atmosfera e per questa ragione molta attenzione è stata volta alla scelta dei materiali impiegati. Gli elementi del rivelatore sono stati sottoposti a complicate procedure di “*space qualification*” che includono test di termovuoto e test di vibrazione, per assicurare che siano in grado di resistere alle vibrazioni del lancio e all’atterraggio dello shuttle; inoltre ogni componente del rivelatore è stato testato per funzionare anche se sottoposto alle fluttuazioni della temperatura, che nello spazio varia da -60°C a $+40^{\circ}\text{C}$. Infine l’intero spettrometro è stato soggetto a limitazioni di peso e potenza dissipata, così come richiede il volo nello spazio.

AMS-01 ha volato a bordo dello space shuttle *Discovery* durante la missione STS-91 per dieci giorni tra il 2 e il 12 giugno 1998. Durante questo lasso di tempo l’inclinazione dell’orbita era di 51.7° rispetto all’equatore geografico (la stessa della ISS) e la distanza

dalla Terra variava da un minimo di 320 a un massimo di 390 km. Furono registrati più di 100 milioni di segnali di trigger, di cui 4×10^6 erano eventi corrispondenti a particelle α e 1.65×10^5 nuclei pesanti nell'intervallo di rigidità $1 < R < 140$ GV, mentre non è stato rivelato alcun antinucleo.

I dati registrati durante il passaggio sulla regione della Anomalia Sud Atlantica (SAA), causa del debole campo magnetico presente in questa zona e dell'eccessivo flusso di particelle di bassa energia, sono stati esclusi dall'analisi.

Il volo precursore fu un successo e dimostrò che il rivelatore poteva operare con sicurezza nello spazio.

AMS funziona rivelando il passaggio di una particella nell'apparato e misurandone la perdita di energia (dE/dx), l'impulso (p) e la velocità ($\beta \equiv v/c$); conoscendo le relazioni che legano queste quantità a quelle incognite (massa a riposo m_0 e carica elettrica Ze), è possibile identificare la particella.

3.2.1 Il Magnete Permanente



Figura 3.4: Il Magnete Permanente di AMS-01 [107].

Il magnete permanente è di forma cilindrica, misura 800 mm in altezza, ha un diametro interno di 1115 mm e un diametro esterno di 1298 mm, fornendo un'accettanza geometrica di circa $0.82 \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$. Il magnete è suddiviso in 64 settori, ciascuno composto da blocchi di Nd-Fe-B, ed è racchiuso in una struttura di supporto in alluminio. Questa configurazione

produce un campo dipolare di 1.5 kG con momento di dipolo trascurabile e grazie al rapporto *intensità di campo/peso* favorevole che si ottiene dalla lega di Nd-Fe-B, si raggiunge un potere analizzante $BL^2 = 0.15Tm^2$, con sole 2 tonnellate di peso. Il campo magnetico è diretto ortogonalmente all'asse del cilindro come mostrato in figura 3.5.

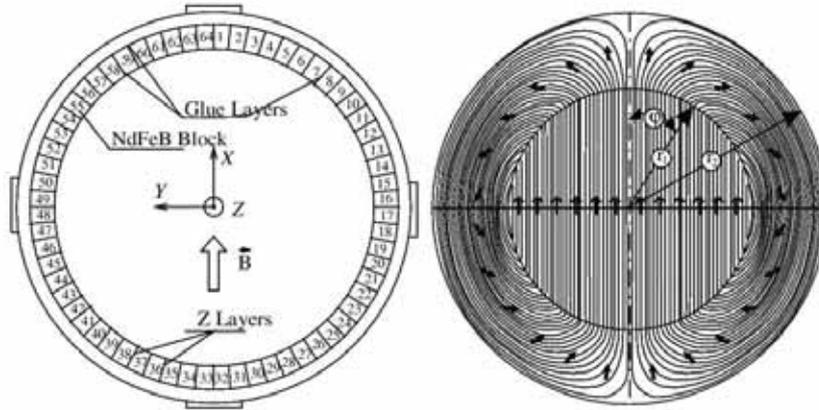


Figura 3.5: Configurazione del campo magnetico di AMS-01 [107].

Lo scopo principale del magnete è quello di deviare la traiettoria delle particelle cariche che attraversano il rivelatore. Sfruttando il fatto che le particelle di carica positiva (e^+ , p , nuclei) curvano in una direzione mentre quelle di carica negativa (e^- , \bar{p} , anti-nuclei) curvano nella direzione opposta, è possibile fare una stima della carica della particella sulla base della direzione, del raggio di curvatura e del momento misurati.

Orientamento

Per dar un'idea dell'orientamento nello spazio, il magnete cilindrico ha l'asse verticale posizionato verso l'alto che definisce la direzione +z. La direzione del campo magnetico all'interno del magnete definisce invece la direzione dell'asse +x mentre l'asse +y si ottiene completando la terna secondo la regola della mano destra. Quando AMS è posto all'interno dello shuttle, questi assi coincidono con quelli dello shuttle, con +x diretto verso la coda, +z verso il portellone in alto e +y verso il portellone laterale (vedi fig. 3.6).

3.2.2 Il Time of Flight (TOF)

Il sistema TOF è composto da quattro piani, due dei quali, S1 ed S2, sono localizzati sopra il magnete, mentre i restanti due, S3 ed S4, sono posti sotto al magnete. I piani S1 ed S4 sono posti parallelamente alla direzione x, mentre S2 ed S3 corrono lungo l'asse y, permettendo

di misurare con precisione la posizione di attraversamento della particella nell'apparato. Il TOF fornisce inoltre una misura della velocità, con una risoluzione temporale di $120ps$ e fornisce il *fast trigger* all'intero rivelatore.

Ciascuno dei contatori che compongono un piano è costituito da una barra di scintillatore plastico collegato alle estremità a tubi fotomoltiplicatori (PMTs), tramite guide di luce.

3.2.3 Il Silicon Tracker

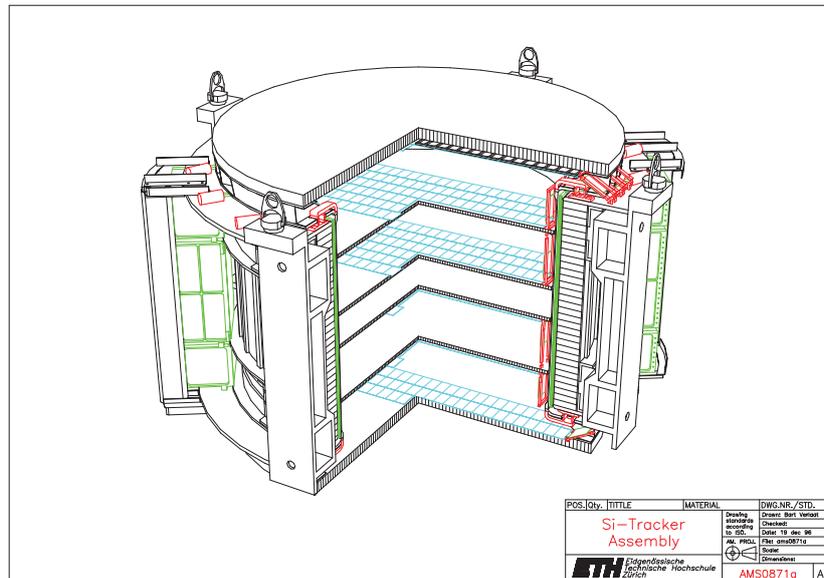


Figura 3.8: Il Tracker a *micro-strips* di silicio [107].

Il Tracker di AMS-01 è composto da $7 m^2$ di rivelatori a *micro-strip* di silicio sistemati su sei piani orizzontali. I quattro piani più interni, da T2 a T5, come illustrato in fig. 3.8, si trovano dentro al magnete e sono tenuti insieme da una struttura di fibra di carbonio (Cf), mentre i due piani più esterni sono più grandi e sono posti poco sopra, T1, e poco sotto, T2, il magnete.

I sensori nascono da *wafer* di silicio ($4 \times 7cm^2$) su cui vengono impiantate *strips* di tipo n^+ su un lato, detto lato “S”, e di tipo p^+ sull'altro lato, lato “K” (ortogonale al primo) cosicché, una differenza di tensione di 40-50V imposta sulle *strips* di tipo n^+ rispetto a quelle del tipo p^+ , induce una deriva degli elettroni, prodotti dal passaggio della particelle ionizzante, verso le *strips* e il segnale generato può venire letto serialmente dall'elettronica di *front-end*.

3.2.4 L'Aerogel Threshold Čerenkov Counter (ATC)

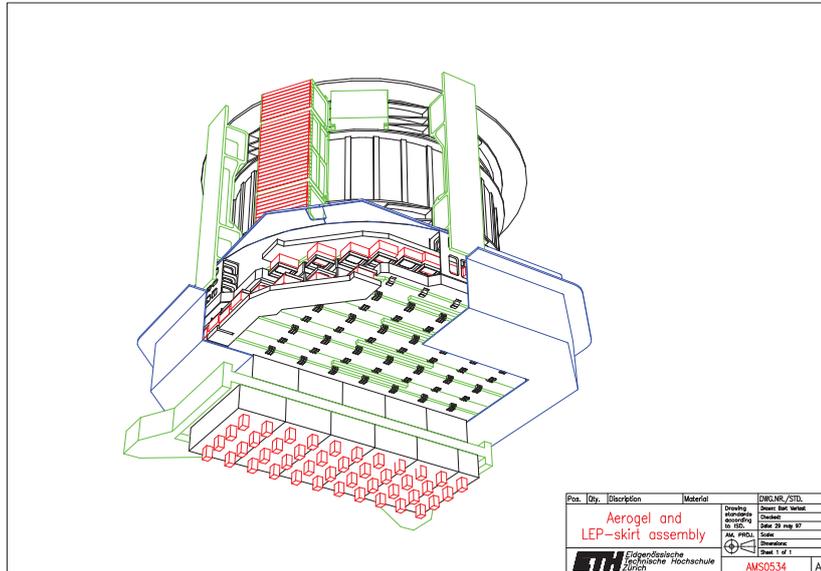


Figura 3.9: Il contatore Čerenkov a soglia di AMS-01 [107].

Il contatore Čerenkov a soglia fu incluso sotto al rivelatore AMS-01, per migliorare la capacità di identificazione delle particelle ed è quindi particolarmente utile per lo studio della materia oscura.

Il contatore ATC è costituito da due strati di celle di *aerogel* con indice di rifrazione $n = 1.035 \pm 0.001$ [1] posti sul piano superiore e su quello inferiore che permettono l'identificazione degli antiprotoni fino a energie di 4 GeV/c. In totale sono presenti 168 celle collegate a fotomoltiplicatori tramite guide di luce.

3.2.5 L'Anti-Coincidence Scintillator Counter (ACC)

L'ACC è composto da 16 scintillatori plastici di sezione rettangolare che sono posizionati attorno al tracker al silicio all'interno del magnete. La loro funzione è di assicurare che solo le particelle che attraversano i contatori del TOF siano accettate come eventi buoni; in altre parole il segnale proveniente dall'ACC è usato come *veto* dal level-1 trigger di AMS-01. Esso infatti indica che una particella è entrata o uscita dal rivelatore attraverso la superficie laterale e tale evento è ritenuto generalmente evento di background in quanto la particella è stata creata all'interno del rivelatore durante l'interazione del CR primario con il rivelatore stesso proprio per il fatto che queste particelle non possono essere analizzate

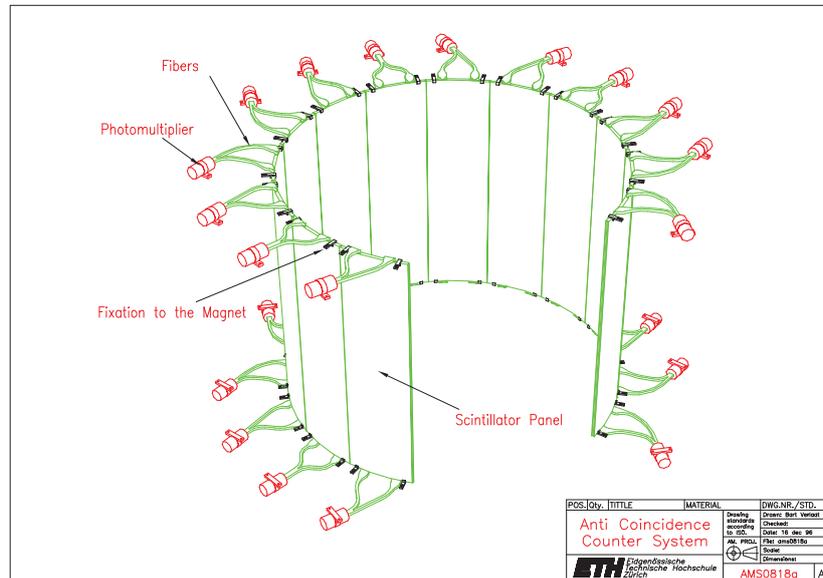


Figura 3.10: L'Anti Coincidence Scintillator Counter [107].

con precisione quindi possono creare confusione nella ricostruzione degli eventi, i segnali dell'ACC vengono usati per rigettare eventi spuri.

3.2.6 Elettronica, Trigger e Read-Out

L'elettronica in AMS-01 ha diverse funzioni ed è composta da vari elementi.

Primo tra tutti il sistema di *trigger*, il cui compito principale è di riconoscere il passaggio attraverso il rivelatore di una particella "interessante". Tale sistema di *trigger* ha tre diversi livelli:

- il *fast trigger* viene generato dal TOF quando una particella attraversa il rivelatore e almeno 3 dei 4 piani vengono colpiti. Il fast trigger fornisce il "tempo zero" di attraversamento della particella e dà il via all'elettronica d'acquisizione;
- il *level-1 trigger* viene generato quando vengono attivati contemporaneamente il segnale di fast trigger, quello della matrice di coincidenza (che serve per escludere le tracce che non colpiscono il tracker) e quando sono assenti segnali dall'ACC;
- il *level-3 trigger* viene generato solamente dopo che tutti i dati registrati dai vari rivelatori sono stati mandati ad un processore, il quale accetta solo quegli eventi per i quali sono verificate tre condizioni:

- a) l'AND logico dei due lati dei contatori del TOF “colpiti”,
- b) il limite superiore sulla somma di tutte le distanze dai punti di incidenza della particella sui piani del tracker da quelli corrispondenti ad un'approssimazione rettilinea della traiettoria,
- c) la condizione che la traccia estrapolata dal tracker passi per i contatori del TOF colpiti.

Le altre funzioni dell'elettronica sono:

1. l'elettronica di *readout* dei vari *subdetector*, che serve a digitalizzare il segnale;
2. il *data acquisition system* (DAQ) che organizza in eventi i segnali, ricevuti dal passaggio delle particelle;
3. il sistema di alimentazione che fornisce all'elettronica e ai rivelatori la corrente elettrica necessaria a farli funzionare;
4. il sistema di riscaldamento che ha lo scopo di mantenere la temperatura nel *range* ottimale per il funzionamento dei *subdetector*;
5. l'elettronica di monitoraggio e controllo, che fa funzionare tutto il resto dell'elettronica sia in risposta ad un segnale che in risposta ad un comando;
6. il *data link* che funge da interfaccia tra la trasmissione dei comandi verso il rivelatore, e tra gli eventi raccolti dal rivelatore e l'elettronica.

L'elettronica di AMS-01 durante la missione STS-91 era costituita da 70.000 canali e permetteva una risoluzione spaziale di $10\ \mu\text{m}$ e una risoluzione in tempo di 120ps .

L'intero sistema era ridondante per evitare qualsiasi perdita di dati nel caso in cui uno dei componenti fallisse.

3.3 Rivelazione di Strangelets con il Detector AMS-01

Le caratteristiche importanti di AMS-01 per la rivelazione degli strangelets, sono le seguenti:

- il TOF ha una risoluzione di 120ps , ma per la ricerca degli strangelets si assume come “resolving power” del *subdetector* 240ps ;

- la rigidità magnetica di una particella che attraversa il rivelatore può essere misurata dal *Tracker* al silicio nel campo magnetico di AMS-01. La rigidità alla quale l'errore sulla misura della curvatura della traccia eguaglia la curvatura attesa, corrisponde a 500GeV/c, e quindi la massima rigidità misurabile è supposta essere 250GeV/c;
- la velocità minima richiesta per dare il segnale di trigger all'elettronica è $\beta = \frac{v}{c} = 0.033$ che è la velocità misurata tra il segnale sul primo piano del TOF e l'ultimo.

3.3.1 Come Rivelare gli Strangelets...

...quando sia la Velocità che la Carica sono Misurabili

Nel caso in cui il rivelatore sia in grado di determinare precise misure di velocità (β) e carica (Z), la rivelazione degli strangelets presenta due casi differenti.

1. per quei candidati che hanno una rigidità misurabile, che nel caso di AMS deve essere inferiore a 250GeV/c, si può determinare sia la carica che la massa e in questo caso gli strangelets risultano ben distinguibili dai nuclei normali, grazie al fatto che il rapporto tra carica e massa (Z/A) è calcolabile con precisione.
2. per particelle che hanno rigidità superiore al limite di AMS, essendo ancora possibile misurarne la velocità, si può conoscere il valore di $\beta\gamma$. Se si grafica la rigidità magnetica (R) in funzione di $\beta\gamma$, nuclei e strangelets risultano ancora una volta ben separati anche se si associa alla rigidità il valore 250 GeV/c. In questo caso, però, non si può determinare la massa della particella incidente.

