UNIVERSITÁ DEGLI STUDI DI L'AQUILA FACOLTÁ DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI DIPARTIMENTO DI FISICA



TESI DI LAUREA SPECIALISTICA

Studio dell'emissione di alta energia da Gamma Ray Burst con il telescopio MAGIC

Relatori

Dr. Lucio Angelo Antonelli

Alessandro Carosi

Laureando

Prof. Sergio Petrera

Anno Accademico2007/2008

Alla mia famiglia e alle persone incontrate durante il cammino che hanno lasciato un segno nel mio cuore.

Indice

1	Gamma Ray Burst						
	1.1	Le osservazioni dei GRB	1				
	1.2	Fenomenologia dei GRB	3				
		1.2.1 Durata, struttura temporale e spettro de i ${\rm GRB}$	3				
	1.3	Afterglow	6				
	1.4	Il problema della compattezza	7				
	1.5	Tempi scala caratteristici di un GRB	9				
	1.6	Il modello a fireball	11				
	1.7	Jets	13				
	1.8	Emissione di alta energia	15				
2	Me	ccanismi di emissione nei GRB	16				
	2.1	Emissione di sincrotrone	16				
	2.2	Compton Inverso	23				
	2.3	Radiazione di sincrotrone da protoni $\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .$	26				
	2.4	Decadimento del π^0	28				
	2.5	Profondità ottica	30				
	2.6	Spettri previsti dalla teoria	31				
		2.6.1 Il ruolo di Γ e del tempo di variabilità 	36				
	2.7	L'osservazione di GRB con il telescopio MAGIC	38				
3	La strumentazione per l'astronomia dei raggi gamma-La tecnica degli						
	IAC	CT ed il telescopio MAGIC	41				
	3.1	La radiazione cosmica	41				

	3.2	La riv	elzione diretta $\ldots \ldots 44$						
	3.3	3.3 Rivelazione indiretta							
		3.3.1	Intarazione dei raggi cosmici in atmosfera-EAS						
		3.3.2	Il modello di Heitler						
		3.3.3	Luce Čherenkov						
	3.4	La Te	cnica degli IACT						
		3.4.1	Background e significatività di un segnale						
	3.5	Il teles	scopio MAGIC						
		3.5.1	La Struttura e gli specchi						
		3.5.2	La camera						
		3.5.3	Il sistema di trigger 65						
4	Analisi dati in MAGIC 67								
	4.1	Classi	ficazione e analisi on-site dei dati						
	4.2	I dati	montecarlo						
	4.3	L'ottimizzazione e il metodo Random Forests							
	4.4	Caso s	studio: Mrk 421						
		4.4.1	Separazioni gamma adroni						
		4.4.2	Alpha e θ^2 plot						
		4.4.3	Spettro						
		4.4.4	Skyplot						
5	Ana	alisi de	i GRB con MAGIC 82						
	5.1	Il siste	ema di allerta						
	5.2	Scelta	dei dati off						
	5.3	GRB0	80319A						
		5.3.1	Le osservazioni di MAGIC						
		5.3.2	Separazione gamma adroni e alpha plot						
		5.3.3	Upper Limits						
	5.4	GRB0	80430						
		5.4.1	Condizioni osservative						
		5.4.2	Separazione gamma adroni e alpha plot						
		5.4.3	Upper Limits						

6	Discussione e prospettive future					
	6.1	Caratteristiche dei GRB analizzati	105			
	6.2	Emissione di alta energia nell'afterglow	106			
	6.3	Emissione di alta energia nella fase $prompt$	108			
	6.4	Conclusioni	113			
Bibliografia 115						

Introduzione

La scoperta dei GRB risale ormai a più di 30 anni fa, tuttavia questi eventi rimangono tra i più enigmatici problemi che l'attuale astrofisica si trova ad affrontare. Nonostante la mole di dati e di informazioni raccolte soprattutto a partire dagli anni 90 da satelliti come il Compton-GRO, BeppoSAX e più recentemente SWIFT la comprensione della natura di queste sorgenti rimane non completa soprattutto per quanto riguarda la possibile componente di emissione di alta energia nel regime compreso tra la decina di GeV e il TeV. Pur non essendo ancora in possesso di una chiara evidenza sperimentale, diverse sono infatti le indicazioni della presenza di tale componente. Già le osservazioni dello strumento EGRET del GRB940217 mostrarono fotoni fino a 18 GeV 90 minuti dopo il burst mentre dati raccolti da altri detector come MILAGRITO (GRB940717A) o GRAND (GRB971110) suggeriscono la presenza di una emissione ad ancora più alta energia (>100 GeV). La recentissima scoperta da parte dello strumento LAT a bordo dell'osservatorio per raggi gamma GLAST di fotoni di energia fino a 15 GeV dal GRB080916C rappresenta poi un ulteriore stimolo alla ricerca di un eventuale segnale in questo regime di energia. L'emissione nell'intervallo del GeV o del TeV è infatti stata prevista da diversi lavori teorici che prevedono un flusso osservabile di fotoni a queste energie sia nella fase prompt che nell'afterglow. Nel secondo capitolo di questo lavoro di tesi verranno approfonditi alcuni dei meccanismi proposti come ad esempio l'emissione di sincrotrone, il Synchrothron Self Compton o il decadimento del pione neutro mettendo in evidenza sotto quali condizioni si rende possibile l'osservazione di radiazione di alta energia da parte dei vari strumenti oggi attivi ed in particolare da parte del telescopio MAGIC, che con i suoi 17 metri di diametro, rappresenta il più grande specchio per scopi astronomici esistente al mondo. I particolari accorgimenti che caratterizzano questo strumento, come la leggerezza della struttura in fibra di carbonio, la grande superficie dello specchio principale ed un sistema automatico di allerta collegato alla rete GCN (Gamma ray bursts Coordinate Network), fanno di MAGIC il miglior sistema di Imaging *Cherenkov* per lo studio dei GRB. Nel terzo capitolo, fornirò quindi un quadro d'insieme circa il principio di funzionamento di un sistema IACT (Imaging Atmospheric Cherenkov *Telescope*) e presenterò le principali caratteristiche del telescopio MAGIC. Come risulterà chiaro, la principale difficoltà nello studio delle sorgenti astrofisiche con strumenti di questo tipo risiede nel fatto che questi eseguono una forma di rivelazione *indiretta* ed in quest'ottica, dunque, l'analisi dei dati passa necessariamente attraverso una procedura di *ricostruzione* dei singoli eventi mediante il confronto con eventi simulati con metodi monte carlo. Il principale obiettivo di questo confronto è quello di ottenere una separazione dei segnali gamma da quelli adronici che permetta l'estrazione degli eventi utili in una situazione di completo dominio del *background*. I principali passi dell'analisi dati con MAGIC vengono affrontati nel quarto capitolo dove viene anche presentato il caso studio dell'analisi del blazar Mrk421. Gli ultimi due capitoli sono invece dedicati all'analisi dati di alcuni GRB osservati da MAGIC durante il 2008. Viene mostrata la procedura di ottimizzazione seguita e i risulatati raggiunti che poi sono confrontati con le previsioni teoriche nell'ultimo capitolo.

Capitolo 1

Gamma Ray Burst

I Gamma Ray Burst (GRB) sono fenomeni transienti la cui durata può variare dalle frazioni di secondo fino alle centinaia di secondi. Questi eventi sono caratterizzati da un'intensa emissione di raggi gamma osservabili principalmente nell'intervallo di energia 100 kev-1 MeV. Nei secondi in cui sono attivi, i burst risultano come le sorgenti gamma più luminose dell'intero cielo e rappresentano le più violente ed intense esplosioni dell'Universo. Nonostante la loro scoperta sia avvenuta negli anni '60 [1], solo negli ultimi 15-20 anni il progresso nella tecnologia degli strumenti ha permesso una comprensione significativa anche se non ancora completa della natura di questi eventi.

1.1 Le osservazioni dei GRB

La scoperta dei GRB è frutto indiretto della guerra fredda poichè la prima registrazione di tali eventi avvenne sul finire degli anni '60 ad opera dei satelliti Vela, una costellazione di rivelatori gamma posti nello spazio allo scopo di controllare il rispetto dei trattati di non proliferazione nucleare. Tale scoperta fu tenuta segreta fino al 1973 quando vennero resi pubblici i risultati relativi alla rivelazione di sedici lampi gamma di energia compresa nell'intervallo 0.2-1.5 MeV osservati tra il luglio 1969 e il luglio 1972 [1]. Il primo studio sistematico sulla natura dei GRB, tuttavia venne condotto solo a partire dagli anni '90 grazie al lavoro degli strumenti BATSE ed EGRET a bordo del satellite della NASA Compton-GRO (Gamma Ray Observatory) nell'intervallo di energie rispettivamente di 50 keV-300 keV e 30 MeV-30 GeV. Per una rassegna dei risultati di BATSE si può consultare [28]. Lo strumento BATSE, in particolare, in dieci anni di osservazioni determinò



Figura 1.1: Un immagine del satellite Compton GRO nello spazio. Nell'immagine di destra la distribuzione dei GRB osservati da BATSE. La distribuzione ottenuta è sostanzialmente isotropa, indicazione di una possibile origine cosmologica.

la posizione di circa 2700 GRB (1 GRB/day) mettendo in evidenza come la loro distribuzione in cielo fosse sostanzialmente isotropa, fornendo così una indicazione circa una loro possibile origine cosmologica o limitata all' interno dell'alone galattico. Le due ipotesi differiscono in maniera considerevole poichè nel primo caso i flussi osservati (10^{-7} erg) $\rm cm^{-2} \ s^{-1}$) avrebbero implicato il coinvolgimento di enormi quantità di energia (~ 10⁵³ ergs). Le osservazioni dei GRB sono state rivoluzionate nell'aprile del 1996 con il lancio del satellite italo-olandese SAX (Satellite per Astronomia X). Il successo di SAX è stato ottenuto grazie alla presenza a bordo dello stesso satellite di uno strumento gamma per l'indagine dell'evento prompt e di uno in grado di fornire immagini nella banda X per lo studio di eventuali controparti di più bassa energia nei GRB. Questa combinazione permise una rapida localizzazione (8 ore dopo il trigger) e la scoperta di una coda di emissione a più basse energie (il cosiddeto afterglow) per il GRB970228 [35]. La migliore risoluzione spaziale di SAX rispetto a BATSE (da 3' a 30" contro 1.5°) unito al rapido riposizionamento dello strumento sulla sorgente hanno successivamente reso possibile, attraverso la diffusione dei dati tramite il sistema GCN (Grb Coordinate Network), il puntamento dei telescopi ottici al suolo e lo studio delle galassie ospiti portando alla prima determinazione diretta della distanza del GRB970508 [36]. Il redshift misurato (z=0.83) ha permesso in questo modo a SAX di sancire definitivamente la validità dello scenario cosmologico.