...quando solo la Velocità è Misurabile

Al contrario, nel caso in cui si possa misurare solo la velocità della particella poiché la sua carica eccede il livello di saturazione del rivelatore, è possibile solamente fissare un valore minimo per la carica. Ad ogni modo, in questo caso come nel precedente, il confronto tra $\beta\gamma$ ed R è sufficiente per distinguere i nuclei normali dagli strangelets.

Le situazioni descritte sopra nei diversi casi sono riassunte nella figura 3.11 che mostra l'andamento della rigidità magnetica in funzione di $\beta\gamma$ sia per i nuclei normali che per i possibili strangelets di diverse masse, tenendo presente la relazione carica-massa dei CFL strangelets, $Z = 0.3A^{2/3}$.

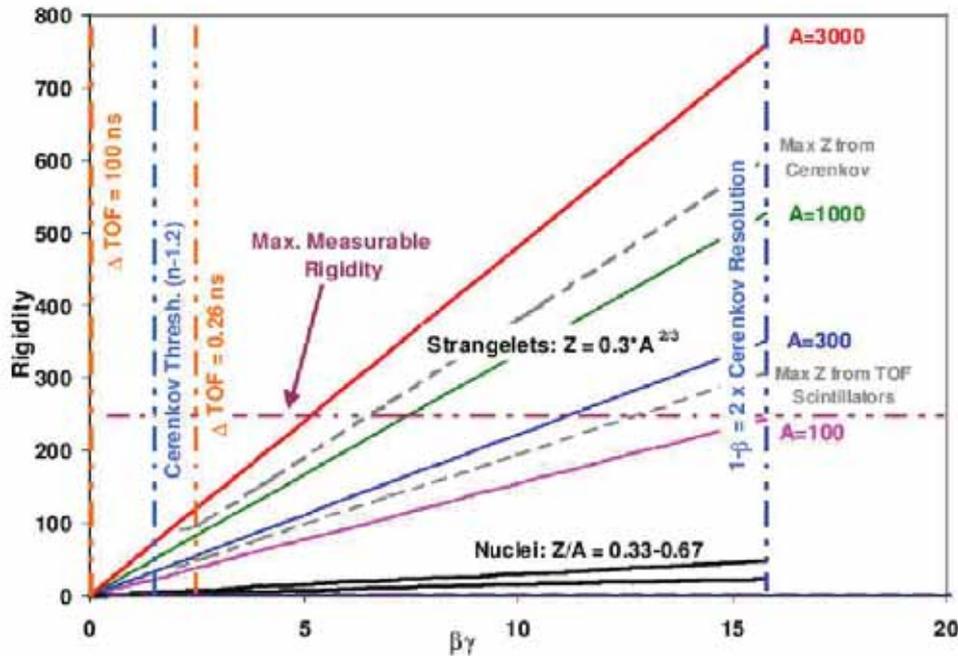


Figura 3.11: Grafico della rigidità magnetica in funzione di $\beta\gamma$ per nuclei e candidati a strangelets, considerando come relazione carica-massa quella dei CFL strangelets, $Z = 0.3A^{2/3}$ [101]. La rigidità assume qui la tradizionale espressione: $\frac{pc}{Ze}$ (GV).

3.3.2 Come “Triggerare” gli Strangelets

Nella ricerca di strangelets, il dispositivo *trigger* è un elemento molto importante. Se infatti uno strangelet relativamente leggero passasse attraverso il rivelatore verrebbe generato un segnale di trigger, mentre se lo strangelet fosse troppo pesante il sistema di triggering di AMS non sarebbe il miglior modo per raccogliere il segnale. Nel caso in cui, infatti, il numero barionico dello strangelet sia per esempio $A = 3000$, la *cross section* di interazione della particella con il materiale di AMS sarebbe molto grande ed molto probabilmente avverrebbe un'interazione con il rivelatore. Da questa interazione verrebbero generate alcune particelle che possono passare attraverso l'ACC e in questo caso il segnale verrebbe rigettato dall'elettronica di AMS. Sarebbe quindi preferibile evitare l'uso del segnale di veto per quanto riguarda la ricerca degli strangelets. D'altra parte, il trigger senza il veto sembra produrre un numero di segnali molto più elevato della frequenza sopportabile dal sistema di AMS.

A. Chikanian *et al.* proposero l'aggiunta di un requisito di carica per uno degli scintillatori, ossia che inneschi il trigger solo se rivela una carica pari a 2 o maggiore, mentre lo scintillatore collocato dalla parte opposta del rivelatore non deve sottostare a nessun requisito se non quello di rivelare una particella carica. Furono fatte delle simulazioni Monte Carlo per verificare che il *rate* di trigger per le particelle conosciute non risultasse invalidato dal nuovo requisito imposto e che soddisfacesse il trigger pur essendo comunque più basso.

3.3.3 Possibili Fonti di Background

In questo tipo di ricerca, è in generale molto difficile rivelare falsi segnali dovuti a una fonte di *background*, grazie all'esistenza di diverse caratteristiche del segnale che evitano la confusione:

1. la misura della rigidità degli strangelets è molto più grande della rigidità limite dei nuclei normali che viaggiano alla stessa velocità. Gli errori commessi nella ricostruzione della traccia non rendono la traccia più dritta e quindi confondibile con quella di un nucleo, perciò può avvenire una perdita di segnale ma non una confusione;
2. nell'esperimento per la ricerca di strangelets AGS-E864, che ha un sistema di contatori a scintillazione molto simile a quello di AMS, è stata ottenuta una risoluzione ottimale sul tempo di volo di 120ps. Questo comporta una minor probabilità di effettuare una misura sbagliata di una traccia. La stessa risoluzione è stata ottenuta per AMS;
3. il segnale di *background* potrebbe essere indotto da nuclei ordinari aventi carica $Z > 3$ ed energia molto elevata, nel qual caso la loro velocità sarebbe superiore al range Čerenkov e per questo particelle che mostrano un segnale Čerenkov saturato vengono rigettate. D'altra parte, se c'è un errore nella determinazione della luce Čerenkov, la particella può essere scambiata per uno strangelets poiché ha una rigidità maggiore di quella dei nuclei.

In conclusione, non c'è nessuna grossa fonte di background che sia stata pensata fino ad ora. Verranno condotte ulteriori simulazioni Monte Carlo per investigare questo importante aspetto della ricerca. AMS ha potenzialità e ridondanza molto simili a quelle dell'esperimento AGS-E864 e dall'esperienza precedente non ci si aspetta alcuna fonte preoccupante di background.

Capitolo 4

Ricerca di Strangelets

Negli ultimi anni sono state condotte numerose ricerche di nuclei anomali pesanti negli acceleratori e nei CR. Uno dei motivi di queste ricerche è la possibile esistenza della SQM sotto forma di strangelets. Tutte le ricerche effettuate con gli acceleratori hanno fornito risultati nulli, sebbene siano stati in grado di fissare limiti sulla produzione di queste particelle e sul flusso atteso sulla Terra; al contrario gli esperimenti su palloni e satelliti hanno rivelato la presenza di qualche evento imputabile al passaggio di strangelets attraverso il rivelatore.

In questo capitolo riportiamo i risultati della ricerca di strangelets che è stata condotta sui 4×10^6 eventi di particelle di elio registrati dallo spettrometro AMS-01 durante il volo di prova a bordo dello space shuttle *Discovery*: AMS offre infatti una grande opportunità per la scoperta di queste particelle esotiche nel cosmo. Rispetto alle precedenti analisi, questo lavoro di tesi adotta la tecnica della “blind analysis”, mai impiegata prima per questo tipo di ricerca.

4.1 Precedenti Ricerche sui Dati di AMS-01

La ricerca di strangelets nei dati di AMS-01 è già stata condotta in modi diversi da V. Choutko e E. Finch, che hanno riportato la presenza di tre possibili candidati a strangelets.

Nel lavoro preliminare [109] intitolato “Search for Doubly Charged ACR¹ with AMS at STS-91”, V. Choutko spiega come sia stato in grado di isolare l’evento candidato a strangelet. Egli ha dapprima selezionato gli eventi con carica $Z = 2$, ed ha in seguito imposto che tali eventi soddisfacessero a forti requisiti sperimentali, in particolare ha posto tagli restringenti sulla rigidità e sulla velocità misurate.

Nella figura 4.1 è mostrata la distribuzione di Z/A per gli eventi sopravvissuti ai tagli. Da tale distribuzione è evidente la presenza di un evento esterno alla distribuzione che pre-

¹Cosmic Rays with Anomalous Z/A ratio

senta un valore di Z/A incompatibile con quello dei nuclei ordinari. Nella tabella seguente sono mostrate le proprietà di questo evento [108].

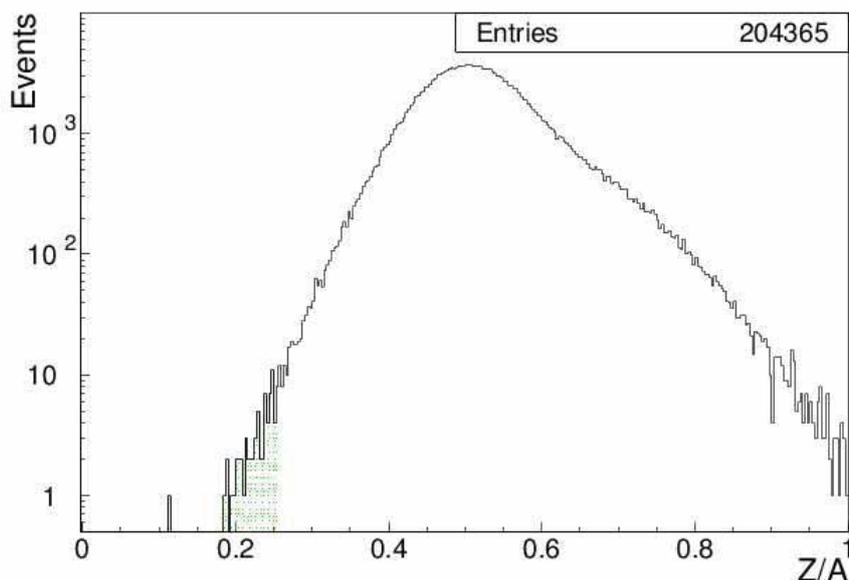


Figura 4.1: Distribuzione di Z/A degli eventi sopravvissuti ai tagli dell’analisi. A sinistra del grafico si può notare la presenza di un evento con un valore di $Z/A = 0.114$, incompatibile con quello dei nuclei ordinari. La zona in verde rappresenta le particelle di background con un basso valore di Z/A [108].

Run #	Event #	Charge	$R(GV)$	A	β	Z/A	$R_{cutoff}(GV)$
897036742	466507	2	4.31 ± 0.38	18	0.462 ± 0.005	0.114 ± 0.010	1.95 ± 0.10

Tabella 4.1: Caratteristiche dell’evento candidato secondo l’analisi preliminare di referenza [109].

In particolare, i parametri dell’evento candidato sono incompatibili con quelli dei nuclei di elio e di litio mentre sono compatibili con quelli del modello dei “color-flavor locking” strangelets (vedi paragrafo 2.2.1).

Per capire la natura degli eventi con un basso valore del rapporto Z/A (rappresentati in fig 4.1 dalla parte in verde), Choutko ha confrontato la qualità della ricostruzione della loro rigidità con quella dei nuclei di elio, mostrando che la maggior parte di essi ha un valore di rigidità misurato in modo incorretto.

Assumendo una lunghezza di interazione nucleare dell'evento candidato simile a quella di un nucleo ordinario, Choutko ha stimato l'accettanza di AMS-01 per questo tipo di particelle avvalendosi di un modello di simulazione Monte Carlo basato su GEANT3. L'accettanza così ottenuta è pari a $2 \cdot 10^4 m^2 \cdot sr \cdot sec$ nell'intervallo di energia cinetica 1.5-10 GeV, e alla particella identificata come candidato corrisponde un flusso di $5 \times 10^{-5} (m^2 \cdot sr \cdot sec)^{-1}$.

Anche E. Finch della Yale University ha svolto un'analisi [111] sui dati di AMS-01, volta alla ricerca di strangelets, seguendo la precedente analisi di V. Choutko con qualche differenza nella scelta della variabile da graficare che questa volta è $R/\beta\gamma$ e per $c=1$ corrisponde a A/Z , infatti:

$$R = \frac{m\beta\gamma}{Z} \rightarrow \frac{R}{\beta\gamma} = \frac{m}{Z} = \frac{A}{Z} \cdot m_{proton} \quad (4.1)$$

La massa del protone m_{proton} viene nel seguito considerata unitaria.

Questa volta furono identificati due possibili candidati che mostravano entrambi una ragionevole qualità della traccia, un rapporto A/Z grande e una misura di β che implicava una rigidità notevolmente minore del cutoff geomagnetico, se considerati come nuclei ordinari.

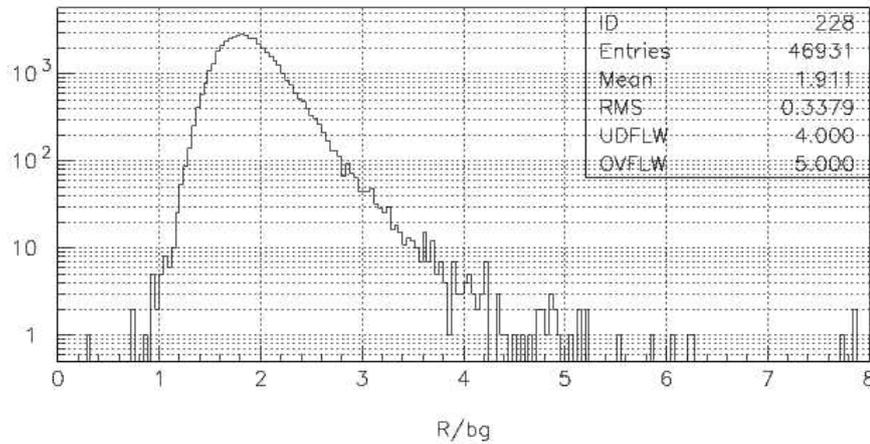


Figura 4.2: $R/\beta\gamma$ per tutti gli eventi con $Z > 2$ che hanno passato i tagli sulla qualità della traccia. L'evento candidato con $Z = 8$ si trova a $R/\beta\gamma = 6.28$ [111].

Dall'analisi risulta che il candidato con carica $Z = 8$ ha colpito 4 piani del tracker, ed è passato attraverso il secondo piano senza depositare energia; per questo evento inoltre

l'*AMS path-integral*² della traccia ricostruita fornisce un valore per la rigidità più basso del 15% rispetto ai fit standard di AMS.

Il candidato con carica $Z = 4$, ha invece colpito 5 piani del tracker e l'*AMS path-integral* fornisce un valore di rigidità più basso del 18% rispetto ai fit standard di AMS.

In figura 4.2 è graficata la distribuzione di $R/\beta\gamma$ per gli eventi con $Z = 2$ che hanno sopravvissuto ai tagli. Nella tabella seguente 4.1 sono riassunte le caratteristiche di entrambi gli eventi candidati.

Run #	Event #	Charge	Rigidity(GV)	A	β	$R/\beta\gamma$ (GV)	Z/A
896932002	178882	8	3.93	20	0.53	6.28	0.16
896954936	203075	4	5.13	50	0.72	5.00	0.2

Tabella 4.2: Caratteristiche degli eventi candidati trovati nell'analisi preliminare di referenza [111].

4.2 Metodo di Analisi

L'analisi oggetto di questa tesi segue la traccia dei due lavori sopra riportati discostandosi per la tecnica utilizzata, la cosiddetta "blind analysis". Tale tecnica è una analisi eseguita su eventi simulati, senza guardare i dati sperimentali ed è quindi un ottimo metodo per ridurre i possibili condizionamenti dello sperimentatore. I tagli che vengono determinati sono infatti basati esclusivamente sull'osservazione dei dati simulati e solo alla fine dell'analisi tali tagli vengono applicati ai dati sperimentali; ciò permette di evitare qualsiasi influenza data da risultati precedenti o aspettative teoriche.

L'idea generale è quella di simulare un campione di strangelets e uno di background; dall'analisi dei grafici ottenuti si determinano i tagli per separare il segnale dal background e solo infine, dopo aver applicato gli stessi tagli sui dati sperimentali, si analizzano gli eventi sopravvissuti.

Per fare ciò i *sample* sono stati simulati utilizzando un software costruito ad hoc per AMS che si avvale del modello GEANT3.

GEANT3 è un programma che mediante tecniche Monte Carlo simula il passaggio di particelle elementari attraverso la materia. Progettato originariamente per gli esperimenti di fisica delle particelle, ha ultimamente trovato applicazioni sia nell'area della medicina che della scienze biologiche, della radioprotezione e dell'astronautica. La principale applicazione di GEANT3 nella fisica delle alte energie è la riproduzione della traccia lasciata dalle particelle al passaggio attraverso un *setup* sperimentale per simulare la risposta del rivelatore.

²Metodo di ricostruzione della rigidità usato da J. Alcazar. Una descrizione di questo metodo si può trovare sulla pagina web http://ams.cern.ch/AMS/Reports/AMSnote-2003_03_01

In particolare, nel caso dell'esperimento AMS-01, gli eventi simulati con GEANT sono particelle di elio per il background, e campioni di strangelets con carica 2 e diverse masse come segnale.