Figura 1.2: Spettro e curva di luce della galassia ospite del GRB970508. Attraverso lo studio di questi spettri, vengono determinate le distanze degli eventi osservati. Nell'immagine di destra, una collezione di immagini di galassie ospiti riprese dall'HST.

Nel 2004 è stato lanciato SWIFT, un satellite multibanda dedicato allo studio sistematico dei GRB che sfrutta l'idea vincente di SAX realizzando un accurata e rapida localizzazione del burst mediante strumenti operanti nella banda gamma (BAT-Burst Alert Telescope, che fornisce il trigger dell'evento), X (XRT-X Ray Telescope con una risoluzione spaziale dell'ordine degli arcosecondi) e UV (UVOT- UV Optical Telescope con una risoluzione di frazione di arcosecondo). Dopo il trigger, SAX impiegava circa 7-8h per il ripuntamento degli strumenti di bordo mentre SWIFT, compie la stessa operazione in un tempo nettamente inferiore (\sim 70 s). In questo modo è stata possibile l'osservazione dei burst nell'ancora inesplorato intervallo tra i pochi minuti fino alle ore dopo il trigger e lo studio della fase di transizione tra il *prompt event* e l'*afterglow*. Torneremo sulle caratteristiche dell'afterglow in un successivo paragrafo.

1.2 Fenomenologia dei GRB

1.2.1 Durata, struttura temporale e spettro dei GRB

La fenomenologia dei GRB è stata ampiamente studiata, come si è accennato nel precedente paragrafo, dagli strumenti che si sono susseguiti in orbita a partire dagli anni '90 ed in particolare grazie allo strumento BATSE del Compton-GRO. Da un punto di vista temporale, non è possibile definire un GRB "tipico". La durata di un lampo gamma varia a seconda dei casi estendendosi su cinque ordini di grandezza, dalla decina di millisecondi fino al migliaio di secondi. La distribuzione in durata del numero di burst osservati da BATSE e da SWIFT (figura 1.3) mostra chiaramente l'esistenza di due distinte famiglie di lampi gamma: i *long* GRB (con durata media di ~ 20s) e gli *short* GRB (~ 0.2s). Anche nel profilo temporale non è generalmente possibile il riconoscimento di una qualche forma di struttura comune a tutti gli eventi e la curva di luce di un GRB può mostrare strutture complesse. In molti burst, infatti, sono presenti variabilità su tempi scala δ T significativamente minori rispetto alla durata complessiva T del burst. Alcuni esempi sono mostrati in figura 1.3. Definendo un indice di variabilità come $N = T/\delta T$,



Figura 1.3: Distribuzione della durata degli eventi osservati da BATSE e SWIFT. Appare netta la divisione in due famiglie di durata diversa per i GRB. Nell'immagine di destra, alcuni esempi di curve di luce di GRB. Immagine da [37].

in generale si ha N > 1 e solo in una minoranza di casi la curva di luce ha un solo picco (N=1). Non vi è al momento indicazione di una variabilità temporale ad energie >10 MeV poichè l'unico strumento dedicato alle osservazioni in questo intervallo di energie EGRET aveva un tempo morto troppo elevato (100 ms) per osservare strutture temporali di durata inferiore. In quest'ottica un netto miglioramento della situazione è attesa dopo il lancio del satellite GLAST. Da un punto di vista spettrale i GRB sono caratterizzati dall'emissione concentrata nell'intervallo di energie del centinaio di keV con uno spettro tipicamente non termico. Il flusso di fotoni osservato può essere infatti interpolato da una funzione empirica (Funzione di Band) [2]

$$F(E) = A \begin{cases} \left(\frac{E}{100KeV}\right)^{\alpha} exp\left(-\frac{E(2+\alpha)}{E_{peak}}\right) & \text{per } E < E_{break}\\ \left(\frac{E_{peak}(\alpha-\beta)}{(2+\alpha)100KeV}\right)^{\alpha-\beta} exp\left((\beta-\alpha)(-\frac{E}{100KeV})^{\beta}\right) & \text{per } E > E_{break}\end{cases}$$

 \cos

$$E_{break} = \frac{(\alpha - \beta)E_{peak}}{\alpha + 2} \tag{1.1}$$

dove F(E) è il flusso e A è una costante di normalizzazione (in unità keV⁻¹ cm⁻² s⁻¹) e α e β sono gli indici spettrali alle basse e alte energie rispettivamente. La funzione di Band è sostanzialmente composta da due segmenti a legge di potenza "collegate" da una energia E_{break} . E_{peak} è invece l'energia di picco nello spettro energetico νF_{ν} . La distribuzione dei parametri della funzione di Band ottenuta attraverso il fit di circa 350 GRB osservati da BATSE è mostrata in figura da dove si nota che il picco dell'emissione è tipicamente compreso nella regione di qualche centinaio di keV. In molti dei GRB



Figura 1.4: Andamento dello spettro osservato da BATSE per il GRB990123 interpolato mediante la funzione empirica di Band.

osservati da BATSE, tuttavia, non è visibile alcuna E_{break} nello spettro e dunque non è inconsueto fittare lo spettro osservato attraverso un unica legge di potenza con indice spettrale $\beta \sim -2.25$.

1.3 Afterglow

La scoperta dell'afterglow da parte di BeppoSaX ha rappresentato uno dei principali passi in avanti nella comprensione dei GRB. Questi eventi risultano dunque osservabili in tutto lo spettro elettromagnetico e, alle varie lunghezze d'onda, le curve di luce osservate mostrano un andamento tipico a legge di potenza. Nel caso del GRB970228, sfruttando le misure di SAX e di altri satelliti per astronomia X (ASCA e ROSAT) venne osservato un flusso X variabile secondo una legge di potenza con $F \propto t^{-1.33\pm0.11}$ seguito da un analogo andamento osservato da telescopi a terra e dall'HST per l'emissione ottica ($\propto t^{-1.14\pm0.05}$). In seguito, lo studio di GRB970508 osservato sia da BATSE nei γ che da SAX in X



Figura 1.5: Immagine del primo afterglow X dal GRB970228 osservato dai telescopi X di BeppoSaX [35]. Nell'immagine di destra, i dettagli dell'andamento degli afterglow X alla luce delle osservazioni di SWIFT. Oltre alle diverse pendenze in circa il 40% degli eventi osservati si nota la presenza di *flares*.

mostrò che l'evento era seguito da una emissione a più bassa energia in ottico e, una settimana dopo l'evento principale, in radio, entrambe le emissioni ben descritte da un andamento temporale a legge di potenza. Di fatto questa è la caratteristica di tutti gli afterglow osservati. Le recenti osservazioni di SWIFT hanno permesso di indagare con maggiore dettaglio la struttura dell'afterglow X. La diminuzione del flusso osservato secondo una legge di potenza rimane la firma di tutti gli eventi anche se un singolo indice di decadimento non è spesso adeguato per un accurata descrizione del fenomeno. Si possono infatti distinguere diverse strutture che riassumiamo in figura(1.5). È da sottolineare il fatto che non tutti i GRB mostrano necessariamente tutte le strutture riassunte in figura1.5. In aggiunta alle caratteristiche sopra descritte, nelle curve di luce



Figura 1.6: Afterglow ottico del GRB970228. Immagine tratta da [38]. Nel pannelo di destra, curva di luce X (misurata dallo strumento XRT) del GRB050822 in cui è visibile la presenza di un *flares* \sim 500s dopo il burst. Immagine da [29]

di alcuni burst è osservabile la presenza di *flares*. Questi sono stati osservati per la prima volta ma solo per un certo numero limitato di eventi (GRB011121, GRB011211) già da BeppoSaX ma solo attraverso le più rapide osservazioni di SWIFT si è potuto constatare come la presenza di questi *flares* sia piuttosto comune riguardando circa il 30%-40% del totale degli eventi osservati [29]. Compaiono tra le centinaia di secondi e le ore dopo l'emissione *prompt* e possono emettere una quantità di energia paragonabile all'evento primario. La loro giustificazione non è ancora del tutto chiara ma sembrano in ultima analisi legate ad una residua attività della sorgente centrale.