Il codice Monte Carlo di AMS è correlato inoltre di un *event display*, chiamato appunto **amsed** (*AMS event display*) che è di supporto nell'analisi attraverso la realizzazione grafica della traccia della particella attraverso il rivelatore, così da aiutare il debugging del programma di simulazione. L'*event display* è in grado di rappresentare graficamente la traccia che la particella ha lasciato nel rivelatore, di segnalare schematicamente la quantità di energia rilasciata nei vari *subdetector* ed infine, in caso di particelle simulate, di disegnare la ricostruzione della traccia dell'evento.

Per lo studio che ci si prefigge, è necessario il calcolo della rigidità geomagnetica di cutoff (R_{cutoff}) per ciascun evento. Il calcolo di tale parametro è piuttosto complicato a causa della sua dipendenza da numerosi fattori quali la posizione della particella nel campo magnetico terrestre (in questo caso si è utilizzata la posizione dello shuttle), il suo momento, la sua massa, il tempo in cui avviene il passaggio e la direzione di ingresso. Per fare ciò ci si è avvalsi del codice in C++ scritto da E. Kobel [113] che utilizza il metodo di Tsyganenko [114] per il calcolo del cutoff, modificandolo opportunamente per adattarlo alle esigenze di questo lavoro. Il programma utilizza il metodo del *backtracing*, cioè la rigidità della particella viene calcolata ripercorrendo all'indietro la sua traiettoria nel campo geomagnetico. Dopo numerose iterazioni decide se la particella ha rigidità sufficiente o meno per entrare nel campo magnetico terrestre oppure se rimane indefinita (a quest'ultima è stato assegnato il cutoff della particella più vicina).

L'analisi effettuata si svolge secondo i seguenti passi:

- 1) è stato riprodotto un campione di particelle di background composto da elio, usando una simulazione Monte Carlo evento-per-evento, cioè che riproduce particella per particella il campione di dati sperimentali;
- 2) è stato simulato nella stessa maniera un campione di strangelets aventi carica 2 e con diversi valori della massa: $A= 6, 16.15$ (dalla relazione carica-massa dei CFL strangelets con $Z=2$ (vedi paragrafo 2.2.1)), 50, 100;
- 3) sono stati in seguito applicati tagli sulla qualità delle misure, soprattutto su quelle di rigidità e di velocità, per scartare quegli eventi che mostrano un valore di rigidità misurato incorrettamente o che non hanno attraversato il rivelatore per intero;
- 4) è stato poi fatto il grafico di $R/\beta\gamma$ in funzione di $R_{cutoff}/\beta\gamma$ (vedi grafico 4.10), dove R è la rigidità geomagnetica misurata per la particella, R_{cutoff} è il cutoff geomagnetico nel punto in cui la particella è stata rivelata, mentre β e γ assumono i soliti valori: $\beta = \frac{v}{c}$ e $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$. Su questo grafico sono stati apportati tagli sia su $R/\beta\gamma$ che su $R_{cutoff}/\beta\gamma$ al fine di isolare il segnale dal background;

5) lo stesso grafico è stato infine riprodotto usando i dati sperimentali (vedi grafico 4.11) e su questo sono stati applicati gli stessi tagli.

La ragione per cui abbiamo graficato $R_{measured}$ in funzione di R_{cutoff} è che ci aspettiamo che i nuclei ordinari abbiano rigidità maggiore del *cutoff* geomagnetico (cioè che $A/Z > R_{cutoff}/\beta\gamma$) mentre gli strangelets possono essere sia *overcutoff* (o.c.) che *undercutoff* (u.c.):

$$R_{cutoff}/\beta\gamma < (A/Z)_{nucleus} \sim 0.5 \quad \text{per nuclei o.c. e strangelets} \quad (4.2)$$

$$R_{cutoff}/\beta\gamma > (A/Z)_{nucleus} \quad \text{per nuclei u.c. e strangelets} \quad (4.3)$$

Per scartare gli eventi di background *overcutoff*, si è richiesto agli eventi di avere $R_{cutoff}/\beta\gamma > (A/Z)_{nucleus} = 0.5$. In questo modo, nonostante siano stati scartati alcuni degli eventi strangelets *overcutoff*, si è stati in grado di eliminare completamente tutti i nuclei con rigidità maggiore del *cutoff*.

Sul campione di dati selezionato in questa maniera, si è richiesto in seguito che gli eventi validi avessero rigidità maggiore del *cutoff* per eliminare il background *undercutoff*.

In questo modo, se grafichiamo $R/\beta\gamma$ in funzione di $R_{cutoff}/\beta\gamma$, gli strangelets dovrebbero posizionarsi in un quadrante del grafico diverso da quello in cui si troveranno i nuclei ordinari di elio ottenendo così una buona separazione del segnale dal background (vedi figura 4.10).

4.2.1 Il Campione di Dati Originali

Quando lo shuttle raggiunse l'orbita, il 3 giugno 1998 iniziò l'acquisizione dati che si protrasse per i seguenti nove giorni, per un totale di 184 ore [1]. Durante questa fase l'altitudine dello shuttle variò da un minimo di 320 ad un massimo di 390 km mentre l'inclinazione dell'orbita oscillò fra ± 51.7 gradi. Prima del *rendez-vous* con la stazione spaziale MIR, la posizione dello shuttle fu mantenuta in modo tale che l'asse z di AMS (vedi fig. 3.6) puntasse verso una direzione inclinata di 45 gradi rispetto allo zenith. Durante l'intero periodo in cui rimase attraccato alla MIR, la posizione di AMS era costretta dai requisiti dell'attracco con la stazione spaziale e rimase sostanzialmente invariata. Dopo che la MIR fu sganciata, l'orientamento dell'asse di AMS variò fra 1, 20 e 40 gradi rispetto allo zenith, e appena prima di cominciare la fase di rientro, lo shuttle si rovesciò puntando quindi l'asse z verso il nadir.

La maggior parte dei dati rivelati da AMS sono stati compressi e registrati su *hard disk*, mentre solo un 10% è stato trasmesso a terra in tempo reale. I dati originali sono stati convertiti in ntuple e in file di ROOT³ per poter essere più facilmente analizzati, ed

³Object Oriented Data Analysis Framework: linguaggio di programmazione ad oggetti dotato di librerie grafiche per l'analisi dati.

inoltre classificati in *run* che contengono uno o più file di eventi raccolti in uno stesso intervallo di tempo. Ciascun evento è quindi descritto da più di 260 variabili raccolte in un documento chiamato *ntuple.doc* (il documento è riportato in appendice con la spiegazione di ciascuna variabile e le mie note) e suddivise in blocchi ciascuno dei quali relativo alle diverse caratteristiche dell'evento o al sotto-rivelatore interessato.

La procedura di ricerca degli strangelets comincia con la ricostruzione dell'evento che include:

- la misura della rigidità R della particella, ottenuta dalla deflessione della traiettoria misurata dal tracker nel campo magnetico. Per assicurare che la particella sia “ben misurata”, si richiede che abbia colpito tutti e 4 i piani del TOF;
- la misura della velocità β e della direzione $z = \pm 1$ della particella tramite il TOF, dove $z = \pm 1$ significa che la particella proviene rispettivamente da sopra, sotto il rivelatore;
- la determinazione della magnitudine della carica, $|Z|$, della particella ottenuta dalla misura della perdita di energia nei contatori del TOF e nei piani del tracker.

4.2.2 Generazione degli Eventi

L'approccio ideale nella generazione del flusso dei raggi cosmici primari è quello di partire con una distribuzione isotropica delle particelle ad una grande distanza dalla Terra (tipicamente di 10 volte il raggio della Terra) dove è ragionevole assumere che i disturbi introdotti dal campo geomagnetico sul flusso interstellare siano trascurabili. Questo metodo è tuttavia intrinsecamente inefficiente dal punto di vista computazionale, poiché la maggior parte delle particelle seguono traiettorie che non raggiungeranno mai la Terra.

Per ridurre al minimo il tempo di simulazione, ma essere ancora in grado di ottenere un campione di dati attendibile, la generazione delle particelle è stata fatta evento-per-evento, generando cioè particelle che avessero alcune delle caratteristiche del campione originale, quali la direzione di provenienza e il punto di interazione della particella con il primo piano del tracker di AMS. Benché il numero di *trigger* richiesto nella simulazione sia uguale a uno per ogni particella, il programma di simulazione ha riprodotto più dell'80% del numero di particelle originali. Inoltre a ciascuna delle particelle simulate è stato associato un valore della R_{cutoff} pari a quello calcolato per il corrispondente evento sperimentale.

Il *background* è composto da nuclei di elio nell'intervallo di energia 0-30GeV, mentre il *sample* di strangelets ha $Z = 2$ ed è stato simulato per diversi valori della massa: 6, 50, 100 e con la formula dei CFL strangelets di carica $Z = 2$ si ottiene una massa di 16.15. Questo permette di avere un'idea della distribuzione in massa degli strangelets.

Gli eventi simulati spesso presentano più di una traccia ricostruita dal programma di simulazione. Questo può accadere per diversi motivi: se la particella interagisce nel rivela-

tore genera nuove particelle la cui traccia viene ricostruita; in caso la traccia contenga solo segnali nei piani interni del tracker, sussiste un'ambiguità per cui possono essere ricostruite più tracce per la stessa particella. L'uso del segnale rivelato dal TOF permette di ridurre questa ambiguità a solo due possibilità.

4.3 Selezione degli Eventi

Si assume innanzitutto che la sola differenza fra la segnatura dei nuclei ordinari di elio e quella degli strangelets sia data dal valore del rapporto carica-massa Z/A , che si è preferito approssimare con $\frac{\beta \cdot \gamma \cdot m_{proton}}{Rigidity}$.

La strategia di selezione è stata quindi quella di separare eventi di carica $Z = 2$ ed imporre tagli sulla qualità delle misure di rigidità e di velocità per eliminarli gli eventi spuri. La scelta dei tagli è stata effettuata in base al lavoro di analisi precedentemente svolto da V. Chouko [108, 109]). Infine è stato possibile calibrare i tagli su $R/\beta\gamma$ e su $R_{cutoff}/\beta\gamma$ al fine di isolare il segnale dal background negli eventi simulati.

Tutti questi tagli sono riassunti in tabella 4.3.2 a fine paragrafo insieme alla percentuale di eventi di background rigettati e del segnale accettato.

4.3.1 Tagli Preliminari sugli Eventi

Si è dapprima applicato tagli sul segnale registrato dal TOF e sulla qualità della misura della velocità:

1. per permettere ridondanza nella misura del TOF, si è ristretto il campione di dati a quegli eventi che hanno lasciato un segnale in tutti e quattro i piani del TOF. L'effetto del taglio è mostrato in figura 4.3, che corrisponde usando le notazione dell'*ntuple.doc* (vedi appendice A) alla richiesta (*betapattern*[*pbetap*[0] - 1] = 0);
2. per eliminare quegli eventi che presentano una misura della velocità errata, si è richiesto che avessero β minore di 0.82, poiché a questa velocità anche una misura del TOF errata di 300ps (seppure improbabile, poiché la risoluzione del TOF è di 150ps) non produce un errore nel calcolo di Z/A maggiore di un fattore 1.5 (*beta*[*pbetap*[0] - 1] < 0.82);

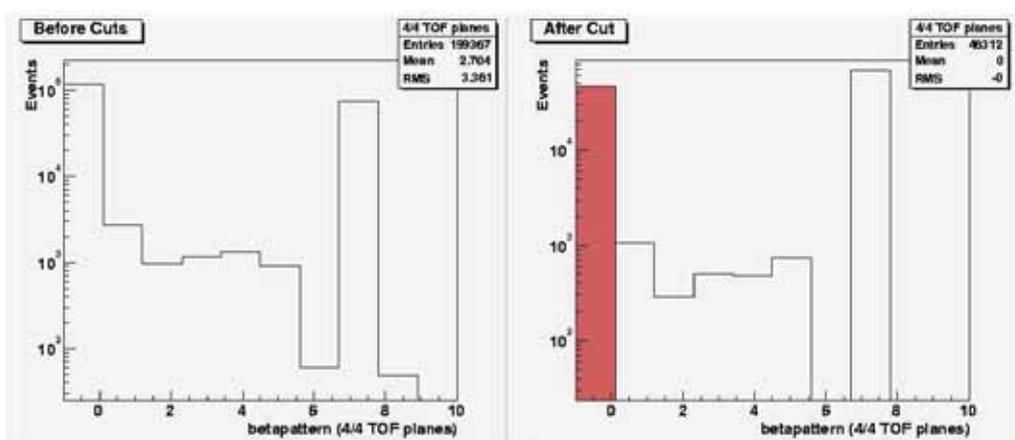


Figura 4.3: Gli eventi buoni presentano un segnale in tutti e quattro i piano del TOF (eventi in rosso in figura). La figura a sinistra mostra la distribuzione della variabile prima dei tagli. A destra si è applicato il taglio $Z/A < 0.18$.

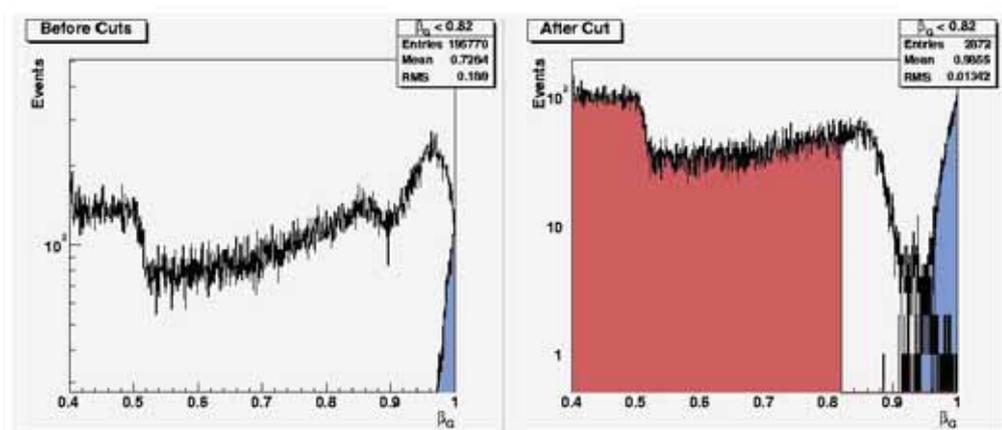


Figura 4.4: Per passare il taglio l'evento deve avere una velocità minore di 0.82. La figura a sinistra è prima di aver applicato qualsiasi taglio. Sulla fig. di destra si è applicato il taglio $Z/A < 0.18$. In rosso sono rappresentati gli eventi che passano questo taglio, in blu quelli che per cui si è registrata una $\beta > 1$. Essi possono essere considerati nuclei background con una β misurata male.

Successivamente sono stati applicati tagli sulla qualità della traccia registrata. Essi sono elencati qui di seguito con l'indicazione della variabile usata:

3. $\chi_{\beta_s}^2 < 2.5$: questo taglio misura la qualità della consistenza delle misure di posizione

della particella fatte dal TOF e dal Tracker, l'effetto del taglio è mostrato in figura 4.5 ($\text{betachi2s}[\text{pbetap}[0] - 1] < 2.5$);

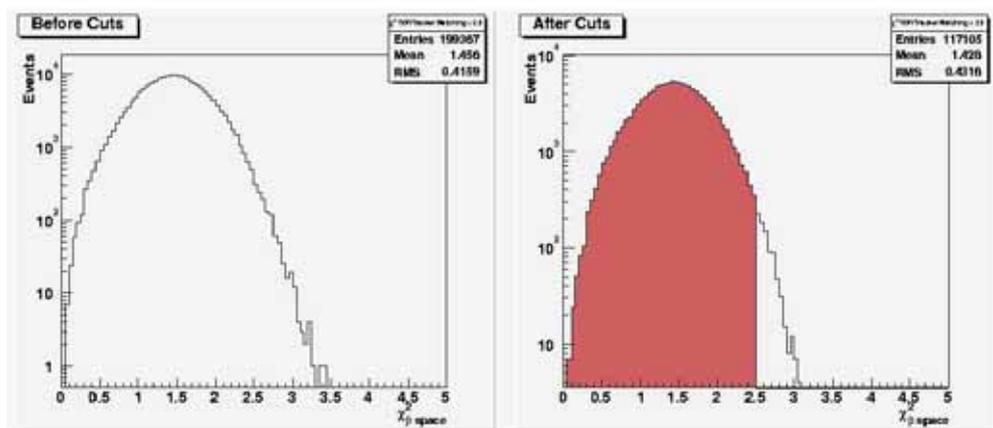


Figura 4.5: Si richiede che gli eventi buoni abbiano $\chi^2_{\beta_s} < 2.5$. A sinistra sono illustrati gli eventi prima dei tagli. A destra dopo il taglio $Z/A < 0.18$.

4. tagli sulla consistenza della misura di rigidità totale (R_{TOT}) e della rigidità misurata usando solo i primi (ultimi) tre punti, R_1 (R_2), del “bending plane”. Si è applicato il taglio sulla quantità $0.4 < \frac{R_{TOT}}{R_{1,2}} < 1.6$, si veda figura 4.6

$$(0.4 < \frac{Ridgidity}{Hridgidity[\text{ptrackp}[0]-1][0]} < 1.6);$$

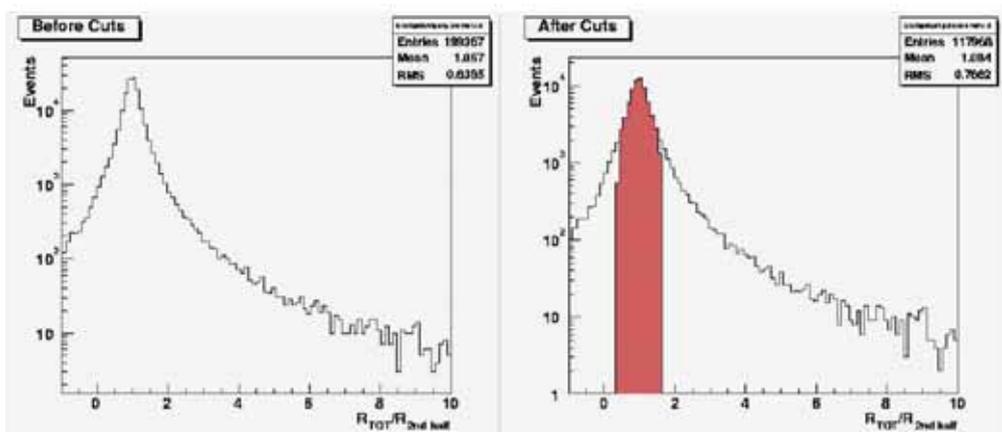


Figura 4.6: Il rapporto tra R_{TOT} ed $R_{1,2}$ deve essere compreso fra 0.4 e 1.6, come illustrato dalle frecce in figura.

5. il valore del χ^2 ottenuto dal fit della rigidità senza includere il multiple scattering deve essere minore di $200\beta^2$, la figura 4.7 mostra l'effetto del taglio ($fchi2ms[ptrackp[0] - 1] < 200\beta^2$);

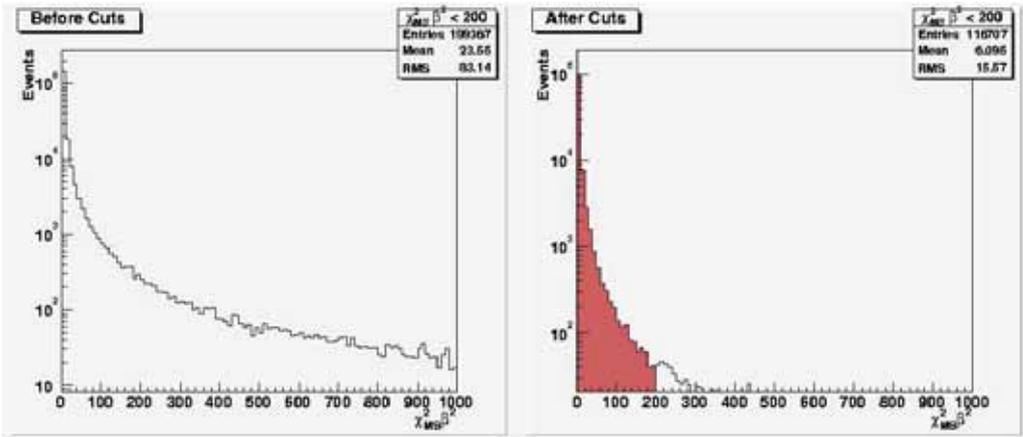


Figura 4.7: Il valore del χ^2 del fit di rigidità deve essere minore di $200\beta^2$. A destra è applicato solo il taglio $Z/A < 0.18$.

6. la probabilità che la misura della carica sia corretta deve essere maggiore del 5% (vedi

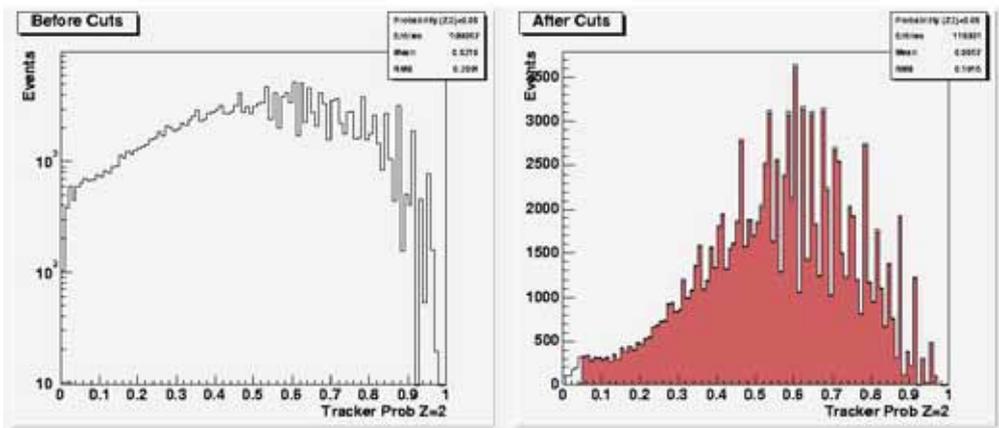


Figura 4.8: La probabilità che la misura della carica sia esatta deve essere maggiore di 0.05. Nella figura di sinistra è rappresentata la distribuzione della variabile probabilità senza tagli applicati. A destra si è applicato solo il taglio $Z/A < 0.18$.

figura 4.8)
 $(\text{proballtracker}[pchargep[0] - 1] > 0.05);$

- ultimo taglio preliminare applicato è quello che garantisce che gli eventi abbiamo un rapporto di Z/A compatibile con quello degli strangelets: $Z/A < 0.18$. In figura 4.9 è illustrato il taglio sulla distribuzione in Z/A degli eventi.

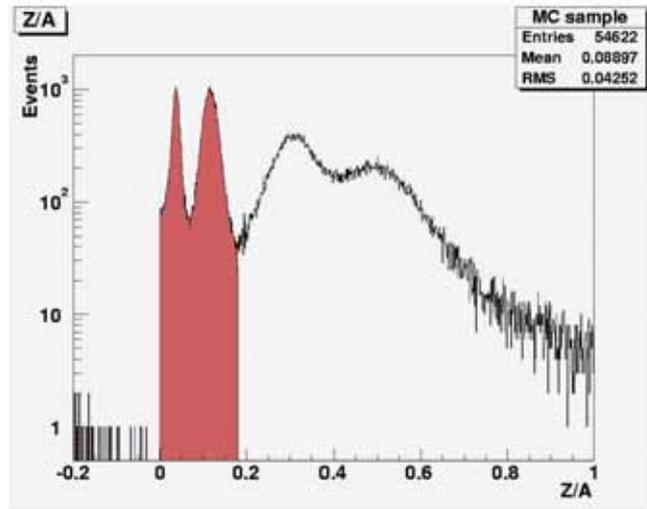


Figura 4.9: Nella figura è mostrato l'effetto del taglio $Z/A < 0.18$.

4.3.2 Tagli sulla Rigidità/ $\beta\gamma$ e sulla Rigidità_{cutoff}/ $\beta\gamma$

Sul campione di dati così ottenuto dopo i tagli preliminari, si è calibrato il taglio sulla $R/\beta\gamma$ e $R_{cutoff}/\beta\gamma$ per eliminare tutto il background rimasto ed isolare il segnale.

- Sulla base dei grafici di $R/\beta\gamma$ in funzione di $R_{cutoff}/\beta\gamma$ ottenuti (vedi fig. 4.10) si è arbitrariamente deciso di accettare come buoni quegli eventi con $R_{cutoff}/\beta\gamma > 1$. In questo modo si è riusciti ad eliminare tutti i nuclei overcutoff, benchè si sia perso parte degli strangelets overcutoff con momento elevato.
- Si è poi fissato il taglio $R/\beta\gamma > 9$ che permette di scartare tutti quegli eventi aventi massa $A < 18$, per essere sicuri di eliminare tutti i nuclei di elio simulati (rappresentati in rosso in figura 4.10). Inevitabilmente vengono però eliminati anche tutti gli strangelets di massa $A = 6$ e parte di quelli a massa CFL.

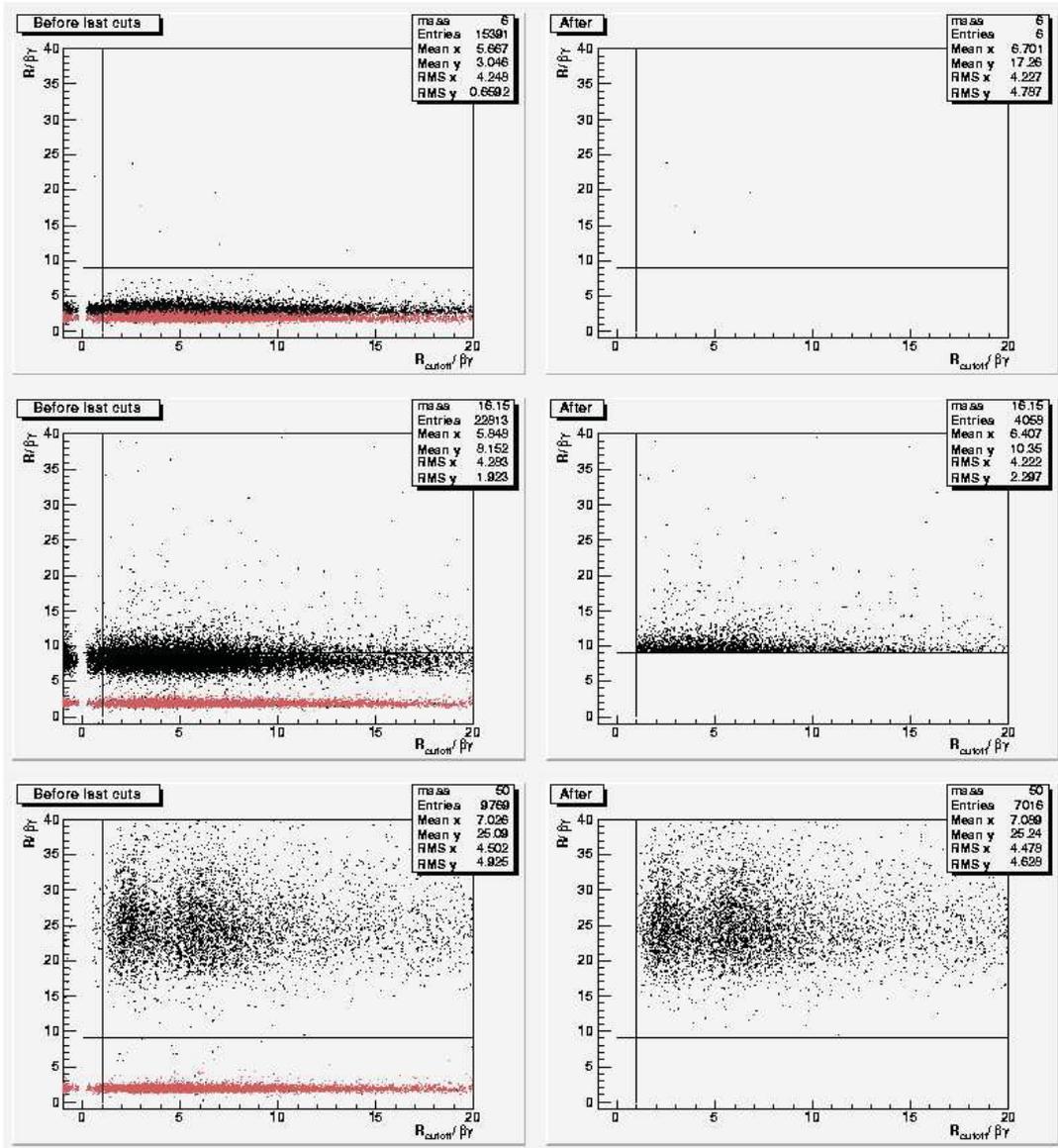


Figura 4.10: Grafici di $R/\beta\gamma$ in funzione di $R_{cutoff}/\beta\gamma$. A sinistra sono rappresentati i campioni di dati simulati per le diverse masse di strangelets prima dei tagli finali. A destra dopo che si sono applicati i due tagli su $R/\beta\gamma$ e $R_{cutoff}/\beta\gamma$, rappresentati dalle linee verticali e orizzontale, per eventi di massa 6, 16.15 e 50.

Cut	% background scartato	% strangelets accettati		
		m=6	m=16.15	m=50
1: 4/4 TOF planes	10.2%	87.4%	73.4%	27.0%
2: $\beta < 0.82$	60.7%	49.6%	84.8%	98.9%
3: matching TOF-Tracker	1.0%	99.1%	98.8%	98.0%
4: $0.4 < R_{TOT}/R_{1,2} < 1.6$	26.4%	73.8%	70.8%	57.0%
5: rigidity fit-no ms: $fchi2ms < 200\beta^2$	8.3%	93.9%	96.3%	98.3%
6: probability ($Z=2$) > 0.05	2.0%	98.1%	98.3%	97.9%
7: $Z/A < 0.18$	94.1%	3.0%	93.5%	98.0%
8: $R_{cutoff}/\beta\gamma > 1$	39.9%	64.0%	78.6%	72.0%
9: $R/\beta\gamma > 9$	99.9%	0.2%	23.9%	95.3%
Total	100.0%	0.0%	9.3%	15.1%

Tabella 4.3: Efficacia dei singoli tagli applicati sul campione di dati simulati.

Si può notare dalla tabella che l'insieme dei tagli applicati elimina completamente il background e il campione di strangelets di massa 6, mentre sopravvive parte di quelli di massa CFL e di massa 50.

4.4 Risultati

Una volta completata la calibrazione dei tagli sugli eventi simulati, si è proceduto ad apporre i medesimi requisiti sui dati sperimentali acquisiti da AMS-01.

Dalla figura 4.11 appare chiara l'efficacia dei tagli nel selezionare i candidati strangelets.

Gli unici eventi sopravvissuti ai tagli sono 2 particelle con carica 2 e massa rispettivamente circa 33 e 65. Sebbene ciò non sia sufficiente a garantirne la natura di particella strana, tuttavia questi candidati presentano caratteristiche compatibili con quelle degli strangelets. In particolare, hanno un rapporto Z/A piuttosto basso: ~ 0.03 per il candidato di massa 65 e ~ 0.06 per quello di massa 33.

Le altre caratteristiche sono riassunte in tabella 4.4 e in appendice B.

Run #	Event #	Charge	A	R(GV)	$R_{cutoff}(GV)$	β	$R/\beta\gamma$	Z/A
897322490	508516	2	33.00	13.35	1.6	0.63	17.59	0.06
897457018	12924	2	64.83	31.68	1.7	0.70	34.56	0.03

Tabella 4.4: Eventi candidati a strangelets e loro caratteristiche.

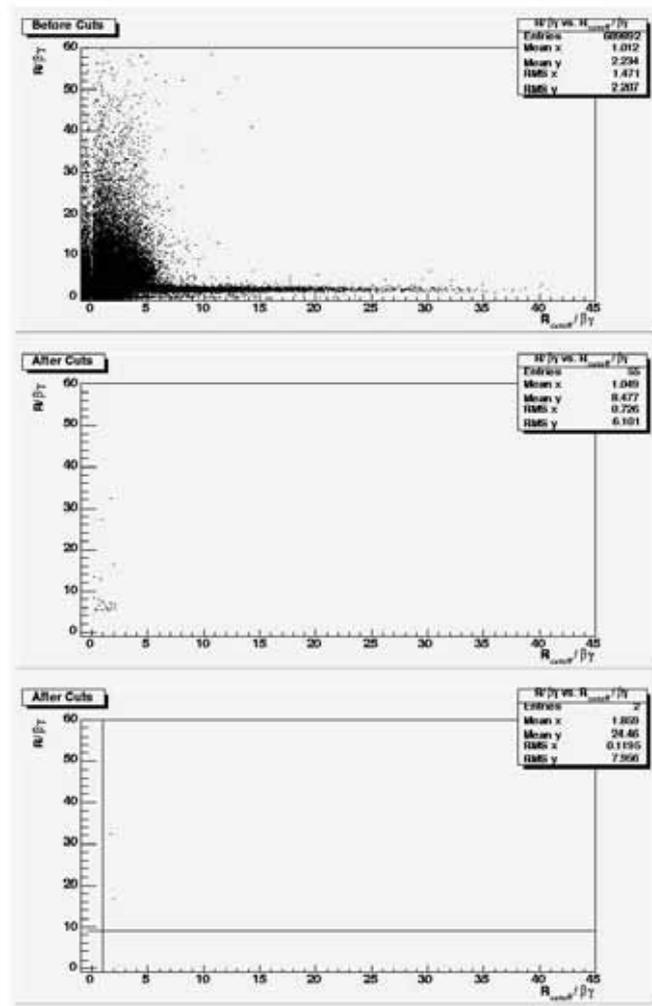


Figura 4.11: $R/\beta\gamma$ in funzione di $R_{cutoff}/\beta\gamma$ per i dati. Nella figura in alto sono mostrati i dati prima dei tagli. La figura al centro mostra i dati sopravvissuti ai tagli preliminari. Infine la figura in basso illustra l'efficacia dei tagli da noi apportati. È chiara la presenza di due eventi sopravvissuti.