1.4 Il problema della compattezza

Le dimensioni della regione emittente possono essere misurate sfruttando le più piccole strutture temporali presenti nelle curve di luce di ogni burst. Supponiamo che la sorgente abbia una dimensione lineare tipica pari a R. Se dai diversi punti della superficie viene emessa all'istante t_0 la radiazione che poi verrà rilevata, ciò che osserveremo sarà la convoluzione di tutti gli impulsi, quelli più vicini sommati a quelli più lontani che saranno ritardati di un tempo δT necessario a percorrere la distanza R. In questo modo la durata dell'impulso δT fornirà un limite superiore alle dimensioni della zona di emissione $R \approx c\delta T$. Il fatto poi che lo spettro emesso sia non termico implica che la sorgente debba essere otticamente sottile. Da queste due considerazioni nasce il problema della compattezza. Consideriamo un burst medio. Se osserviamo un flusso F, l'energia rilasciata dall'evento sarà:

$$E = 4\pi D^2 F = 10^{50} \left(\frac{D}{3 \ Gpc}\right) \left(\frac{F}{10^{-7} \ erg \ cm^{-2}}\right) \ ergs \tag{1.2}$$

Effetti cosmologici modificheranno questa espressione solo per un valore numerico in prima approssimazione irrilevante per l'esposizione del problema. Considerando una variabilità temporale tipica di $\delta T \sim 10$ ms, otteniamo un limite per le dimensioni della sorgente

$$R < c\delta T \approx 3000 \ km$$

Negli spettri osservati, si osservano fotoni gamma anche di energia anche molto elevata (GeV). Questi fotoni possono interagire tra loro e dar luogo ad un processo di produzione di coppie:

$$\gamma_1 \gamma_2 \to e^+ e^ E_{thr} = \sqrt{E_1 E_2} \approx 0.5 \ MeV$$

dove E_{thr} rappresenta l'energia di soglia del processo.

Indicando con f_p la frazione di coppie di fotoni la cui energia supera E_{thr} , possiamo calcolare la profondità ottica per questo processo:

$$\tau_{\gamma\gamma} = \frac{f_p \sigma_T F D^2}{R^2 m_e c^2} = 10^{13} f_p \Big(\frac{F}{10^{-7} \ erg \ cm^{-2}}\Big) \Big(\frac{D}{3 \ Gpc}\Big)^2 \Big(\frac{\delta T}{10 \ ms}\Big)^{-2}$$
(1.3)

dove σ_T è la sezione d'urto Thomson.

La profondità ottica calcolata in questo modo è però $\gg 1$, in completo disaccordo con le osservazioni che invece indicano una sorgente otticamente sottile. Il problema della compattezza è dunque in ultima analisi connesso alle dimensioni della regione emittente che vengono stimate sfruttando le strutture temporali nelle curve di luce dei GRB. Il problema è superabile considerando degli effetti relativistici. Supponiamo che la sorgente della radiazione sia in moto a velocità relativistica con

$$\Gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \gg 1$$

I fotoni emessi nella direzione dell'osservatore risulteranno spostati verso il blu e l'energia osservata $h\nu_{oss}$ alla sorgente sarà inferiore di un fattore $h\frac{\nu_{oss}}{\gamma}$. Il fatto dunque che alla sorgente i fotoni hanno una energia più bassa di quella effettivamente osservata, implica che meno fotoni all'origine possono dar luogo a produzione di coppie. In particolare si dimostra che f_p \rightarrow f_p $\gamma^{-2\alpha}$ e allo stesso tempo R< $\gamma^2 c \delta T$. Con queste correzioni relativistiche:

$$\tau_{\gamma\gamma} = \frac{f_p}{\gamma^{2\alpha}} \frac{\sigma_T F D^2}{R^2 m_e c^2} = \frac{10^{13}}{\gamma^{(4+2\alpha)}} f_p \Big(\frac{F}{10^{-7} \ erg \ cm^{-2}}\Big) \Big(\frac{D}{3 \ Gpc}\Big)^2 \Big(\frac{\delta T}{10 \ ms}\Big)^{-2} \tag{1.4}$$

Il problema della compattezza viene così risolto se la sorgente è in moto a velocità relativistiche (nella nostra direzione) con un fattore di Lorentz tale che $\Gamma > 10^{\frac{13}{(4+2\alpha)}} \approx 10^2 \div 10^3$. Questo è il primo ingrediente del cosiddetto modello a fireball dei GRB. Prima di passare ad una rapida spiegazione del modello a fireball è necessario quali sono i principali tempi scala che caratterizzano un GRB.

1.5 Tempi scala caratteristici di un GRB

I principali tempi scala che caratterizzano i GRB sono:



Figura 1.7: A sinistra: Curva di luce di uno degli eventi osservati da BATSE (trigger n.1676) che presenta picchi di $\delta T \sim 1$ s e N ≈ 60 . A destra: I diversi tempi scala in termini di differenza nei tempi di arrivo dei fotoni emessi.

• Tempo scala radiale $(t_a - t_c)$ È il tempo che separa l'arrivo di due fotoni emessi lungo la linea osservatore-sorgente. Se dt e dt' sono la differenza nel tempo di arrivo nel riferimento dell'osservatore e della *fireball* rispettivamente:

$$dt = \gamma(1 - \beta)dt'$$

Poichè

$$\beta = \frac{\sqrt{\gamma^2 - 1}}{\gamma} = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \simeq 1 - \frac{1}{2\gamma^2} \to 1 - \beta \simeq \frac{1}{2\gamma_E^2} \quad dt' = \frac{R_E}{\gamma_E c}$$

abbiamo che il tempo scala radiale è:

$$dt = T_{rad} \simeq \frac{R_E}{2\gamma_E^2 c} \tag{1.5}$$

dove si è indicato con γ_E, R_E il fattore di Lorentz e il raggio della *shell* che emette radiazione.

• Tempo scala angolare $(t_d - t_a)$ È la differenza nel tempo di arrivo dei fotoni emessi con un angolo $\theta \sim \frac{1}{\gamma_E}$. Dalla figura è facile ricavare che:

$$T_{ang} = \frac{R_E}{2\gamma_E^2 c} \tag{1.6}$$

• Durata intrinseca (ΔT) Rappresenta l'intervallo di tempo in cui è attiva la sorgente della radiazione. Se Δ è la larghezza della *shell* che emette:

$$\Delta T = \frac{\Delta}{c} \tag{1.7}$$

• Variabilità intrinseca (δT) È il tempo scala con cui varia l'attività del "motore centrale" del burst producendo una variabilità su scala spaziale dell'ordine $\delta = c\delta T$.

Definiamo inoltre un tempo scala di raffreddamento:

• Tempo scala di raffreddamento (T_{cool}) È la differenza nei tempi di arrivo dei fotoni emessi mentre la *shell* che ha originato la radiazione raffredda. Nel riferimento dell'osservatore è:

$$T_{cool} = \frac{e}{P\gamma_E} \tag{1.8}$$

dove P è la potenza emessa

1.6 Il modello a fireball

Il punto di partenza nella spiegazione della fenomenologia dei GRB è rappresentato dal cosiddetto modello a *fireball*. La sorgente di energia dei GRB sembra essere legata, in ultima analisi al catastofico rilascio di energia in un oggetto di massa stellare. Diversi lavori hanno mostrato come il risultato principale di un simile scenario sia la conversione di energia gravitazionale in neutrini, onde gravitazionali e in una *fireball* composta da coppie $e^{\pm} e \gamma$ e in minima parte da materia barionica.

Lo spettro osservato dei GRB è uno spettro che segue una legge di potenza. Questo



Figura 1.8: Schema generale del modello a *fireball* per i GRB.

non è un andamento "qualunque". Di fatto una legge di potenza è la firma di un ben determinato processo fisico che vede l'azione di fenomeni impulsivi come gli *shock*. Di fatto è ormai accettato che i GRB ed il loro *afterglow* derivano dalla dissipazione dell'energia cinetica della *fireball*. La conversione dell'energia può avvenire tramite *shock* interni (attraverso la collisione di diverse shell di plasma della fireball che hanno diversi fattori di Lorentz) o *shock* esterni (cioè attraverso il rallentamento della shell a seguito dell'interazione con il mezzo interstellare). Consideriamo una shell sferica di raggio R_E , largezza Δ e fattore di Lorentz γ_E . A causa degli effetti di beaming relativistico, un osservatore esterno vedrà la radiazione provenire da un cono di semiapertura $\theta \sim \gamma_E^{-1}$. Abbiamo visto come i fotoni emessi ad angolo θ l'uno rispetto all'altro, essi arrivano con una differenza di tempo pari a $T_{ang} = \frac{R_E}{2c\gamma_E^2} \approx T_{rad}$. La durata effettiva del burst si otterrà confrontando T_{ang} con ΔT . In particolare si possono presentare due diverse situazioni:

$$\Delta T \leq T_{ang} \approx T_{rad} \to \Delta < \frac{R_E}{\gamma_E^2} \quad \text{shell di tipo I}$$
$$\Delta T > T_{ang} \approx T_{rad} \to \Delta > \frac{R_E}{\gamma_E^2} \quad \text{shell di tipo II}$$

Nel primo caso, la durata del burst sarà spalmata su un tempo complessivo pari a T_{ang} . Nel secondo caso, invece la durata del burst sarà proprio ΔT . Abbiamo cioè:

$$T = \begin{cases} T_{ang} = \frac{R_E}{c\gamma_E^2} & \text{se } \Delta < \frac{R_E}{\gamma_E^2} \\ \frac{\Delta}{c} & \text{negli altri casi} \end{cases}$$

Dato che ad ogni istante un osservatore vede i fotoni provenire da una regione di dimensioni angolari γ_E^{-1} , qualunque variabilità temporale nell'emissione dovuta ad eventuali irregolarità della *shell* su tempi scala $< T_{ang}$ sarà cancellata a meno che le dimensioni angolari della sorgente non siano minori di γ_E^{-1} . Questo implica che T_{ang} è il minimo tempo scala possibile per la variabilità δT , cioè $\delta T \geq T_{ang}$. Per i burst che osserviamo, si ha che $N = \frac{T}{\delta T} \gg 1$. Una *shell* di tipo I che abbia cioè $T = T_{ang}$ potrebbe al massimo produrre un un lampo gamma con N = 1. Questa *shell* non è dunque in grado di riprodurre la variabilità osservata. Nel modello II, al contrario, resta la condizione $\delta T \geq T_{ang}$ ma stavolta la durata del burst è maggiore e si possono produrre strutture temporali più complesse. Si può dimostrare che nel caso di *shock* esterni si è sempre nella situazione $\Delta < \frac{R_E}{\gamma^2}$. Ciò implica che **l'emissione** *prompt* dei GRB deve essere attribuita a *shock interni*. In quest'ottica, la radiazione osservata può essere interpretata come il frutto di una catena di eventi così riassumibile:

- **Central engine:** Il rilascio di un'enorme quantità di energia ad opera di un *motore centrale* in una regione spaziale delle dimensioni di pochi km, porta alla formazione di *shell* di plasma in espansione relativistica, si parla di *fireball*.
- Accelerazione delle particelle: Le particelle all'interno della *fireball* vengono accelerate dagli *shock* mediante un meccanismo noto come **meccanismo di Fermi**.
- Meccanismi di emissione: Diversi processi di emissione possono coivolgere le particelle elettricamente cariche della fireball e dare luogo alla radiazione osservata.

Nel prossimo capitolo, ci occuperemo in dettaglio di alcuni dei meccanismi di emissione proposti potenzialmente in atto nella *fireball*.

1.7 Jets

Nelle considerazioni fin qui effettuate abbiamo ipotizzato una shell sferica in espansione. In realtà esistono prove che indicano per i GRB una diversa geometria di emissione ovvero collimata (jet). Se AB è la differenza di cammino tra i due fotoni emessi per $(R_E, \theta_1) \in (R_E, \theta_2)$:

$$AB = R_E cos(\theta_2) - R_E cos(\theta_1) \simeq R_E \left(\frac{\theta_2^2}{2} - \frac{\theta_1^2}{2}\right) \quad per\theta_1, \theta_2 \to 0$$

Se ora δT è la differenza nei tempi di arrivo dei fotoni:

$$\delta T \approx \frac{R_E(\theta_2^2 - \theta_1^2)}{2c} = \frac{\bar{\theta}(\theta_2 - \theta_1)}{c} = \frac{R_E \bar{\theta} \delta \theta}{c}$$
(1.9)

dove $\bar{\theta} = (\theta_1 + \theta_2)/2$ e $\delta\theta = \theta_2 - \theta_1$. Le dimensioni della regione emittente saranno date da $R_s = R_E \delta\theta$ e avranno un limite superiore imposto dalla condizione $R_s \leq \gamma_E c \delta T$ cioè $R_E \delta\theta \leq \gamma_E c \delta T$. Abbiamo dunque:

$$\delta\theta \le \frac{\gamma_E c \delta T}{R_E} = \frac{1}{N\gamma_E} \tag{1.10}$$

(basta ricordare che $\delta T = T/N$ e che T=T_{rad} = $R_E/c\gamma_E^2$). Concludiamo che possiamo avere GRB di durata T $\approx T_{rad}$ e variabilità temporale $\delta T = T/N$ solo se l'emissione è collimata in un angolo $1/\gamma_E N \approx 10^{-3}$. Nell'universo esistono diversi oggetti che presentano una geometria di emissione di questo tipo. Tuttavia l'apertura angolare per queste sorgenti è all'incirca due ordini di grandezza più grande di quella per i GRB. Se l'emissione è tipo jet, la dinamica delle curve di luce può cambiare notevolmente. Una conseguenza immediata dell'emissione a jet è che l'energia coinvolta nei vari eventi non è più così elevata come per la simmetria sferica. In particolare:

$$E_{\gamma} = \frac{\theta^2}{2} E_{\gamma,iso}$$

dove θ è l'angolo dell'emissione γ . Con questa correzione l'ordine di grandezza delle energie dei GRB scende a $10^{51} \div 10^{52}$ ergs, un valore non particolarmente più elevato dell'energia coinvolta nei processi di core collapse delle supernove. Di fatto i GRB possono essere definiti come l'analogo relativistico dei resti delle esplosioni di supernova (SNR). In entrambe le situazioni abbiamo conversione di energia cinetica in energia dei fotoni. La differenza fondamentale risiede nelle masse coinvolte nei due casi. Per le



Figura 1.9: Una geometria di emissione tipo jet provoca un break nel flusso osservato. Nel pannello di destra il break acromatico dall'X al NIR nel GRB990510. Immagine da [39]. Il *break* nella curva di luce avviene nell'istante in cui l'angolo di *beaming* relativistico diviene pari all'angolo di apertura del jet.

supernove la massa coinvolta è dell'ordine di una massa solare, di conseguenza le velocità del materiale espulso sono non relativistiche (<10000 Km/s). I GRB coinvolgono una massa svariati ordini di grandezza inferiori pur presentando lo stesso rilascio energetico. Questo implica che il materiale espulso sia in regime ultrarelativistico. Una seconda differenza cruciale risiede nel fatto che mentre le SNR si originano dall'interazione del materiale espulso dalla stella con l'ISM, i GRB hanno origine da collisioni interne mentre l'interazione con l'ISM origina l'afterglow. L'interazione tra SNR e ISM ha luogo su scale di decine di pc e durare anche decine di migliaia di anni. In un GRB, al contrario, l'emissione prompt si origina su distanze dell'ordine di qualche centinaio di UA e gli effetti relativistici rendono l'evento un fenomeno molto breve (qualche secondo) mentre l'afterglow, che si sviluppa su scale di qualche decina di pc per gli stessi effetti ha una durata di qualche giorno.

1.8 Emissione di alta energia

L'emissione osservata dai GRB, si concentra ad energie tipicamente inferiori al MeV. Alcune misura eseguite in passato hanno tuttavia messo in evidenza come, almeno per alcuni eventi, possa essere messa in evidenza una componente di emissione ad energie maggiori. Le prove raccolte, tuttavia, sono limitate ad un ristretto numero di GRB, in particolare già alcune osservazioni di EGRET nell'intervallo di energie 20 MeV-30 GeV portarono all'individuazione di fotoni di energia fino a 18 GeV nello spettro del GRB940217 emessi 90 minuti dopo il burst [18]. Nel caso del GRB970417a il *water Čherenkov* MILAGRITO riporta la presenza di un segnale nel regime delle altissime energie (500 GeV-20 TeV) [27] ma la scarsa significatività dei conteggi in eccesso riportati non ha permesso nessuna analisi spettrale dell'evento e dunque questa osservazione non risulta essere definitiva anche se, nel caso il segnale individuato sia attribuibile proprio al GRB, esso rappresenterebbe la prima evidenza sperimentale di emissione sopra i 100 GeV da questo tipo di oggetti. Recentemente, la collaborazione GLAST in una circolare GCN



Figura 1.10: Nell'immagine di sinistra, le osservazioni di EGRET per il GRB940217, hanno mostrato fotoni fino a 18 GeV emessi più di un ora dopo il burst. Nel pannello di destra, l'immagine dei conteggi in eccesso ottenuta dall'apparato MILAGRITO nella regione di cielo dove era presente il GRB970417a. Immagine da [27]

ha diffuso la notizia di un osservazione da parte dello strumento LAT (20 Mev-300 GeV) di fotoni fino a 15 GeV nel GRB080916c. Questa scoperta, non ancora ufficializzata, è di importanza fondamentale e fornisce nuovi stimoli allo studio dei GRB nel regime delle alte ed altissime energie con tutti gli strumenti disponibili in questo intervallo.

Capitolo 2

Meccanismi di emissione nei GRB

È generalmente accettata l'idea che la dinamica dei GRB, sia nella loro fase di prompt emission così come nella coda di emissione ad energie più basse (afterglow) risieda nelle collisioni relativistiche tra shell di plasma (internal/external shock scenario) espulse da una sorgente centrale. All'interno di questo quadro teorico, noto come modello fireball, la più semplice interpretazione dell'emissione osservata è quella che vede i GRB come il risultato della conversione in radiazione dell'energia cinetica di particelle ultrarelativistiche. Gli elettroni e i protoni della fireball la cui traiettoria viene deflessa dai campi magnetici all'interno del plasma vengono infatti accelerati mediante ciclici attraversamenti dei diversi fronti d'onda d'urto che si generano a seguito delle collisioni tra le shell attraverso un meccanismo noto come meccanismo di Fermi. Le energie raggiungibili in questo modo possono essere dell'ordine di $10^{17} - 10^{18}$ eV e, a seguito dei meccanismi che in questo capitolo esamineremo in dettaglio (come il sincrotrone o il Compton inverso), si rendono possibili le condizioni per l'emissione di fotoni di alta energia.

2.1 Emissione di sincrotrone

L'emissione di sincrotrone è un tipico processo non termico. Una particella elettricamente carica immersa in un campo magnetico B descriverà una traiettoria elicoidale emettendo di conseguenza radiazione elettromagnetica. L'energia tipica dei fotoni emessi dipenderà dall'intensità del campo B e dalla velocità delle particelle:

$$h\nu_{syn} = \frac{\hbar q_e B}{m_e c} \gamma_e^2 \Gamma \tag{2.1}$$

dove Γ rappresenta il fattore di Lorentz della regione emittente e q_e è la carica della particella (in questo caso si è considerato un elettrone). All'interno del quadro teorico del modello a fireball questo meccanismo è il responsabile dell'emissione alle energie minori del MeV nei GRB. Nel proseguo del lavoro, faremo l'assunzione di una popolazione di elettroni interna alla *fireball* distribuita secondo una legge di potenza del tipo $N(E_e)dE_e \propto E_e^{-p}dE_e$ per $E_e > E_{e,min}$ con $E_{e,min} = m_e c^2 \frac{m_p}{m_e} \frac{p-2}{p-1} \epsilon_e$. Sotto queste condizioni, la forma generale dello spettro dei GRB viene determinata dal rapporto tra il tempo scala di *cooling* degli elettroni e il tempo scala dinamico del sistema. Possiamo pensare di considerare due casi limite, quando la maggior parte degli elettroni perde energia su un tempo scala dinamico (*fast cooling*) e quando invece solo la coda di più alta energia della popolazione lo fa (regime di *slow cooling*).