Questi eventi, benché mostrino caratteristiche compatibili con quelle degli strangelets, potrebbero avere una diversa origine [110]:

- nuclei di elio overcutoff con velocità misurata incorrettamente;
- nuclei di litio overcutoff con rigidità, carica e velocità misurate incorrettamente;

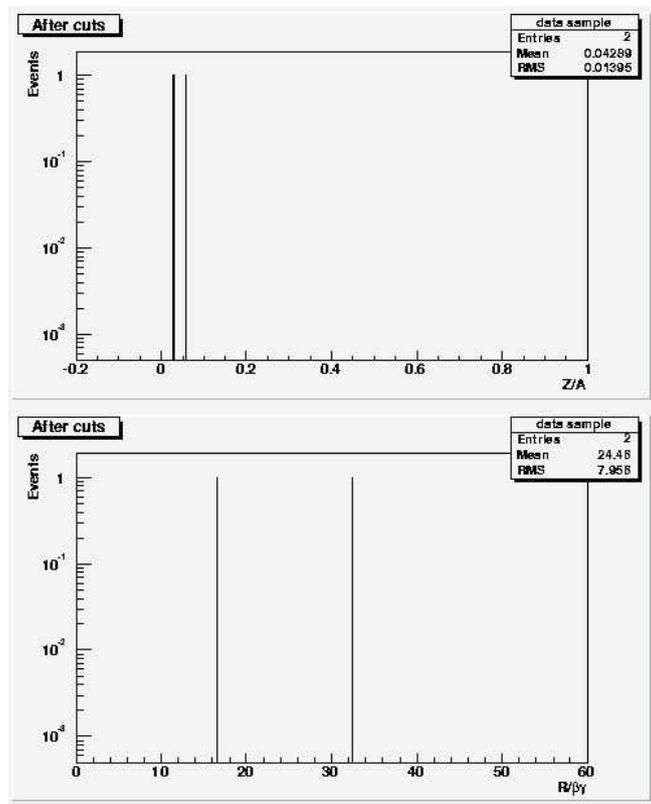


Figura 4.12: Distribuzione di Z/A e di $R/\beta\gamma$ per gli eventi sopravvissuti ai tagli. Le caratteristiche di questi eventi non sono compatibili con quelli dei nuclei di elio ordinari.

- nuclei di elio undercutoff con rigidità misurata incorrettamente;

Nel caso specifico è difficile dare una spiegazione della possibile natura degli eventi sopravvissuti a causa della bassa statistica (infatti sono stati utilizzati solo 1/7 dei dati a disposizione per ridurre il tempo di calcolo), del ristretto *range* di energia in cui sono stati simulati e per via delle approssimazioni apportate nell'analisi.

Per questi due candidati si è calcolato il corrispondente flusso.

Il flusso è facilmente ottenibile dalla seguente espressione:

$$F(m) = \frac{N_{observed}}{\varepsilon(m) \cdot \Delta\Omega \cdot \tau} \quad (4.4)$$

dove $\Delta\Omega$ è l'accettanza di AMS-01 (pari a circa $0.5 \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$), $\varepsilon(m)$ è l'efficienza relativa

in funzione della massa degli strangelets simulati, τ è il tempo di esposizione del rivelatore (pari a circa 114508.7 secondi), e $N_{observed}$ è il numero di eventi osservati.

Per quanto riguarda le efficienze, esse sono state ottenute attraverso il rapporto tra il numero di strangelets di una data massa che sono sopravvissuti ai tagli e il numero di strangelets originariamente simulati:

$$\varepsilon(m) = \frac{\text{eventi sopravvissuti}}{\text{eventi totali}} \quad (4.5)$$

I valori ottenuti dall'analisi sono rispettivamente:

$$\begin{aligned} \text{massa} = 16.15 & \quad \varepsilon = 0.09 \\ \text{massa} = 50 & \quad \varepsilon = 0.15 \end{aligned} \quad (4.6)$$

Non sono qui state prese in considerazione le masse 6 e 100, in quanto il taglio su $R_{cutoff}/\beta\gamma$ elimina tutti gli eventi di massa minore di 18, mentre i tagli sulla qualità della traccia eliminano tutti quelli di massa 100 e pertanto l'efficienza degli eventi è nulla per entrambe le masse.

Il flusso per le due diverse masse risulta essere pari a:

$$\begin{aligned} F(16.15) &= 7.76 \cdot 10^{-4} (m^2 \cdot sr \cdot s)^{-1} \\ F(50) &= 2.66 \cdot 10^{-4} (m^2 \cdot sr \cdot s)^{-1} \end{aligned}$$

Si noti che per il calcolo del flusso per particelle di massa 16.15 il valore di $N_{observed}$ è pari a 1, in quanto solo l'evento candidato di massa 33 può ricadere nella distribuzione degli eventi di massa 16.15 benchè con una bassa probabilità.

Confrontando questa analisi con [109] e [111], è chiaro che da un lato non introduce *bias* a priori, ma in questa fase di studio, è meno selettiva delle precedenti, anche se occorre completare lo studio degli effetti dei tagli preliminari.

Inoltre per il calcolo del flusso si è utilizzata l'accettazione media di AMS-01 e non quella calcolata per particelle esotiche; infine l'efficienza utilizzata è quella relativa, sempre in funzione dei tagli da noi applicati.

Questo porta un notevole margine di miglioramento a questa analisi, che verrà sviluppata e approfondita in futuro su un campione di eventi simulati più ampio e completando l'analisi di tutti i dati forniti da AMS-01.

Conclusioni

In sede di questa tesi sono stati evidenziati due candidati a strangelets di massa 33 e 65, che corrispondono ad un flusso di circa $3 \cdot 10^{-4} (m^2 \cdot sr \cdot s)^{-1}$. Questi eventi hanno caratteristiche incompatibili con quelle dei nuclei di elio, sebbene la loro eventuale natura esotica sia ancora da dimostrare.

D'altra parte, vista la complessità del lavoro richiesto per un'analisi più approfondita, non si può essere certi di aver eliminato tutti gli eventi spuri e ciò potrebbe aver dato luogo all'osservazione di due eventi interpretabili come strangelets. In realtà questi potrebbero essere semplicemente particelle con valori di velocità o rigidità misurati incorrettamente, fluttuazioni del background.

La simulazione è stata condotta su un intervallo di energia piuttosto limitato (0-30GeV), il che potrebbe aver prodotto numerosi eventi undercutoff andati persi con i tagli. Un *range* di energie più vasto potrebbe quindi aumentare la quantità e migliorare la qualità degli eventi sotto studio.

Queste osservazioni possono essere da spunto per un futuro sviluppo e completamento di questo lavoro di tesi, in attesa dei nuovi dati che fornirà la seconda parte dell'esperimento.

Nel 2008 è infatti previsto il lancio dello *shuttle* che porterà il rivelatore AMS-02 sulla *International Space Station*. La missione durerà tre anni durante i quali AMS-02 sarà in grado di raccogliere un numero di eventi dell'ordine di 10^9 ottenendo misure migliori grazie all'aggiunta di nuovi sotto-rivelatori.

AMS-02 effettuerà misure ridondanti e indipendenti delle proprietà delle particelle con una precisione notevolmente superiore a quelle del suo predecessore. Infatti, la misura della velocità β sarà eseguita anche dal nuovo rivelatore Čerenkov, RICH, con una precisione di $\delta\beta/\beta = 0.001$. Inoltre, i miglioramenti apportati al tracker permetteranno una misura della rigidità più accurata, ed infine il tempo di presa dati (3 anni) del nuovo rivelatore permetterà la raccolta di un campione di dati molto più vasto.

Alcune delle proprietà di AMS-02 rilevanti per la ricerca degli strangelets sono qui di seguito riportate [101]:

- magnete superconduttore: $BL^2 = 0.86Tm$;

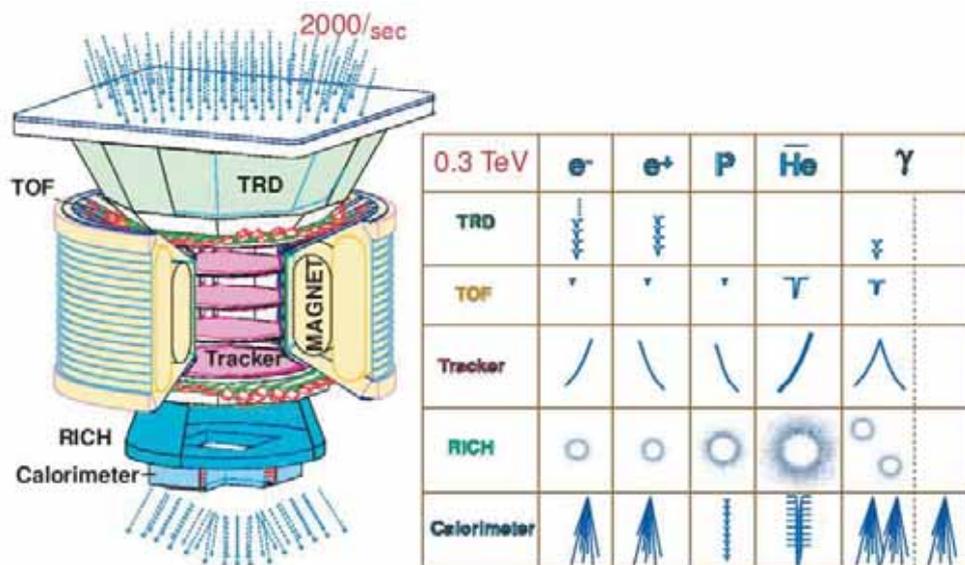


Figura 4.13: Il rivelatore AMS-02 e la traccia delle particelle nei diversi rivelatori [101].

- TRD (Transition Radiation Detector): 20 piani di *straw tubes* con digitalizzatore di impulso, misura γ ;
- TOF (Time Of Flight): quattro piani di contatori (due sopra e due sotto al magnete), $\delta t = 130ps$, misura di carica fino a $Z = 10$ e misure di dE/dx ;
- RICH (Ring Imaging Čerenkov Counter): $\delta\beta/\beta = 0.001$, misura di carica fino a $Z = 25$;
- Tracker al silicio: 8 piani a doppia faccia con strips di silicio, ciascuno con una risoluzione pari tra i 10 e i 30 μm . Misura di carica fino a $Z \sim 10$.
- EMcal (ElectroMagnetic Calorimeter): misura dell'energia elettromagnetica e rivelamento della traccia.

Appendice A

Descrizione delle ntuple di AMS-01

Di seguito è riportato l'*ntuple.doc*, il documento che riassume tutte le variabili che descrivono un singolo evento nel software di AMS-01.

È da tenere presente che gli array sono espressi come in FORTRAN, quindi bisogna avere un pó di accortezza nell'usarle in C/C++. Infatti l'indice dell'array in FORTRAN parte da 1 mentre in C/C++ si parte da zero. Inoltre il riempimento degli array bidimensionali segue un ordine diverso, quindi gli indici che appaiono nella descrizione di seguito, per esempio in HRidgidity(2,ntrtr), vanno bene per il FORTRAN, ma in C++ prenderanno la seguente forma: HRidgidity[ntrtr][2] dove i valori di ntrtr vanno da 0 a ntrtr-1 e il secondo indice assume i valori 0 e 1.

-*- variabili contrassegnate da questo simbolo sono state riportate nel documento originale in modo errato. Sono state qui corrette solo quelle usate in questa analisi.

```
# $Id: ntuple.doc,v 1.101 2001/11/13 11:30:01 choutko Exp $
This is AMS01 ntuple description (frozen)
NB : Record Length = 8000
# ! Annotations by Ben Monreal & Dafne Baldassari
```

```
*****
* Type *   Range      * Block * Name *
*****
! The EVENTH block summarizes the contents of this event,
! and the shuttle/orbit parameters

* I*4 *           * EVENTH * eventno // Event no
* I*4 *           * EVENTH * run // run no
```

APPENDICE A

```

* I*4 *          * EVENTH * runtype      //
* I*4 *          * EVENTH * time(2)     // Event time
                                           // (1) Unix time (sec)
                                           ! time(1) = absolute time.
                                           ! T0 = 896849225
                                           // (2) usec time
                                           ! time(2) resets when AMS-01
                                           ! daq computer reboots
* I*4 *          * EVENTH * rawwords    // Event Lenght in bytes
                                           // (20 low bits, program
                                           // version (12 high bits)

* R*4 *          * EVENTH * Rads        // Shuttle Altitude (I2000 cm)  --
* R*4 *          * EVENTH * Thetas     // Shuttle Lattitude (GTOD rad) --
* R*4 *          * EVENTH * Phis       // Shuttle phi (GTOD rad)      --
* R*4 *          * EVENTH * YawS      // Shuttle yaw (LVLH rad)
* R*4 *          * EVENTH * PitchS    //          pitch
* R*4 *          * EVENTH * Rolls     //          roll
* R*4 *          * EVENTH * VelocityS  // Shuttle speed (rad/sec)
* R*4 *          * EVENTH * VelTheta  // speed theta (GTOD rad)
* R*4 *          * EVENTH * VelPhi    // speed phi (GTOD rad)
* R*4 *          * EVENTH * Thetam    // Magnetic Latitude ***      --
* R*4 *          * EVENTH * Phim      // Magnetic Longitude ***     --
* I*4 *          * EVENTH * Particles  // No of Particles
* I*4 *          * EVENTH * Tracks    // No of Tracks
* I*4 *          * EVENTH * Betas     // No of Betas
* I*4 *          * EVENTH * Charges   // No of Charges
* I*4 *          * EVENTH * TrRecHits // No of 3 dim trackerpoints
* I*4 *          * EVENTH * TrClusters // No of Tr Clusters
* I*4 *          * EVENTH * TrRawClusters // No of Tr Raw Clusters
* I*4 *          * EVENTH * TrMCclusters // No of Tr MC hits
* I*4 *          * EVENTH * TOFClusters // No of TOF Clusters
* I*4 *          * EVENTH * TOFMCClusters // No of TOF MC Hits
* I*4 *          * EVENTH * CTCClusters // No of Cerenkov clusters
* I*4 *          * EVENTH * CTCMCClusters // No of Cerenkov MC hits
* I*4 *          * EVENTH * AntiMCClusters // No of Anti MC Hits
* I*4 *          * EVENTH * AntiClusters // No of Anti clusters
* I*4 *          * EVENTH * EventStatus // EventStatus (see status.doc)

```

DESCRIZIONE DELLE NTUPLE DI AMS-01

```

* I*4 * [0,10] * BETA * nbeta // betas number
* I*4 * * BETA * betastatus // 4 - ambig
* I*4 * * BETA * betapattern(nbeta) // beta pattern(beta.doc)
* R*4 * * BETA * beta(nbeta) // velocity
! THIS is the velocity.
! Note, sometimes > 1
* R*4 * * BETA * betac(nbeta) // corrected velocity
! this is E.Choumilov's guess
! at the velocity such that it
! is always < 1.0
* R*4 * * BETA * betaerror(nbeta) // est error 1/velocity
* R*4 * * BETA * betaerrorc(nbeta) // est error 1/corrected velocity
* R*4 * * BETA * betachi2(nbeta) // chi2 of beta fit(time)
* R*4 * * BETA * betachi2s(nbeta) // chi2 of beta fit(space)
* I*4 * * BETA * betantof(nbeta) // number of tof planes
* I*4 * * BETA * betaptof(4,nbeta) // pointers to tof planes
* I*4 * * BETA * betaptr(nbeta) // pointer to track

* I*4 * [0,10] * CHARGE * ncharge // charges number
* I*4 * * CHARGE * chargestatus // 1 - refitted
* R*4 * * CHARGE * chargebetap(ncharge) //pointer to velocity
* I*4 * * CHARGE * chargetof(ncharge) // TOF charge
* I*4 * * CHARGE * chargetracker(ncharge) // Tracker Charge
* R*4 * * CHARGE * probtof(4,ncharge) // TOF highest Probs
* I*4 * * CHARGE * chintof(4,ncharge) // charge indices for
// highest Probs (see
// charge.doc)
* R*4 * * CHARGE * probtracker(4,ncharge) // Tracker highest Probs
* I*4 * * CHARGE * chintracker(4,ncharge) // charge indices for
// highest Probs (see
// charge.doc)
* R*4 * * CHARGE * proballtracker(ncharge) // Tracker highest Prob
// (all hits)
* R*4 * * CHARGE * truntof(ncharge) // Trun (-1) mean (Anodes)
* R*4 * * CHARGE * truntofd(ncharge) // Trun (-1) mean (Dynodes)
* R*4 * * CHARGE * truntracker(ncharge) // Trun (-1) mean

* I*4 * [0,10] * PARTICLE * npart // particles number