• Slow cooling : In questo caso, la funzione di distribuzione della popolazione degli elettroni nella shell nell'intorno di $E_{e,min}$ non risulta influenzata dal "raffreddamento" degli elettroni e solo quelli con E_e maggiore di un certo valore critico $E_{e,c}$ perdono energia su un tempo scala dinamico. Dato che il rapporto tra il cooling time di un elettrone con energia E_e e il tempo scala dinamico è $\sim E_c/E_e$, la distribuzione degli elettroni per $E_e > E_c$ diventa più "ripida" di un fattore E_e . Come conseguenza, la distribuzione in energia degli elettroni risulta:

$$\frac{dN_e(E'_e)}{dE'_e} \propto \begin{cases} E'_e & \text{se } E'_{e,min} < E'_e < E'_{e,c} \\ E'_e & \text{se } E'_{e,c} < E'_e \end{cases}$$

• Fast cooling : In questo regime, tutti gli elettroni accelerati dagli shock possono perdere energia nel tempo scala dinamico. La conseguente distribuzione in energia degli elettroni risulta essere:

$$\frac{dN_e(E'_e)}{dE'_e} \propto \begin{cases} E'_e^{-2} & \text{se } E'_{e,c} < E'_e < E'_{e,min} \\ E'_e^{-p-1} & \text{se } E'_{e,min} < E'_e \end{cases}$$

In entrambi i casi, la radiazione di sincrotrone emessa ha un andamento a legge di potenza con tre caratteristiche frequenze di taglio: ν_{ssa} , frequenza di auto assorbimento al di sotto della quale il sistema diventa otticamente spesso, ν_c definita come l'energia di un elettrone che raffredda su un tempo scala dinamico e ν_{min} , la frequenza di emissione



Tabella 2.1: Flusso specifico aspettato per il regime di fast e slow cooling rispettivamente. Immagini da [11]

del *bulk* della popolazione di elettroni (quelli con $E_e = E_{e,min}$). In termini di flusso specifico, possiamo esplicitare [11]: La potenza emessa per radiazione di sincrotrone da un elettrone è data da [6]:

$$P(\gamma_e) = \frac{4}{3}\sigma_T c\beta_e^2 \gamma_e^2 \frac{B^2}{8\pi} \Gamma \simeq \frac{4}{3}\sigma_T c\gamma_e^2 \frac{B^2}{8\pi} \qquad (\gamma_e \gg 1 \quad \beta_e \sim 1)$$
(2.2)

dove Γ è il Lorentz boost che permette il passaggio dal sistema di riferimento comovente del plasma in espansione a quello della sorgente centrale. Nelle successive espressioni adotteremo la convenzione generale di indicare con un apice le grandezze fisiche espresse nel riferimento della fireball mentre le quantità prive di apice sono espresse nel riferimento del progenitore che equivale a quello di un osservatore sulla terra a meno di un fattore numerico correttivo legato alla distanza della sorgente.

L'energia interna della shell è distribuita tra elettroni, protoni e campi magnetici interni in modo che ϵ_e , ϵ_B , ϵ_p (con $\epsilon_e + \epsilon_B + \epsilon_p = 1$) sono parametri di equipartizione che rappresentano la frazione di energia attribuita ad ogni componente. Indicando così con U la densità di energia interna generata negli shock interni avremo che $U_e = \epsilon_e U$, $U_B = \epsilon_B U$ sono la densità di energia degli elettroni e del campo magnetico rispettivamente. Il tempo di raffreddamento di un elettrone nel riferimento del plasma può essere espresso in linea generale come $\frac{\gamma_e m_e c^2}{P}$ relazione che, tenendo conto della (2.2) può essere riscritta come:

$$t'_{cool}(\gamma_e) = \frac{3m_e c}{4\sigma_T \epsilon_B U \gamma_e} \tag{2.3}$$

così nell'ipotesi che gli elettroni della fireball perdano energia mediante emissione di sicrotrone e scattering Compton inverso, il loro cooling time complessivo sarà una convoluzione dei due tempi scala caratteristici di perdita di energia per i due processi $(t_{syn} e t_{IC})$:

$$\frac{1}{t'_{cool}} = \frac{1}{t'_{syn}} + \frac{1}{t'_{IC}}$$
(2.4)

Questo rapporto può essere esplicitato considerando il rapporto (Y_e) tra la luminosità Compton e da sincrotrone della sorgente ed introducendo un parametro η_e come la frazione di energia irradiata (sia via sincrotrone che da IC) dagli elettroni nella shell. Tale rapporto sarà dunque:

$$Y_{e} = \frac{L_{IC}}{L_{syn}} = \frac{U_{syn}(=U_{rad})}{U_{B}} = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4\eta_{e}\frac{\epsilon_{e}}{\epsilon_{B}}}}{2}$$
(2.5)

Dall'espressione (2.5) è possibile mettere in evidenza due interessanti casi limite:

$$Y_e = \begin{cases} \frac{\eta_e \epsilon_e}{\epsilon_B} & \text{per } \frac{\eta_e \epsilon_e}{\epsilon_B} \ll 1\\ \left(\frac{\eta_e \epsilon_e}{\epsilon_B}\right)^{\frac{1}{2}} & \text{per } \frac{\eta_e \epsilon_e}{\epsilon_B} \gg 1 \end{cases}$$

Chiaramente se $\frac{\eta_e \epsilon_e}{\epsilon_B} \ll 1 \rightarrow L_{IC} \ll L_{syn}$ l'emissione da IC è sostanzialmente trascurabile rispetto al sincrotrone mentre per $\frac{\eta_e \epsilon_e}{\epsilon_B} \gg 1 \rightarrow L_{IC} \gg L_{syn}$ domina l'emissione complessiva. In quest'ottica, dunque, l'importanza dell' IC può essere determinata dai parametri di equipartizione dell'energia (ϵ_e, ϵ_B) e dalla efficienza radiativa (η_e) degli elettroni all'interno della fireball [4]. Tenendo presente che la potenza emessa per Compton inverso è $P_{COMPT} = \frac{4}{3}\sigma_T c \gamma^2 \beta^2 U_{ph}$ e U_{ph} è la densità di energia dei fotoni che in ottica di SSC (Synchrotron Self Compton-ipotizziamo cioè che i fotoni emessi per sincrotrone siano i fotoni che successivamente entreranno nel meccanismo del Compton inverso)corrisponde alla densità di energia emessa da sincrotrone. Con queste definizioni e tenendo conto della (2.3), possiamo esprimere:

$$\frac{1}{t'_{cool}} = \frac{4}{3}\sigma_T \gamma'_e \frac{c}{m_e c^2} (U_B + U_{syn}) = \frac{4}{3}\sigma_T \gamma'_e^2 \frac{c\epsilon_B U}{m_e c^2} (1 + Y_e)$$
(2.6)

dove U rappresenta la densità di energia totale all'interno della shell.

L'energia corrispondente ad un elettrone con fattore di Lorent
z γ_c sarà dunque data da:

$$E'_{e,c} = \gamma'_{e,c} m_e c^2 = m_e c^2 \frac{3m_e c^2 f_c}{4\Gamma t_v \sigma_T c U \epsilon_B (1+Y_e)} = 530 \frac{t_{v,-2} \Gamma_2^5 f_{c,2}}{L_{iso,51} \epsilon_{B,-1} (1+Y_e)} \quad \text{keV}$$
(2.7)

dove t_v ($t'_{dyn} = \Gamma t_v$ è il tempo di variabilità proprio del GRB, L_{iso} è la luminosità isotropica del burst legata alla densità di energia totale dalla relazione $U = \frac{L_{iso}}{4\pi\Gamma^2 r_{is}^2 c}$ dove $r_{is} = \Gamma c t_v$ è il raggio interno della shell. L'origine di un campo magnetico all'interno del plasma non è ancora del tutto chiara potendo sia essere originato a seguito del movimento delle particelle elettricamente cariche sia derivare dal campo magnetico del progenitore. L'intensità di questo campo è ovviamente strettamente correlata alle energie tipiche dei fotoni emessi secondo la (2.1) e può essere determinato da:

$$B' \simeq 4.4 \times 10^5 \ G(\xi_1 \epsilon_{B,-1})^{\frac{1}{2}} L_{iso}^{\frac{1}{2}} r_{is,13}^{-1} \Gamma_2^{-1} = 1.5 \times 10^6 \frac{(\xi_1 \epsilon_{B,-1} L_{iso,51})^{\frac{1}{2}}}{\Gamma_2^3 t_{v,-2}}$$
(2.8)

dove ξ rappresenta il rapporto di compressione. A partire dall'espressione sopra ottenuta per il campo magnetico B è poi possibile definire le energie di taglio nello spettro teorico atteso sfruttando i diversi parametri fino ad ora introdotti. Abbiamo così per E_{ssa} :

$$E_{ssa} = 0.69 \ L_{iso,51}^{\frac{5}{14}} t_{v,-2}^{-\frac{5}{7}} \Gamma_2^{-\frac{8}{7}} (\xi_1 \epsilon_{B,-1})^{\frac{1}{14}} \left(\frac{\epsilon_e \eta_e}{1+Y_e}\right)^{\frac{2}{7}} \ \text{keV}$$
(2.9)

mentre le energie dei fotoni corrispondenti a elettroni con fattore di Lorentz $\gamma_{e,c}$ e $\gamma_{e,m}$ possono essere direttamente ricavate dalle relazioni fondamentali dell'emissione di sicrotrone:

$$E_{\gamma,c} = \Gamma \frac{3h}{4\pi} \Big(\frac{E'_{e,c}}{m_e c^2}\Big)^2 \frac{eB'c}{m_e c^2} \simeq 1.9 \times 10^{-3} \Gamma_2 \Big(\frac{t_{v,-2} \Gamma_2^5 f_{c,2}}{L_{iso,51} \epsilon_B (1+Y_e)}\Big)^2 B'_5 \quad \text{eV} = (2.10)$$

$$= 2.8 t_{v,-2} \frac{\xi_1^{\frac{1}{2}}}{(L_{iso,51}\epsilon_{B,-1})^{\frac{3}{2}}} \left(\frac{\Gamma_2^4 f_{c,2}}{1+Y_e}\right)^2 \text{ eV}$$
(2.11)

$$E_{\gamma,m} = \Gamma \frac{3h}{4\pi} \left(\frac{E'_{e,m}}{m_e c^2}\right)^2 \frac{eB'c}{m_e c^2} \simeq 0.58\Gamma_2 \epsilon_e^2 \left(\frac{p-2}{p-1}\right)^2 B'_5 \quad \text{MeV}$$
(2.12)

$$= 8.5 \left(\frac{p-2}{p-1}\right)^2 \epsilon_e^2 (\xi_1 \epsilon_{B,-1} L_{iso,51})^{\frac{1}{2}} (\Gamma_2^2 t_{v,-2})^{-1} \text{ MeV}$$
(2.13)

Queste relazioni sono ricavate per un osservatore nel riferimento della sorgente centrale e dunque vanno scalate di un fattore (1+z) nel passaggio ad un riferimento solidale con un osservatore posto a redshift z dal GRB. Una volta note le espressioni per le energie di taglio è possibile determinare lo spettro teorico atteso per emissione di sincrotrone. Assumendo $E_{ssa} < E_{\gamma,m} < E_{\gamma,c}$ (dunque considerando il regime di slow cooling) si ha:

$$\nu F_{\nu} = E_{\gamma,s}^{2} \frac{dN_{\gamma,s}(E_{\gamma,s})}{dE_{\gamma,s}} \propto \begin{cases} E_{\gamma,s}^{\frac{4}{3}}, & E_{ssa} < E_{\gamma,s} < E_{\gamma,m} \\ E_{\gamma,m}^{\frac{4}{3} + \frac{(3-p)}{2}} E_{\gamma,s}^{\frac{(3-p)}{2}}, & E_{\gamma,m} < E_{\gamma,s} < E_{\gamma,c} \\ E_{\gamma,m}^{\frac{4}{3} + \frac{(3-p)}{2}} E_{\gamma,c}^{\frac{1}{2}} E_{\gamma,s}^{\frac{2-p}{2}}, & E_{\gamma,s} > E_{\gamma,c} \end{cases}$$

mentre in regime di fast cooling con $E_{ssa} < E_{\gamma,s} < E_{\gamma,c}$ abbiamo:

$$\nu F_{\nu} = E_{\gamma,s}^{2} \frac{dN_{\gamma,s}(E_{\gamma,s})}{dE_{\gamma,s}} \propto \begin{cases} E_{\gamma,s}^{\frac{4}{3}}, & E_{ssa} < E_{\gamma,s} < E_{\gamma,c} \\ E_{\gamma,c}^{\frac{5}{6}} E_{\gamma,s}^{\frac{1}{2}}, & E_{\gamma,c} < E_{\gamma,s} < E_{\gamma,m} \\ E_{\gamma,c}^{\frac{5}{6}} E_{\gamma,m}^{\frac{1}{2}} E_{\gamma,s}^{\frac{(2-p)}{2}}, & E_{\gamma,s} > E_{\gamma,m} \end{cases}$$

Per un ordine diverso delle energie di taglio, l'andamento dello spettro atteso presenta delle differenze. Considerando il regime di *fast cooling* (dato che ci occuperemo della emissione *prompt*) ed un ordine delle frequenze di taglio $E_{\gamma,c,s} < E_{ssa} < E_{\gamma,m,s}$ otteniamo:

$$\nu F_{\nu} = E_{\gamma,s}^{2} \frac{dN_{\gamma,s}(E_{\gamma,s})}{dE_{\gamma,s}} \propto \begin{cases} E_{\gamma,s}^{\frac{13}{8}} & E_{\gamma,c} < E_{\gamma,s} < E_{ssa} \\ E_{ssa}^{\frac{9}{8}} E_{\gamma,s}^{\frac{1}{2}} & E_{ssa} < E_{\gamma,s} < E_{\gamma,m} \\ E_{ssa}^{\frac{9}{8}} E_{\gamma,m}^{\frac{1}{2}} E_{\gamma,s}^{\frac{(p-1)}{2}} & E_{\gamma,s} > E_{\gamma,m} \end{cases}$$

Vedremo in seguito che quest'ultimo andamento sarà quello corrispondente ai parametri standard di un GRB.

L'energia degli elettroni accelerati negli shock interni è chiaramente vincolata da due effetti: in generale, infatti, la condizione affinchè una particella possa essere accelerata in maniera efficace da un campo magnetico B presente all'interno di una regione di dimensioni lineari D è che il raggio di Larmor della traiettoria descritta dalla particella stessa, sia minore di D. In formule, nel riferimento della fireball:

$$R'_L(E'_e) = \frac{E'_e}{eB'} < D' \sim c\delta T\Gamma \to E'_{e,max} \simeq D'eB'$$
(2.14)

In opposizione al processo di accelerazione vi è però la perdita di energia per emissione di sincrotrone dunque la massima energia raggiungibile non sarà in generale quella calcolata in (2.14) ma può essere determinata dal confronto dei due rate:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{syn} = \left(\frac{dE}{dt}\right)_{acc} \tag{2.15}$$

che si traduce nel confronto tra il tempo scala di accelerazione t'_{acc} e il tempo di raffreddamento degli elettroni $t'_{acc} \sim 2\pi R'_L c < t'_{syn} (= \min[t'_{cool}; t'_{dyn}])$. Ricordando la (2.13)

$$t'_{acc} \sim \frac{2\pi R'_l}{c} = 2\pi \frac{E'_{e,max}}{eB'c} < min[t'_{cool}; t'_{dyn}]$$
(2.16)

che con i nostri parametri fornisce:

$$E'_{e,max} = min \left[8.5 \left(\frac{B'_5 \Gamma_2^6 t_{v,-2}^2}{L_{iso,51} \epsilon_B (1+Y_e)} \right)^{\frac{1}{2}}; 14.3 \times 10^7 \Gamma_2 t_{v,-2} B'_5 \right] \text{GeV}$$
(2.17)

Nel caso di fast cooling $(t'_{cool} = t'_{dyn})$ le due espressioni sono uguali ed è possibile ricavare l'energia massima dei fotoni emessi per radiazione di sincrotrone:

$$E_{\gamma,max} = \Gamma \frac{3h}{4\pi} \left(\frac{E'_{e,max}}{m_e c^2}\right)^2 \frac{eB'c}{m_e c^2} = 0.48 \left(\frac{\Gamma_2^7 B_5'^2 t_{v,-2}^2}{L_{iso,51} \epsilon_{B,-1}(1+Y_e)}\right) \text{GeV}$$
(2.18)

$$= 102 \left(\frac{\Gamma_2}{1+Y_e}\right) \text{GeV}$$
(2.19)

È poi possibile normalizzare lo spettro ottenuto ricordando che:

$$\int_{E_{\gamma,min}}^{E_{\gamma,max}} E_{\gamma,s} \frac{dN_{\gamma,s}(E_{\gamma,s})}{dE_{\gamma,s}} dE_{\gamma,s} = E_{iso} \frac{\eta_e \epsilon_e}{1+Y_e}$$
(2.20)

dove E_{iso} è l'energia complessivamente emessa dal GRB ($E_{iso} = L_{iso}T_{90}$).