```

APPENDICE A

```

! In each array, the first entry
! (FORTRAN index 1, C++ ind 0)
! contains the "best" particle
! found in this event.
* I*4 *      * PARTICLE * pbetap(npart) // pointer to beta
* I*4 *      * PARTICLE * pchargep(npart) // pointer to charge
* I*4 *      * PARTICLE * ptrackp(npart) // pointer to track,
// or -1 if particle doesn't
// contain a track
* I*4 *      * PARTICLE * pid(npart) // Geant Particle Id
! Using charge and mass, pid(i)
! is the best guess at the GEANT
! particle ID
* I*4 *      * PARTICLE * pidvice(npart) // Geant vice-Particle Id
* R*4 *      * PARTICLE * probpid(2,npart) // probabilities
* R*4 *      * PARTICLE * fitmom(npart) // fitted mom for pid
* R*4 *      * PARTICLE * pmass(npart) // particle mass
! calculated naively from beta
! (or betac?) and momentum.
* R*4 *      * PARTICLE * perrmass(npart) // error in particle mass
* R*4 *      * PARTICLE * pmom(npart) // particle momentum (signed)
! pmom(i) =
!
!      rigidity(ptrackp(i))*sign(beta(pbetap(i)))*pcharge(i)
* R*4 *      * PARTICLE * perrmom(npart) // error in momentum
! based on rigidity error
* R*4 *      * PARTICLE * pcharge(npart) // charge
! = some combination of
! chargetracker and chargetof
* R*4 *      * PARTICLE * ptheta(npart) // theta (1st(last) tracker plane)
* R*4 *      * PARTICLE * pphi(npart) // phi -----
! the particle direction
* R*4 *      * PARTICLE * thetagl(npart) // theta global **)
* R*4 *      * PARTICLE * phigl(npart) // phi global
* R*4 *      * PARTICLE * pcoo(3,npart) // coo -----
! location of particle at 1st
! tracker plane
* I*4 *      * PARTICLE * atcnbccl(2,npart) // nb of acrosseed cells
* R*4 *      * PARTICLE * atcnbphe(2,npart) // nb of photoelectrons
* I*4 *      * PARTICLE * atcidcel(2,npart) // cells id      ****)

```

DESCRIZIONE DELLE NTUPLE DI AMS-01

```

* I*4 *      * PARTICLE * atcdisp(2,npart) // PM minimal distance  ****)
* I*4 *      * PARTICLE * atcdaero(2,npart) // Aerogel path length  ****)
* I*4 *      * PARTICLE * atcstatu(2,npart) // Bad ATC cells      ****)
* R*4 *      * PARTICLE * cutoff(npart)    // geomag cutoff in GeV/c
                                     // ! A crude calculation -
                                     // ! recommend don't use

* R*4 *      * PARTICLE * cooctc(3,2,npart) // tracker extrapol in ctc
* R*4 *      * PARTICLE * cootof(3,4,npart) // tracker extrapol in tof
* R*4 *      * PARTICLE * cooanti(3,2,npart) // tracker extrapol in anti
* R*4 *      * PARTICLE * cootr(3,6,npart)  // tracker extrapol in tr *****)
                                     // !track

* I*4 * [0,20] * TOFCLUST * ntof           // TOF clusters number
* I*4 *      * TOFCLUST * TOFStatus(ntof) // Status:
                                     // bit 4 - ambig
                                     // bit 128 -> problems with history
                                     // bit 256 -> "1-sided" counter
                                     // bit 512 -> bad t-measurement
                                     //           on one of the sides
                                     // bit 2048 -> recovered from
                                     // 1-sided (bit256 also set)

* I*4 *      * TOFCLUST * plane(ntof)     // Tof layer no
                                     // 1..4 up..down

* I*4 *      * TOFCLUST * bar(ntof)       // TOF bar no
* R*4 *      * TOFCLUST * TOFEdep(ntof)   // TOF energy loss (MeV)
                                     // from Anode

* R*4 *      * TOFCLUST * TOFEdepd(ntof)  // TOF energy loss (MeV)
                                     // from Dynode

* R*4 *      * TOFCLUST * TOFTime(ntof)   // TOF time (sec)
* R*4 *      * TOFCLUST * TOFETime(ntof)  // Error in TOF time
* R*4 *      * TOFCLUST * TOFCoo(3,ntof)  // TOF Coo (cm)
* R*4 *      * TOFCLUST * TOFErCoo(3,ntof) //
* I*4 *      * TOFCLUST * nmemb(ntof)     // Number of bars in cluster

* I*4 * [0,200] * TOFMCCLU * ntofmc       // TOF MC hits number
* I*4 *      * TOFMCCLU * TOFMCIdsoft(ntofmc) // Idsoft
                                     // Ask E. Choumilov if needed

* R*4 *      * TOFMCCLU * TOFMCXcoo(3,ntofmc) // coo
* R*4 *      * TOFMCCLU * TOFMCtof(ntofmc)  // time

```

APPENDICE A

```

* R*4 *          * TOFMCCLU * TOFMCedep(ntofmc) // energy(meV)

* I*4 * [0,50]   * TRCLUSTE * ntrcl           // Tracker clusters number
* I*4 *          * TRCLUSTE * Idsoft(ntrcl)    // Idsoft
                                                    // mod(id,10) layer
                                                    // mod(id/10,100) ladder
                                                    // i=mod(id/1000,10)
                                                    // i==0 x 1st half
                                                    // i==1 x 2nd half
                                                    // i==2 y 1st half
                                                    // i==3 y 2nd half
                                                    // id/10000 strip
* I*4 *          * TRCLUSTE * Statust(ntrcl)   // Status *)
* I*4 *          * TRCLUSTE * NelemL(ntrcl)    // Number of strips left to max
* I*4 *          * TRCLUSTE * NelemR(ntrcl)    // Number of strips right to max
* R*4 *          * TRCLUSTE * Sumt(ntrcl)      // Amplitude total
* R*4 *          * TRCLUSTE * Sigmat(ntrcl)    // Sigma total
* R*4 *          * TRCLUSTE * Meant(ntrcl)     // CofG (local)
* R*4 *          * TRCLUSTE * RMSt(ntrcl)     // RMS cluster
* R*4 *          * TRCLUSTE * ErrorMeant(ntrcl) // error in CofG
* R*4 *          * TRCLUSTE * Amplitude(5,ntrcl) // strips ampl

* I*4 * [0,200] * TRMCCLUS * ntrclmc         // Tracker MC hits number
* I*4 *          * TRMCCLUS * IdsoftMC(ntrclmc) // Idsoft
                                                    // mod(id,10) layer
                                                    // mod(id/10,100) ladder
                                                    // id/1000 sensor
* I*4 *          * TRMCCLUS * Itra(ntrclmc)    // Particle Id (or 555 if noise)
* I*4 *          * TRMCCLUS * Left(2,ntrclmc)  // left strip no
* I*4 *          * TRMCCLUS * Center(2,ntrclmc) // center strip no
* I*4 *          * TRMCCLUS * Right(2,ntrclmc) // right strip no
* R*4 *          * TRMCCLUS * ss(5,2,ntrclmc)  // Strip amplitudes
* R*4 *          * TRMCCLUS * xca(3,ntrclmc)   // local input coo
* R*4 *          * TRMCCLUS * xcb(3,ntrclmc)   // local output coo
* R*4 *          * TRMCCLUS * xgl(3,ntrclmc)   // global coo
* R*4 *          * TRMCCLUS * summc(ntrclmc)   // total amplitude

```

DESCRIZIONE DELLE NTUPLE DI AMS-01

```

* I*4 * [0,200] * TRRECHIT * ntrrh // tracker 3dim points number
* I*4 * * TRRECHIT * px(ntrrh) // pointer to x track cluster
* I*4 * * TRRECHIT * py(ntrrh) // ----- y -----
* I*4 * * TRRECHIT * statusr(ntrrh) // Status *)
* I*4 * * TRRECHIT * Layer(ntrrh) // Layer no 1-6 up-down
* R*4 * * TRRECHIT * hitr(3,ntrrh) // gl 3dim coordinates
* R*4 * * TRRECHIT * ehitr(3,ntrrh) // error to above
* R*4 * * TRRECHIT * sumr(ntrrh) // Amplitude
* R*4 * * TRRECHIT * difosum(ntrrh) // (A_x-A_y)/(A_x+A_y)
* R*4 * * TRRECHIT * cofgx // local cfg x
* R*4 * * TRRECHIT * cofgy // local cfg y

* I*4 * [0,20] * TRTRACK * ntrtr // tracks number
// ptrackp(i) points entries
// in this bank

* I*4 * * TRTRACK * trstatus(ntrtr) // Status *)
* I*4 * * TRTRACK * pattern(ntrtr) // Pattern (datacards.doc)
* I*4 * * TRTRACK * address(ntrtr) // address (trrec.C buildaddress)
* I*4 * * TRTRACK * nhits(ntrtr) // number of hits
// note: this is # of hits used,
// there may be more
// along or near the track.

* I*4 * * TRTRACK * phits(6,ntrtr) // pointers to trrechit
* R*4 * * TRTRACK * LocDbAver(ntrtr) // rel mom from testbeam
* I*4 * * TRTRACK * GeaneFitDone(ntrtr) // != 0 if done
* I*4 * * TRTRACK * AdvancedFitDone(ntrtr)
* R*4 * * TRTRACK * Chi2strLine(ntrtr) // chi2 sz fit --
* R*4 * * TRTRACK * Chi2Circle(ntrtr) // chi2 circular fit
* R*4 * * TRTRACK * CircleRidgidity(ntrtr)// circular rigidity
* R*4 * * TRTRACK * Chi2FastFit(ntrtr) // chi2 fast nonl fit
* R*4 * * TRTRACK * Ridgidity(ntrtr) // fast nonl rigidity
// This is the best rigidity,
// most of the time

* R*4 * * TRTRACK * ErrRidgidity(ntrtr) // err to 1/above
* R*4 * * TRTRACK * Theta(ntrtr) // theta (from fast)
* R*4 * * TRTRACK * phi(ntrtr) // phi -----
* R*4 * * TRTRACK * p0(3,ntrtr) // coords -----
* R*4 * * TRTRACK * gchi2(ntrtr) // geane chi2

```

APPENDICE A

```

* R*4 *          * TRTRACK * gridgidity(ntrtr) // ----- rigidity
                                           ! this is in principle better,
                                           ! but not always there
* R*4 *          * TRTRACK * gerrridgidity(ntrtr) //error to 1/above
* R*4 *          * TRTRACK * gtheta(ntrtr) // ----- theta
* R*4 *          * TRTRACK * gphi(ntrtr) // ----- phi
* R*4 *          * TRTRACK * gp0(3,ntrtr) // ----- coords
* R*4 *          * TRTRACK * hchi2(2,ntrtr) // two halves chi2s
* R*4 *          * TRTRACK * Hridgidity(2,ntrtr) // ----- rigidities --
* R*4 *          * TRTRACK * HerrRidgidity(2,ntrtr) // errors to 1/above --
* R*4 *          * TRTRACK * htheta(2,ntrtr) // ----- thetas
* R*4 *          * TRTRACK * hphi(2,ntrtr) // ----- phis
* R*4 *          * TRTRACK * hp0(3,2,ntrtr) // ----- coords
* R*4 *          * TRTRACK * fchi2ms(ntrtr) // fast chi2 mscat off
* R*4 *          * TRTRACK * pirigerr(ntrtr) // PathInt err(1/rig)
                                           // (<0 means fit wan not succesful)
* R*4 *          * TRTRACK * ridgidityms(ntrtr) // fast rigidity mscat off
* R*4 *          * TRTRACK * pirigidity(ntrtr) // PathInt rigidity

```

```

* I*4 * [0,20] * MCEVENTG * nmcg // Number of input particles
                                           // in MC gen *****
                                           !=0 for flight data
* I*4 *          * MCEVENTG * nskip //Pos no for test beam data or MC spec
* I*4 *          * MCEVENTG * Particle(nmcg) // Geant particle id
                                           ! NOTE: if Particle is negative,
                                           ! that is a secondary created in
                                           ! collision/delta-ray/spallation.
                                           ! Many secondary low-energy
                                           ! electrons are created for most
                                           ! events; inelastic scatterings are
                                           ! pretty obvious
                                           ! with multiple hadrons, etc.

```

Particle	GEANT ID
Photon	1
Positron	2
Electron	3

DESCRIZIONE DELLE NTUPLE DI AMS-01

Mu+	5		
Mu-	6		
Pi0	7		
Pi+	8		
Pi-	9		
K0long	10		
K+	11		
K-	12		
Neutron	13		
Proton	14		
Antiproton	15		
K0short	16		
Eta	17		
Lambda	18		
Deuteron	45		
Triton	46		
Alpha	47		
He3	49		
* R*4 *	* MCEVENTG * coo(3,nmcg)	// geant particle coos	
		! 3-D point where particle was created.	
		! This is how you can tell if a	
		! particle was made	
		! inside the upper TOF/tracker (likely	
		! to affect tracking), lower TOF	
		! (maybe affect charge?), or below	
		! that (prob. no affect, unless it	
		! comes back to ACC)	
* R*4 *	* MCEVENTG * dir(3,nmcg)	// ----- dir cos	
		! projections of particle direction	
		! on x,y,z axes.	
* R*4 *	* MCEVENTG * momentum(nmcg)	// momentum	
* R*4 *	* MCEVENTG * mass(nmcg)	// mass	
* R*4 *	* MCEVENTG * charge(nmcg)	// charge	
* I*4 * [0,20]	* CTCCLUST * nctccl	// cerenkov clusters number	

APPENDICE A

```

* I*4 *          * CTCCLUST * CTCStatus(nctccl) // Status *)
* I*4 *          * CTCCLUST * CTCLayer(nctccl) // layer no
* R*4 *          * CTCCLUST * ctccoo(3,nctccl) // coords
* R*4 *          * CTCCLUST * ctcercoo(3,nctccl) // errors to above
* R*4 *          * CTCCLUST * ctcrasignal(nctccl) // raw signals
* R*4 *          * CTCCLUST * ctcsignal(nctccl) // corrected ones
* R*4 *          * CTCCLUST * ctcesignal(nctccl) // error to above

* I*4 * [0,200] * CTCMCCLU * nctcclmc // cerenkov mc hits number
* I*4 *          * CTCMCCLU * CTCMCIdsoft(nctcclmc) // Idsoft
// Ask E. Choumilov
// if needed
* R*4 *          * CTCMCCLU * CTCMCXcoo(3,nctcclmc) // coords
* R*4 *          * CTCMCCLU * CTCMCXdir(3,nctcclmc) // dir cos
* R*4 *          * CTCMCCLU * CTCstep(nctcclmc) // step size (cm)
* R*4 *          * CTCMCCLU * ctccharge(nctcclmc) // particle charge
* R*4 *          * CTCMCCLU * ctcbeta(nctcclmc) // velocity
* R*4 *          * CTCMCCLU * ctcedep(nctcclmc) // energy dep (MeV)

* I*4 * [0,16] * ANTICLUS * nanti // Anti clusters number
// ! if >0, event vetoed
* I*4 *          * ANTICLUS * AntiStatus(nanti) // Status
* I*4 *          * ANTICLUS * AntiSector(nanti) // Sector no(1-16)
* R*4 *          * ANTICLUS * AntiEdep(nanti) // Energy dep (MeV)
* R*4 *          * ANTICLUS * AntiCoo(3,nanti) // Coo (cm)
* R*4 *          * ANTICLUS * AntiErCoo(3,nanti) // Err to Coo
* I*4 * [0,200] * ANTIMCCL * nantimc // MC Anti hits number
* I*4 *          * ANTIMCCL * AntiMCIdsoft(nantimc) // idsoft
* R*4 *          * ANTIMCCL * AntiMCXcoo(3,nantimc) // coo
* R*4 *          * ANTIMCCL * AntiMCtof(nantimc) // Tof
* R*4 *          * ANTIMCCL * AntiMCedep(nantimc) // energy dep (GeV)

* I*4 * [0,2] * LVL3 * nlvl3 // lvl3trigger number
* I*4 *          * LVL3 * LVL3TOFTr(nlvl3) // TOF Trigger
// -1 if rejected by matrix trigger,
// 0 if rejected by adj hits,

```

DESCRIZIONE DELLE NTUPLE DI AMS-01

```

// 1 otherwise
* I*4 *          * LVL3      * LVL3AntiTr(nlv13)    // Anti Trigger not used now
* I*4 *          * LVL3      * LVL3TrackerTr(nlv13) // TrackerTrigger
// 0 - initial state
// 1 - reject (p)
// 2 - Too many hits
// 3 - No comb found
// 4 - >=2 comb found
// 5 - Reserved
// 6 - Reserved
// 7 - Accept (ap)
//+8 - Heavy Ion
//+32 - Prescaled evts
* I*4 *          * LVL3      * LVL3NTrHits(nlv13)    // Number Tr Hits
* I*4 *          * LVL3      * LVL3NPat(nlv13)      // Number "Tracks" found
* I*4 *          * LVL3      * LVL3Pattern(2,nlv13) // Pattern no
* R*4 *          * LVL3      * LVL3Residual(2,nlv13) // Aver Residual (cm)
* R*4 *          * LVL3      * LVL3Time(nlv13)      // Alg Time (sec)
* R*4 *          * LVL3      * LVL3ELoss(nlv13)     // Aver energy loss

* I*4 * [0,1]    * LVL1      * nlv11            // lvl1trigger number
* I*4 *          * LVL1      * LVL1LifeTime(nlv11) // DAQLifeTime *1000
// + 10000* (sum tof
// temperatutes (8 crates)
* I*4 *          * LVL1      * LVL1Flag(nlv11)      // z from trigger +4/4?10:0
* I*4 *          * LVL1      * LVL1TOFPatt(4,nlv11) // tof pattern
// 0-13 bit or
// 16-29 and
// 31 plane not
// in trigger (MC)
* I*4 *          * LVL1      * LVL1TOFPatt1(4,nlv11) // Tof pattern z>1
// -----
* I*4 *          * LVL1      * LVL1AntiPatt(nlv11) // antipattern
// 16-23 bits
// as in daqevt.doc

* I*4 * [0,50]  * CTCHIT    * nctcht            // CTC Hits number