2.2 Compton Inverso

Il processo del Compton Inverso (IC) può modificare lo spettro osservato in diversi modi. Ricordando la definizione data nel precedente paragrafo per Y_e si può notare come nel caso $Y_e > 1$ (che corrisponde alla situazione con $\epsilon_e > \epsilon_B$ e $Y_e = \sqrt{\frac{\epsilon_e}{\epsilon_B}}$) una frazione della radiazione di sincrotrone di bassa energia possa essere amplificata ad energie più elevate attraverso un processo di IC. In una situazione di questo tipo l'IC può "trasportare" una frazione consistente dell'energia degli elettroni riducendo, come ipotizzato nel precedente paragrafo, il *cooling time* delle particelle stesse di un fattore $\sim Y_e$ ($t'_{cool} = \frac{t'_{syn}}{1+Y_e}$) Quantitativamente, uno scattering IC amplifica l'energia di un fotone di un fattore γ_e^2 , così tenendo conto della relazione (2.1) abbiamo:

$$(h\nu_{IC})_{oss} \approx \frac{\hbar eB}{m_e c^2} \gamma_e^4 \Gamma$$
 (2.21)

In queste condizioni, assumendo che il meccanismo dell'emissione di sincrotrone sia il processo dominante alle basse energie (< MeV) è possibile concludere, ricordando che $\gamma_{e,m} \approx \epsilon_e \frac{m_p}{m_e}$, che le energie raggiungibili dai fotoni attraverso questo processo possono cadere nella regione del GeV e anche del TeV. È prima di tutto opportuno stimare la profondità ottica Thomson nella regione di emissione ($\tau \sim n\sigma_T R$). Con riferimento alla figura (1.7) del precedente capitolo abbiamo che la larghezza radiale della regione emittente (regione 2 e 3) nel sistema di riferimento comovente sono date da $\Gamma\Delta$. Di conseguenza la profondità ottica sarà calcolabile come [4]:

$$\tau = (n_3 \Gamma \Delta + n_2 \Gamma \Delta) \sigma_T \approx 2n \Sigma \Delta \tag{2.22}$$

dunque evidentemente minore di uno per una ragionevole scelta dei parametri. Nel contesto relativo ai GRB, inoltre, un fotone di energia $h\nu$ emesso per radiazione di sincrotrone a seguito di un solo scattering IC acquisisce una energia $E_{\gamma} \sim \gamma_e^2 h\nu$ generalmente maggiore di $m_e c^2$. Ciò implica che a seguito anche di una sola interazione non possa più essere applicato il limite Thomson nella sezione d'urto Compton. Ricordiamo infatti che la sezione d'urto corretta per il processo è quella di Klein-Nishina:

$$\sigma_{KN} = \frac{3}{4}\sigma_T \left[\frac{1+x}{x^3} \left(\frac{2x(1+x)}{1+2x} - \ln(1+2x) \right) + \frac{1}{2x} \ln(1+2x) - \frac{1+3x}{(1+2x)^2} \right] \quad (2.23)$$

con $x = \frac{h\nu}{m_ec^2}$ che nel limite di basse energie $(x \ll 1)$ si riduce a $\sigma = \sigma_T(1 - 2x + ...)$. L'effetto netto del passaggio al regime KN è la riduzione della sezione d'urto al crescere dell'energia. In conseguenza delle elevate energie coinvolte dunque possiamo assumere che un solo scattering Compton abbia luogo nella fireball poichè dopo questa interazione l'energia del fotone risulta così elevata che nel riferimento degli elettroni essi cadono nel regime di KN e la conseguente diminuzione nella sezione d'urto Compton rende improbabile un ulteriore scattering. Sotto queste ipotesi e sfruttando come spettro dei fotoni di bassa energia lo spettro di sincrotrone determinato in precedenza, dalla teoria generale dell'effetto Compton otteniamo che lo spettro atteso dal SSC è anch'esso della forma a legge di potenza con i medesimi indici spettrali ottenuti per il sincrotrone [6].

$$\nu F_{\nu} = E_{\gamma i}^{2} \frac{dN_{\gamma i}(E_{\gamma i})}{dE_{\gamma i}} \propto \begin{cases} E_{\gamma,i}^{\frac{3}{3}} & E_{ssa,i} < E_{\gamma,i} < E_{\gamma,m,i} \\ E_{\gamma,m,i}^{\frac{4}{3} + \frac{(3-p)}{2}} E_{\gamma,i}^{\frac{3-p}{2}} & E_{\gamma,m,i} < E_{\gamma,i} < E_{\gamma,c,i} \\ E_{\gamma,m,i}^{\frac{4}{3} + \frac{(3-p)}{2}} E_{\gamma,c,i}^{\frac{1}{2}} E_{\gamma,c,i}^{\frac{2-p}{2}} & E_{\gamma,c,i} < E_{\gamma,i} < E_{\gamma,k} \\ E_{\gamma,m,i}^{\frac{4}{3} + \frac{(3-p)}{2}} E_{\gamma,c,i}^{\frac{1}{2}} E_{\gamma,c,i}^{\frac{2-p}{2}} E_{\gamma,i}^{\frac{1}{2} - p} & E_{\gamma,i} < E_{\gamma,k} \\ E_{\gamma,m,i}^{\frac{4}{3} + \frac{(3-p)}{2}} E_{\gamma,c,i}^{\frac{1}{2}} E_{\gamma,k}^{\frac{2-p}{2}} E_{\gamma,i}^{\frac{1}{2} - p} & E_{\gamma,i} > E_{\gamma,k} \end{cases}$$

nel regime di *slow cooling* con $E_{ssa,i} = \gamma_{e,m}^{\prime 2} E_{ssa}, E_{\gamma m,i} = \gamma_{em}^{\prime 2} E_{\gamma m}$ e $E_{\gamma ci} = \gamma_{e,c}^{\prime 2} E_{\gamma,c}$, mentre nel caso di *fast cooling*:

$$\nu F_{\nu} = E_{\gamma i}^{2} \frac{dN_{\gamma i}(E_{\gamma i})}{dE_{\gamma i}} \propto \begin{cases} E_{\gamma,i}^{\frac{3}{3}} & E_{ssa,i} < E_{\gamma,i} < E_{\gamma,c,i} \\ E_{\gamma,c,i}^{\frac{5}{6}} E_{\gamma,i}^{\frac{1}{2}} & E_{\gamma,c,i} < E_{\gamma,m,i} \\ E_{\gamma,c,i}^{\frac{5}{6}} E_{\gamma,m,i}^{\frac{5}{2}} E_{\gamma,i}^{\frac{2-p}{2}} & E_{\gamma,m,i} < E_{\gamma,k} \\ E_{\gamma,c,i}^{\frac{5}{6}} E_{\gamma,m,i}^{\frac{p-1}{2}} E_{\gamma,k}^{\frac{2-p}{2}} E_{\gamma,i}^{\frac{1}{2}-p} & E_{\gamma,i} < E_{\gamma,k} \\ E_{\gamma,c,i}^{\frac{5}{6}} E_{\gamma,m,i}^{\frac{p-1}{2}} E_{\gamma,k}^{\frac{p-2}{2}} E_{\gamma,i}^{\frac{1}{2}-p} & E_{\gamma,i} > E_{\gamma,k} \end{cases}$$

con $E_{ssa,i} = \gamma_{e,c}^{\prime 2} E_{ssa}$, $E_{\gamma m,i} = \gamma_{em}^{\prime 2} E_{\gamma m}$ e $E_{\gamma ci} = \gamma_{e,c}^{\prime 2} E_{\gamma,c}$. mentre come nel caso precedente di un ordine delle energie di taglio $E_{\gamma,c,i} < E_{ssa,i} < E_{\gamma,c,i}$ lo spettro assume un andamento descritto da:

$$\nu F_{\nu} = E_{\gamma i}^{2} \frac{dN_{\gamma i}(E_{\gamma i})}{dE_{\gamma i}} \propto \begin{cases} E_{\gamma,i}^{\frac{13}{8}} & E_{\gamma,c,i} < E_{\gamma,i} < E_{ssa,i} \\ E_{ssa,i}^{\frac{9}{8}} E_{\gamma,i}^{\frac{1}{2}} & E_{ssa,i} < E_{\gamma,i} < E_{\gamma,m,i} \\ E_{ssa,i}^{\frac{9}{8}} E_{\gamma,m,i}^{\frac{p-1}{2}} E_{\gamma,i}^{\frac{2-p}{2}} & E_{\gamma,m,i} < E_{\gamma,i} < E_{\gamma,k} \\ E_{ssa,i}^{\frac{9}{8}} E_{\gamma,m,i}^{\frac{p-1}{2}} E_{\gamma,k}^{\frac{2-p}{2}} & E_{\gamma,m,i} < E_{\gamma,i} < E_{\gamma,k} \\ E_{ssa,i}^{\frac{9}{8}} E_{\gamma,m,i}^{\frac{p-1}{2}} E_{\gamma,k}^{\frac{2-p}{2}} E_{\gamma,i}^{\frac{1}{2}-p} & E_{\gamma,i} > E_{\gamma,k} \end{cases}$$

La differenza fondamentale nello spettro da IC risulta dalla necessità di introdurre una ulteriore energia di taglio. Questa modifica si rende necessaria a causa del passaggio al regime di KN. Definendo infatti un parametro $k = \frac{E_e E_{\gamma,peak}}{\Gamma^2 m_e^2 c^4}$ dove $E_{\gamma,peak} =$

 $max[E_{\gamma,c,syn}; E_{\gamma,m,syn}]$ si dimostra che [40] gli effetti dovuti al passaggio $\sigma_T \rightarrow \sigma_{KN}$ divengono importanti per k=1 e:

$$E_{\gamma,K} = \frac{\Gamma^2 m_e^2 c^4}{E_{\gamma,peak}} = 2.5 \frac{\Gamma_2^2}{E_{\gamma,peak}(MeV)} \quad \text{GeV}$$
(2.24)

Nel regime di KN l'emissività degli elettroni decresce come k^2 e i fotoni emessi da IC seguono semplicemente l'indice di potenza della popolazione di elettroni (-(p-2))

Una possibile eventualità da prendere in considerazione è la situazione in cui $E_{\gamma,KN} < E_{\gamma,m,i}$. Tale eventualità si verifica nel momento in cui:

$$E_{\gamma,KN} < E_{\gamma,m,i} \tag{2.25}$$

In questo caso, abbiamo semplicemente lo spettro che per $E_{\gamma} > E_{\gamma,KN} \ge \nu F_{\nu} \propto \nu^{\frac{1}{2}-p}$ [8] La normalizzazione dello spettro ottenuto si ottiene come in precedenza ricordando che $L_{IC} = Y_e L_{syn}$

$$\int_{E_{\gamma,min,IC}}^{E_{\gamma,max,IC}} E_{\gamma,i} \frac{dN_{\gamma,i}(E_{\gamma,i})}{dE_{\gamma,i}} dE_{\gamma,i} = E_{iso} \frac{\eta_e \epsilon_e Y_e}{1+Y_e}$$
(2.26)