```

APPENDICE A

```

* I*4 *          * CTCHIT * CTChitStatus(nctcht) // ---- status
* I*4 *          * CTCHIT * CTChitLayer(nctcht) //      layer
* I*4 *          * CTCHIT * ctchitcolumn(nctcht) //      column(x)
* I*4 *          * CTCHIT * ctchitrow(nctcht) //       row(y)
* R*4 *          * CTCHIT * ctchitsignal(nctcht) //      signal (pe)

* I*4 * [0,500]  * TRRAWCL * ntrraw // trrawcl num
* I*4 *          * TRRAWCL * rawaddress(ntrraw) // see TRCLUSTE Idsoft
* I*4 *          * TRRAWCL * rawlength(ntrraw) // rawcl length
* R*4 *          * TRRAWCL * s2n(ntrraw) // s/n for seed

* I*4 * [0,32]   * ANTIRAWC * nantiraw // antirawcl num
* I*4 *          * ANTIRAWC * antirawstatus(nantiraw) // status
* I*4 *          * ANTIRAWC * antirawsector(nantiraw) //sector 1-16
* I*4 *          * ANTIRAWC * antirawupdown(nantiraw) //0 - up 1 -down
* R*4 *          * ANTIRAWC * antirawsignal(nantiraw) // (mev)

* I*4 * [0,20]   * TOFRAWCL * ntofraw // tofrawclnum (used)
* I*4 *          * TOFRAWCL * tofrstatus(ntofraw) // status
* I*4 *          * TOFRAWCL * tofrplane(ntofraw) // tof plane1-4
* I*4 *          * TOFRAWCL * tofrbar(ntofraw) // tof bar 1-14
* R*4 *          * TOFRAWCL * tofrtovta(2,ntofraw) // anode time
//over_thresh (ns)
* R*4 *          * TOFRAWCL * tofrtovtd(2,ntofraw) // dinode time
//over_thresh (ns)
* R*4 *          * TOFRAWCL * tofrsdtm(2,ntofraw) // A-noncorrected
// side times
* R*4 *          * TOFRAWCL * tofreda(ntofraw) // Edep-A (mev)
* R*4 *          * TOFRAWCL * tofredD(ntofraw) // Edep-D (mev)
* R*4 *          * TOFRAWCL * tofrtm(ntofraw) // Time (ns)
* R*4 *          * TOFRAWCL * tofrcoo(ntofraw) // Long.coord.(cm)

```

*) Status bits (counting from 1 to 32)

DESCRIZIONE DELLE NTUPLE DI AMS-01

1 - REFITTED object	(status&1	!=0)
2 - WIDE in shape (Tracker)	(status&2	!=0)
3 - AMBIGuously associated	(status&4	!=0)
4 - RELEASED object	(status&8	!=0)
5 - BAD	(status&16	!=0)
6 - USED as a component of a larger object	(status&32	!=0)
7 - DELETED object	(status&64	!=0)
8 - BADHIStory (TOF)	(status&128	!=0)
9 - ONESIDE measurement (TOF)	(status&256	!=0)
10 - BADTIME information (TOF)	(status&512	!=0)
11 - NEAR, close to another object (Trck)	(status&1024	!=0)
12 - WEAK, defined with looser criteria (Trck)	(status&2046	!=0)
13 - AwayTOF, away from TOF predictions (Trck)	(status&4096	!=0)
14 - FalseX, x-coordinate built but not measured (Trck)	(status&8192	!=0)
15 - FalseTOFX, x-coordinates from TOF (Trck)	(status&16384	!=0)
16 - 4th tof plane was recovered using tracker	(status&32768	!=0)
17 - LocalDB was used to align track	(status&65536	!=0)
18 - GlobalDB was used to align the track	(status&(65536*2)	!=0)
19 - Cluster was used to get the charge	(status&(65536*4)	!=0)
20 - TrRecHit was good enough to be used in track find	(status&(65536*8)	!=0)
21 - Track->Trladder interpol was done on plane level	(status&(65536*16)	!=0)
22 - Track was created using TOF only	(status&(65536*32)	!=0)
23 - Object Overflow	(status&(65536*64)	!=0)

**) AMS global system definition :
GTOD

***) Shuttle coordinates in an eccentric dipole coordinate system where
 GEOMz=-d, GEOMy=GEOMz x S (d: dipole direction, S: geographic South)

****) The ATC information can be decoded through the following scheme
 for the plane k (k=1,2)

```

cells ID:          mod(atcidcel(k)/10**(2*i-2),100)      (i=1,nb cells)
aerogel path:     mod(atcdaero(k)/10**(2*i-2),100)/10. (i=1,nb cells)
PM impact parameter: mod(atcdisp(k)/10**(2*i-2),100)/10. (i=1,nb cells)
bad cells:
    
```

APPENDICE A

```
plane 1 - mod(atcstatu(1)/10**(2*i-1),100)      (i=1,mod(atcstatu(1),10))
plane 2 - mod(atcstatu(2)/10**(2*i-1),100)+80  (i=1,mod(atcstatu(2),10))
          Cells 166 and 168 are allways dead (dead channell)
          Cell 175 means module L5
```

Addendum (V.Choutko + F.Barao) : The code below should do the job

```
subroutine decatc(iflag,path,pimpact)
*
* Input   from paw common
*
* Output
* iflag : 0 ok; 1,2,3 bad
* path  : famous path
* pimpact : distance to pm
* Note: path & pimpact are calculated only if iflag==0

iflag=0
path=0
pimpact=10000
do i=1,2
do k=1,atcnbccl(i,1)
idc=mod(atcidcel(i,1)/10**(2*k-2),100)+80*(i-1)
if(idc.eq.166.or.idc.eq.168)then
iflag=3
return
endif
path=path+ mod(atcdaero(i,1)/10**(2*k-2),100)/10.
pil=mod(atcdisp(i,1)/10**(2*k-2),100)/10.
if(pimpact.gt.pil)pimpact=pil
ibad=mod(atcstatu(i,1),10)
do l=1,ibad
if(mod(atcstatu(i,1)/10**(2*l-1),100)+80*(i-1).eq.175)then
if (idc/16+1.eq.10) then
iflag=2
return
endif
endif
endif
if(idc.eq.mod(atcstatu(i,1)/10**(2*l-1),100)+80*(i-1))then
```

```
        iflag=1
        return
    endif
enddo
enddo
enddo
end
```

*****) Changed from build=101

cootr(3,1:nlay(),npart) now contains the minimal distance to sensor edge
in sensor length units;

*****) geant3 only particle=pid+256 means heavy ion nonelstic scattering occured
in for pid with dir & momentum at coo; particle=-pid means secondary
particle produced with dir&momentum at coo

*****) For geant4 this value is 0. For geant 3it has several meanings:

Cerenkov photon generated in radiator:

```
    ricstatus = 100*(mother of Cerenkov if secondary?1:0)+10*(number of
        reflections in mirror) + (photon suffered rayleigh
        scattering?1:0)
```

PMT noise:

```
    ricstatus = -1
```

Cerenkov photon generated in PMT window:

ricstatus = -(2+100*(mother of Cerenkov if secondary?1:0))

No Cerenkov photon:

ricstatus = -(3+100*(mother of Cerenkov if secondary?1:0))

NOTE: The information of the mother is only available if RICCONT=1 in the datacards

Appendice B

Parametri dei due eventi ‘candidati’

Di seguito sono riportate le caratteristiche degli eventi candidati a strangelets:

```
*****
run # 897322490 event # 508516
*****

mass 33.004803 charge 2.000000 beta 0.628904

Z/A 0.056840
R/beta*gamma 16.502399

Rigidity          13.348753 +/- 4433664.136251
Rcutoff  1.600000
Rigidity from GEANE, path integral          25.301710 +/- 0.011459

number of track reconstructed      2
chi2 from beta-space fit           1.531193

particle coordinates      -4.850618      6.215963      50.945389
angles with 1st tracker plane  theta=2.737882 phi=5.790270

fast chi2 without multiple scattering      87.466024
likelihood of most probable charge         0.160547
```

```

*****
run # 897457018  event # 12924
*****

mass 64.829956   charge 2.000000   beta 0.699041

Z/A 0.028937
R/beta*gamma 32.414978

Rigidity          31.687826 +/- 4433664.136251
Rcutoff  1.700000
Rigidity from GEANE, path integral          27.474476 +/- 0.006420

number of track reconstructed      3
chi2 from beta-space fit          2.102158

particle coordinates    29.170902      14.040359      50.933697
angles with 1st tracker plane  theta=2.741462  phi=4.237829

fast chi2 without multiple scattering    131.858811
likelihood of most probable charge       0.905677

```

Nelle figure 14 e 15 sono illustrate le tracce dei due eventi candidati così come visualizzati dall'*AMS Event Display*.

BIBLIOGRAFIA

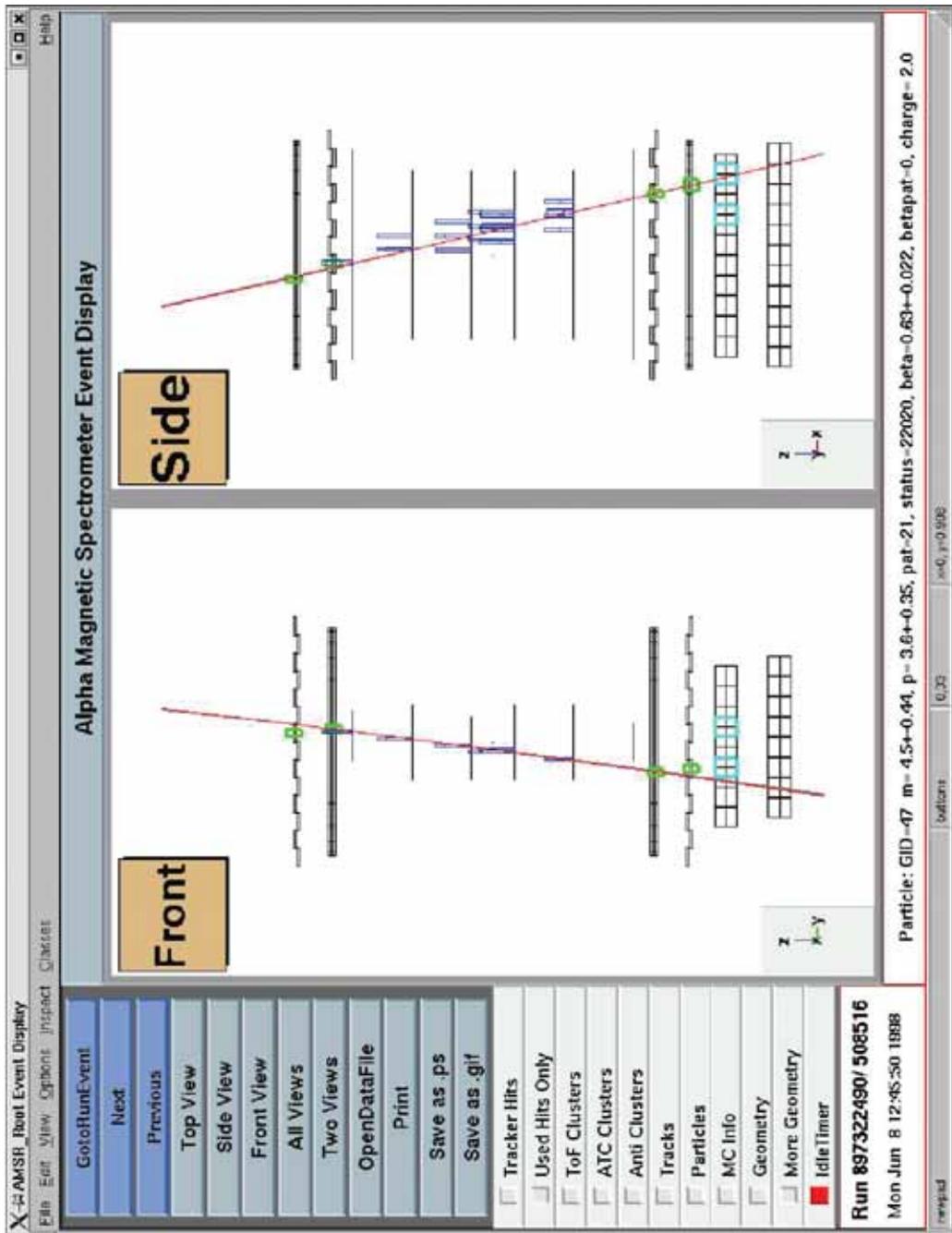


Figura 14: L'AMS Event Display dell'evento a massa 33.

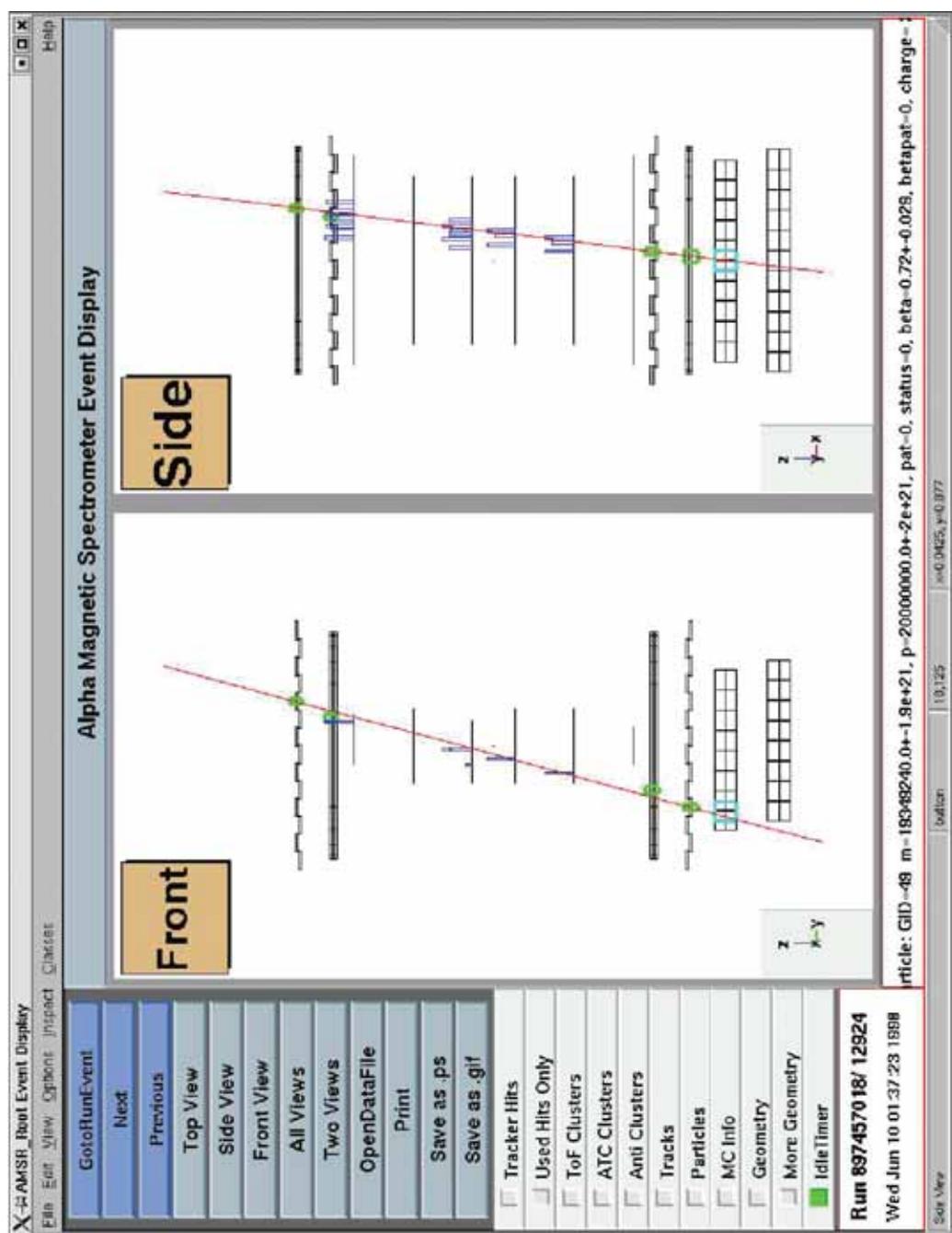


Figura 15: L'AMS Event Display dell'evento a massa 65.

Bibliografia

- [1] AMS collaboration, “The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the International Space Station, Part I, Results from the test flight on the Space Shuttle,” *Phys. Reports* **366/6** (2002) 331-404.
- [2] P. Zuccon, PhD. Thesis, “A Monte Carlo Simulation of the cosmic rays interactions with the near Earth environment,” *Università di Perugia*, Perugia Italy 2002.
- [3] University of Chicago web site: <http://hep.uchicago.edu/~swordy/crspec.html>
- [4] D. J. Griffiths, “Introduction to elementary particles,” *John Wiley & Sons Inc.*, 1987.
- [5] N. Hayashida, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 3491.
- [6] S. C. Corbató, *et al.*, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **28B** (1992) 36.
- [7] T. Abu-Zayyad, *et al.*, *Astrophys. J.* **557** (2001) 686.
- [8] D. Perkins, “Particle Astrophysics,” *Oxford University Press*, Oxford, 2003.
- [9] R. M. Barnett, *Phys. Rev.* **D54** (1996) 1.
- [10] P. Blasi, “Ultra high energy cosmic rays,” astro-ph/0312563.
- [11] P. L. Biermann, “Introduction to Cosmic Rays,” astro-ph/0202425.
- [12] P. L. Biermann, “Cosmic rays, stellar evolution and supernova physics,” astro-ph/0309810.
- [13] G. Sigl, F. Miniati and T. Ensslin, “Ultra-high energy cosmic ray probes of large scale structure and magnetic fields,” astro-ph/0401084.
- [14] J. Cortina and J. C. Gonzalez, “The Cosmic Electron Background in Low Energy IACTs. Effect of the Geomagnetic Field,” astro-ph/0010329.

BIBLIOGRAFIA

- [15] H. V. Klapdor-Kleingrothaus and K. Zuber, "Particle Astrophysics," *Institute of Physics Publishing Ltd*, 1997.
- [16] T. K. Gaisser, "Cosmic Rays and Particle Physics," *Cambridge University Press*, 1990.
- [17] V. L. Ginzburg and S. I. Syrovatskii, "The origin of cosmic rays," *Pergamon Press*, 1964.
- [18] A. Unsöld and B. Baschek, "Der neue Kosmos," *Springer*, 1999.
- [19] M. Cristinziani, Ph.D. Thesis, "Search for heavy Antimatter and energetic photons in cosmic rays with the AMS-01 detector in space," *Université de Genève*, Genève Switzerland 2002.
- [20] P. O. Lagage and C. J. Cesarsky, *Astron. Astrophys.* **125** (1983) 249.
- [21] R. Schlickeiser, "Cosmic Ray Astrophysics," *Springer*, 2001.
- [22] INFN Milano web site: <http://hpamsmi2.mi.infn.it/~wwwwams/rig.html>
- [23] P. Bobik, *et al.*, "A complete simulation of cosmic rays access to a space station," *7th International Conference on Advanced Technology and Particle Physics ICATPP-7*, Como, Italy , 15-19 Oct 2001 - pages 45-51
- [24] L. Brocco, Ph.D. Thesis, "Search for free fractional charges in cosmic rays with the AMS-01 detector in space," *Università di Bologna*, Bologna Italy 2002.
- [25] D. H. Perkins, "Introduction to High Energy Physics," *Cambridge University Press*, Cambridge, 2000.
- [26] J. B. Rehm, Ph.D. Thesis, "The influence of Matter-Antimatter Domains on Big Bang Nucleosynthesis," *Ludwig-Maximilians-Universität München*, München Germany 2000.
- [27] H. Kurki-Suonio and E. Sihvola, "Antimatter Regions in the Early Universe and Big Bang Nucleosynthesis," hep-ph/0006448.
- [28] D. J. Cooke, *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983) 320.
- [29] C. D. Anderson, *Phys. Rev.* **43** (1933) 491.
- [30] O. Chamberlain, *et al.*, *Phys. Rev.* **100** (1955) 947.
- [31] M. S. Longair, "High Energy Astrophysics," vol. 1 and 2, *Cambridge University Press*, Cambridge, 1994.

BIBLIOGRAFIA

- [32] P. de Bernardis and S. Masi, “The Density of the Universe”, *Frascati Physics Series*, vol. XXIV, 433-447, 2002.
- [33] NASA web site: http://map.gsfc.nasa.gov/m_uni/uni_101shape.html
- [34] W. L. Freedman and M. S. Turner, “Measuring and Understanding the Universe,” astro-ph/0308418.
- [35] M. Herrero, “The Standard Model,” hep-ph/9812242.
- [36] S. Mantry, *Phys. Rev.* **D68** (2003) 114009.
- [37] A. D. Sakharov, *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **5** (1967) 32.
- [38] D. J. Hegyi and K. A. Olive, *Phys. Lett.* **B126** (1983) 28.
- [39] C. L. Bennet, *et al.*, “First Year Wilkinson Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Preliminary Maps and Basic Results,” astro-ph/0302207.
- [40] F. Zwicky, *Helv. Phys. Acta* **6** (1933) 110.
- [41] S. Smith, *Astrophys. J.* **83** (1936) 23.
- [42] P. J. Peebles, “Principles of Physical Cosmology,” *Princeton University Press*, 1993.
- [43] P. J. Peebles, J. P. Ostriker and A. Yahil, *Astrophys. J.* **193** (1973) L1.
- [44] R. Henning, Ph.D. Thesis, “Search for Antideuterons and Strangelets in Cosmic Rays with AMS-01,” *Massachusetts Institute of Technology*, Boston, MA, USA 2003.
- [45] D. N. Spergel, *et al.*, “First Year Wilkinson Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters,” *Astrophys. J.* (2003). Accepted for publication.
- [46] M. S. Turner, “Dark Energy and the New Cosmology,” supernova.lbl.gov/~evlinder/turner.pdf
- [47] O. D. Gerhard and J. Silk, submitted to *Nature*.
- [48] D. Pfenniger, *et al.*, *Astron. Astrophys.* **285** (1994) 79.
- [49] R. N. Henriksen and L. M. Widrow, “Hydrogen Clouds and the MACHO/EROS Events,” astro-ph/9402002.
- [50] S. D. M. White, *et al.*, *Astrophys. J.* **274** (1983) L1-5.
- [51] J. Ellis, *et al.*, *Nucl. Phys.* **B238** (1984) 453.

BIBLIOGRAFIA

- [52] K. Griest, *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 666.
- [53] K. Griest, *Phys. Rev.* **D38** (1988) 2357.
- [54] K. Griest, M. Kamionkowski and M. S. Turner, *Phys. Rev.* **D41** (1990) 3565.
- [55] G. Jungman, M. Kamionkowski and K. Griest, "Supersymmetric Dark Matter," hep-ph/9506380.
- [56] S. Perlmutter, *et al.*, *Astrophys. J.* **470** (1999) 565.
- [57] A. Zichichi, "Subnuclear Physics. The first fifty years. Highlights from Erice to ELN," *The University of Bologna and its Academy of Sciences*, Bologna, 1998.
- [58] A. Bodmer, *Phys. Rev.* **D4** (1971) 1601.
- [59] J. Madsen, "Physics of Strangelets," hep-ph/9412316.
- [60] A. Chikanian, E. Finch, J. Madsen, R. Majka and J. Sandweiss, "Detecting Strangelets with AMS-02," *AMS note 2002-02-01*
- [61] W. Busza, R. L. Jaffe, J. Sandweiss and F. Wilczek, *Rev. Mod. Phys.* **72** (2000) 1125.
- [62] E. Farhi and R. L. Jaffe, *Phys. Rev.* **D30** (1984) 2379.
- [63] J. Schaffner-Bielich, "Strangelets and Strange Quark Matter," nucl-th/9711044.
- [64] C. Greiner, D. H. Rischke, H. Stöcker, and P. Koch *Phys. Rev.* **D38** (1988) 2797.
- [65] C. Greiner and J. Schaffner, "Physics of Strange Matter," nucl-th/9801062.
- [66] M. S. Berger and R. L. Jaffe, *Phys. Rev.* **C35** (1987) 213.
- [67] D. Vasak, W. Greiner and L. Neise, *Phys. Rev.* **C34** (1986) 1307.
- [68] E. P. Gilson and R. L. Jaffe, *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 332.
- [69] J. Madsen, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 172003.
- [70] K. Rajagopal and F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 3492.
- [71] J. Madsen, *J. Phys.* **G28** (2002) 1737.
- [72] K. Schertler, W. Greiner, P. K. Sahu and M. N. Thoma, "The influence of Medium Effects on the Gross Structure of Hybrid Stars," astro-ph/9712165.
- [73] T. A. DeGrand, R. L. Jaffe, K. Johnson and J. Kiskis, *Phys. Rev.* **D12** (1975) 2060.

BIBLIOGRAFIA

- [74] J. Madsen, *Phys. Rev.* **D50** (1994) 3328.
- [75] E. Witten, *Phys. Rev.* **D30** (1984) 272.
- [76] R. Klingenberg, *J. Phys.* **G25** (1999) R273.
- [77] J. Madsen and J. M. Larsen, *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 121102.
- [78] J. Madsen, “Physics and astrophysics of strange quark matter,” astro-ph/9809032.
- [79] J. Madsen, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 391.
- [80] J. Madsen, *Phys. Rev.* **D47** (1993) 5156.
- [81] S. D. Coe, PhD. Thesis, “The Search for Strangelets in Relativistic Heavy-Ion Collisions,” *Yale University*, New Haven, CT, USA 1997.
- [82] E877 Collaboration, “Hadron Yields and Spectra in Au+Au Collisions at the AGS,” *Nucl. Phys.* **A610** (1996) 153.
- [83] E878 Collaboration, “Search for New Metastable Particles Produced in in Au+Au Collisions at 10.8 GeV/c,” *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 3078.
- [84] E886 Collaboration, “Search for H^0 Dibaryon-Nucleus Bound States in Relativistic Au+Pt Collisions,” *Phys. Rev.* **C52** (1995) 1580.
- [85] K. N. Barish, PhD. Thesis, “Search for Positively Charged Strange Quark Matter,” *Yale University*, New Haven, CT, USA 1995.
- [86] NEWMASS Collaboration, “The E864 Lead-Scintillating Fiber Hadronic Calorimeter,” submitted to *Nucl. Instr. and Meth.*
- [87] T. Saito, Y. Hatano, Y. Fukuda and H. Oda *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 2094.
- [88] P. H. Fowler, *et al.*, *Ap. J.* **314** (1987) 739.
- [89] W. R. Binns, *et al.*, *Ap. J.* **347** (1989) 997.
- [90] E. K. Shirk and P. B. Price, *Ap. J.* **220** (1978) 719.
- [91] A. J. Westphal and P. B. Price, *Nature* **396** (1998) 50.
- [92] W. B. Fechner and P. C. Joss, *Nature* **274** (1981) 349.
- [93] B. A. Shahbazian *et al.*, *Phys. Lett.* **B235** (1990) 208.
- [94] J. A. Pons, *et al.*, *Astrophys. J.* **564** (2002) 981.

BIBLIOGRAFIA

- [95] D. P. Anderson, E. T. Herrin, V. L. Teplitz and I. M. Tibuleac, “Two seismic events with the properties for the passage of strange quark matter through the earth,” astro-ph/0205089.
- [96] J. Madsen, “Color-flavor locking in strange stars, strangelets and cosmic rays,” hep-ph/0111417.
- [97] R. L. Jaffe, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **24B** (1991) 8.
- [98] E. Farhi and R. L. Jaffe, *Phys. Rev.* **D32** (1985) 2452.
- [99] O. Kiriyaama, “Stability of color-flavor locked strangelets,” hep-ph/0401075.
- [100] K. Pretzl, *et al.*, “Search for strange quark matter in relativistic heavy ion collisions at CERN (NA52),” *Invited talk at International Symposium on Strange Quark Matter*, Crete, Sept. 1-5, 1994.
- [101] J. Sandweiss, “Overview of strangelet searches and Alpha Magnetic Spectrometer: when will we stop searching?,” *Yale University*, New Haven, CT, USA, 2003.
- [102] AMS Collaboration, *Phys. Lett.* **B461** (1999) 387.
- [103] AMS Collaboration, *Phys. Lett.* **472** (2000) 215.
- [104] AMS Collaboration, *Phys. Lett.* **B484** (2000) 10.
- [105] AMS Collaboration, *Phys. Lett.* **490** (2000) 27.
- [106] AMS Collaboration, *Phys. Lett.* **494** (2000) 193.
- [107] AMS-01 homepage: http://ams.cern.ch/AMS/ams01_homepage.html
- [108] V. Choutko, “Search for Double Charged Anomalous Heavy Nuclei with AMS detector in Space,” *University Academy Press Inc.* (2003) 1765-1769, presented at **ICRC03**.
- [109] V. Choutko, “Search for Double Charged Anomalous CR with AMS at STS-91,” Internal Report
- [110] V. Choutko, *Personal Communication*
- [111] E. Finch, “Work on Evaluation of AMS-01 Strangelets Candidates,” Internal Report, March 31, (2003)
- [112] E. Finch, “Evaluation of Z=2 Strangelets Candidates,” Internal Report, July 22, (2003)

[113] E. Kobel, PhD Thesis, *University of Bern*, Bern, Switzerland (1992)

[114] N. A. Tsyganenko, *J. Geophys. Res.* 100 (1995) 5599.

BIBLIOGRAFIA

Ringraziamenti

Arrivata alla fine di questo lavoro mi rimane solo da ringraziare tutte quelle persone che con il loro aiuto materiale, sostegno morale o solo affetto ed amicizia mi hanno accompagnato per tutto questo periodo di studi.

Il grazie più grande lo devo ai miei genitori, per gli incoraggiamenti e le “sopportazioni”, per avermi permesso di studiare e di trascorrere un periodo a Boston. L’aiuto che ho ricevuto da loro è inestimabile e l’amore che mi danno enorme. Grazie di cuore per essere i miei genitori.

Un grazie anche a mio fratello per i suoi consigli “mantra” e le lugubrazioni sugli UFO, ma soprattutto per allietare la nostra casetta con la sua musica e la sua “pataccaggine”.

Alla Bri e che mi ha sempre accolto con affetto, a Claudio che ha sempre una parola dolce e la Laura che considero la mia sorellina minore. Vi voglio bene. Un bacio anche al mio nipotino e alla sua mamma e papà. Siete come una seconda famiglia per me.

To my host family. To Terry and David for having accepted me with love and caring in their family and to Moriah and Jeremiah for the beautiful memories we share as a whole family. Thank you.

E ora passiamo agli amici che sono tanti... Tra quelli di Rimini un grazie di cuore va a Flavia, a cui sono molto legata (vedrai che questo brutto periodo presto passerà), a Batta che fra poco diventa papà (un bacione!), alla Pina e alla Sara, nonostante non ci si veda mai, a Giro e Nicola (che è in America più di me!), alla Ro e Ciaca, alla Claudia e Loris, alla Costa e all’Anna, a Diego, all’Ary, alla Campo, a Lorenzo (che si laurea prima di me!), a Valerio che condivide con me la passione per i viaggi (grazie per le chiacchierate), ai miei compagni di liceo, anche se ci siamo persi di vista...

Agli amici di Bologna con cui ho condiviso questi anni di studi e momenti bellissimi: alla Silvia, la “ciellina” più in gamba che io conosca, una delle mie migliori amiche (grazie di cuore!); a Mauro, con cui mi sono sempre trovata benissimo a cominciare da quando la nostra amicizia è iniziata via telefono (ti ricordi?); al milanese, per i 1000 consigli di cui ne ho seguiti solo 500 (grazie per essermi stato vicino); alla Simo che riempiva i corridoi di fisica di allegria, a Marco Rossi e alle nostre pause macchinette (grazie!), a Giovanni che è riuscito a rendermi Basile molto più divertente; a Jacopo con cui ho condiviso le pene della preparazione a quell’esame; a Edo (un grazie speciale), ad Alan, Lucio A., la Fra G.,

RINGRAZIAMENTI

le Paole, la Ludo, la Vero, Scaramella :), Carlo, Giulio, la Dani, Diego Fazi, Ale il surfista, Giuse,... e a tutti quelli che mi sono scordata di citare.

I shouldn't forget the people I met in Boston. It was one of the best period of my life. There I met some of the best people I know. I must thank Kate for all the help she gave me, even when we were far apart. I think I thanked GP so many times that he must be bored by now! He was a key person in my thesis work and I was really really lucky to have met such a caring and lovely person. Bilge, a wonderful person that I met in a quite hard time of her life, and I discovered how much sensitive she is. Thank you Bilge for having been such a good friend. To Petia, Lisa, Rema, Lisarema, my roommates in Boston. I can't tell how happy I was to live with you. Thank you very much... I'm waiting for your visit girls! Last but not least, I want to thank my "pimp". It was great meeting you and I really enjoyed the time together, I will never forget you.

Ai miei amici del laboratorio che mi hanno sopportato in questo ultimo periodo. In particolare a Lucio che mi ha dato un aiuto speciale e che invidio un pò per la sua generosità e stimo molto per la passione che mette nel suo lavoro. Grazie Lucio. Alla Cri per le risate che alleggeriscono un pò il grigiore del lab; alla Vero, la Guanda, Beppe, Roberto e Luca; al professor Palmonari per avermi dato l'opportunità di andare negli Stati Uniti; a Mauro Lolli per gli aperitivi (mi sa che te ne devo ancora uno!), a Pilastrini e Massera per la loro gentilezza, a Ruddy... che ci ha lasciati per l'ATC!

La lista si fa lunga, ma non posso dimenticare le ragazze con cui ho trascorso ben 5 anni in appartamento a Bologna. Un grazie alla Francescona per le teorie e le chiacchiere sugli uomini (ho imparato veramente tanto!), alla Francy Francy che ho scoperto nell'ultimo anno di convivenza e con cui mi trovo davvero bene, alla Patty a cui mi sono molto affezionata, alla Cri, la donna che più stimo e da cui ho imparato tantissimo (ti voglio bene!). Alle ragazze che mi hanno ospitato in questo ultimo periodo: la Valeria, con cui ne abbiamo combinate di tutti i colori in questi anni (sei una grande!), la Mari che mi mette sempre una grande allegria, a Diana, Grazia e Vittoria. Grazie a tutte.

Le merci plus sincère il va à la personne plus important pour moi, que me comprend comme aucun autre, il me supporte et appuie dans n'importe quel décision, il m'aide à dépasser chaque difficulté.

Merci Julien pour être dans ma vie. Je t'aime avec tout le cœur.