2.3 Radiazione di sincrotrone da protoni

Così come per gli elettroni, anche i protoni possono essere accelerati attraverso il meccanismo di Fermi e dunque possono a loro volta emettere radiazione elettromagnetica. Più in generale, all'interno della fireball essi possono perdere energia sia per emissione di sincrotrone sia per fotoproduzione di pioni ($\pi^o \pi^+$) a seguito dell'interazione con i fotoni di bassa energia. Anche in questo caso la firma del meccanismo di Fermi sarà la distribuzione della popolazione di protoni secondo una legge di potenza. Dato che i protoni sono cattivi emettitori rispetto ai leptoni, possiamo in prima approssimazione considerare solo il regime dinamico di *slow cooling* avendo dunque:

$$\frac{dN_p(E'_p)}{dE'_p} \propto \begin{cases} E'_p{}^p & \text{se } E'_{p,min} < E'_p < E'_{p,c} \\ E'_p{}^{-p-1} & \text{se } E'_{p,c} < E'_p \end{cases}$$

dove $E'_{p,m}$ è la minima energia con cui i protoni entrano nel ciclo di accelerazione e $E'_{p,c}$ è l'energia di taglio nello spettro relativa al cooling dei protoni. In analogia al caso precedente $E'_{p,m} = \gamma'_p m_p c^2 g(p)$ dove $g(p) = \frac{p-2}{p-1}$ mentre la cooling break energy può essere ottenuta come in precedenza esplicitando l'espressione per t'_{cool}

$$\frac{1}{t'_{cool}} = \frac{1}{t'_{syn}} + \frac{1}{t'_{\pi}}$$
(2.27)

dove t'_{π} rappresenta il cooling time per la fotoproduzione di pioni e dove abbiamo volontariamente tralasciato un termine $\frac{1}{t'_{IC}}$ relativo all'eventuale scattering Compton inverso da protoni. La sezione d'urto del processo p $\gamma \to \pi + x$ è infatti $\sigma_{p\gamma} \simeq 5 \times 10^{-28} cm^2$ (al picco corrispondente alla produzione della risonanza Δ) che confrontata con la sezione d'urto Compton per protoni (in approssimazione classica) $\sigma_{pT} \simeq (\frac{m_e}{m_p})^2 \sigma_{(e)T} \simeq$ $(\frac{m_e}{m_p})^2 6.625 \times 10^{-25} cm^2$ rende trascurabile ($\sigma_{p\gamma} \gg \sigma_{pT}$) questo processo per i protoni. Il tempo di raffreddamento t'_{π} viene calcolato in diversi lavori relativi alla determinazione del flusso di neutrini da GRB [12] [13]. Considerando lo spettro dei fotoni emessi per radiazione di sincrotrone nell'intorno del picco di emissione, è possibile ricavare che $\frac{1}{t'_{\pi}} \sim \frac{f_{\pi}}{t'_{dyn}}$ dove f_{π} rappresenta la frazione di energia dei protoni cha va in produzione di pioni e dunque:

$$\frac{1}{t'_{cool}} = \frac{1}{t'_{syn}} + \frac{1}{t'_{\pi}} = \frac{4}{3}\sigma_{pT}\beta'^2_p \frac{E'_p}{m_p c^2} \frac{cU\epsilon_B}{m_p c^2} + \frac{f_{\pi}}{\Gamma t_v}$$
(2.28)

dove è possibile esplicitare f_{π} [12]

$$f_{\pi}(E_p) = f_0 \begin{cases} \frac{1.34^{\alpha_2 - 1}}{\alpha_2 + 1} \left(\frac{E_p}{E_{pb}}\right)^{\alpha_2 - 1} & E_p < E_{pb} \\ \frac{1.34^{\alpha_1 - 1}}{\alpha_1 + 1} \left(\frac{E_p}{E_{pb}}\right)^{\alpha_1 - 1} & E_p > E_{pb} \end{cases}$$

 con

$$f_0 = \frac{0.9L_{iso,51}}{810\Gamma_2^4 t_{v,-2} E_{\gamma,peak}(MeV)} \frac{1}{\left(\frac{1}{\alpha_2 - 2} - \frac{1}{\alpha_1 - 1}\right)} \frac{\eta_e}{1 + Y_e}$$
(2.29)

con $\alpha_2 = \frac{p+2}{2}, \alpha_1 = \frac{p+1}{2}, E_{\gamma peak}$ è l'energia di picco nello spettro dei fotoni emessi per sincrotrone (espressa in MeV) e $E_{pb} = \frac{0.3\Gamma^2}{E_{\gamma,peak}(GeV)}$ GeV è l'energia di soglia dei protoni per produzione di pioni con fotoni di energia pari a $E_{\gamma,peak}$ che per parametri di un burst tipico è $E_{pb} \sim 1$ PeV. L'energia di *break* nello spettro dei protoni può essere calcolata confrontando il tempo scala dinamico ed il tempo di raffreddamento:

$$\frac{1}{t'_{cool}} = \frac{4}{3}\sigma_{pT}\beta'^{2}_{p}\left(\frac{E'_{p,c}}{m_{p}c^{2}}\right)\frac{cU\epsilon_{B}}{m_{p}c^{2}} + \frac{f_{\pi}}{\Gamma t_{v}} = \frac{f_{c}}{t'_{dyn}} = \frac{f_{c}}{\Gamma t_{v}}$$
(2.30)

da cui tenendo conto della (28), per $E < E_{pb}$

$$E'_{p,c} = \frac{f_c}{\Gamma t_v} \left(\frac{4}{3}\sigma_{pT}\beta'^2_p \frac{cU\epsilon_B}{m_p^2 c^4} + \frac{f_0}{E_{pb}\Gamma t_v} \frac{1.34^{\alpha_2 - 1}}{\alpha_2 + 1}\right)^{-1} =$$
(2.31)

$$= \frac{10^8 f_{c,2}}{\Gamma_2 t_{v,-2}} \left(0.16 \frac{L_{iso,51} \epsilon_B}{\Gamma_2^6 t_{v,-2}^2} + \frac{f_0}{E_{pb} (PeV) \Gamma_2 t_{v,-2}} \times \frac{1.34^{\alpha_2 - 1}}{\alpha_2 + 1} \right)^{-1} \quad \text{GeV} (2.32)$$

Lo spettro dei fotoni emessi per sincrotrone può essere così determinato a partire dallo spettro in energia della popolazione di protoni appena determinato:

$$E_{\gamma,ps}^2 \frac{dN_{\gamma,ps}(E_{\gamma,ps})}{dE_{\gamma,ps}} \propto \begin{cases} E_{\gamma,ps}^{\frac{3-p}{2}} & E_{\gamma,m,ps} < E_{\gamma,ps} < E_{\gamma,c,ps} \\ E_{\gamma,ps}^{\frac{2-p}{2}} & E_{\gamma,c,ps} > E_{\gamma,ps} \end{cases}$$

dove l'energia minima dei fotoni emessi (corrispondenti ai protoni con $\gamma_p = \gamma_{p,min}$) può essere ricavata come [41]:

$$\frac{E_{\gamma m, ps}}{E_{\gamma m, s}} = \left(\frac{E'_{p, m}}{E'_{e, m}}\right)^2 \left(\frac{m_e}{m_p}\right)^3 \tag{2.33}$$

Al fine di normalizzare lo spettro è opportuno come in precedenza introdurre un parametro Y_p che quantifichi l'importanza relativa della luminosità emessa a seguito di interazioni $p\gamma$ e quella da sincrotrone da protoni.

$$Y_p = \frac{L_{p,p\gamma}}{L_{p,syn}} = \frac{\sigma_{p\gamma}}{\sigma_{p,T}} Y_e$$
(2.34)

Dato che $\sigma_{p\gamma} \gg \sigma_{p,T}$, risulta evidente che Y_p è una grandezza generalmente molto maggiore di 1 e ciò implica che la maggior parte dell'energia dei protoni viene dissipata in interazioni tipo $p\gamma$. La normalizzazione dello spettro può essere a questo punto ottenuta come:

$$\int_{E_{\gamma,m,ps}}^{E_{\gamma,max,ps}} E_{\gamma,ps} \frac{dN_{\gamma,ps}(E_{\gamma,ps})}{dE_{\gamma,ps}} dE_{\gamma,ps} = E_{iso} \frac{\epsilon_p \eta_p}{1+Y_p}$$
(2.35)

dove $\eta_p = \left(\frac{E'_{p,c}}{E'_{p,m}}\right)^{2-p}$ mentre la massima energia emessa da questo processo è data da:

$$E_{\gamma,max,ps} = \Gamma \frac{3h}{4\pi} \left(\frac{E'_{p,max}}{m_p c^2}\right)^2 \frac{eB'c}{m_p c^2}$$
(2.36)

e dove $E'_{p,max}$ è definito confrontando il tempo scala dinamico e il tempo di raffreddamento:

$$E'_{p,max} = min \left[50 \left(\frac{B'_6 \Gamma_2^6 t_{v,-2}^2}{L_{iso,51} \epsilon_B (1+Y_p)} \right)^{\frac{1}{2}}; 1.4 \times 10^6 \Gamma_2 t_{v,-2} B'_6 \right] \quad \text{TeV}$$
(2.37)

2.4 Decadimento del π^0

Le interazioni $p\gamma$ all'interno della fireball portano alla produzione di particelle $\pi^0 \pi^+$ con probabilità $\frac{1}{3}$ e $\frac{2}{3}$ rispettivamente. Esiste la possibilità di avere produzione di fotoni gamma dai canali di decadimento del pione. Questa particella decade infatti rapidamente $(\tau \simeq 10^{-16} s)$:

$$\pi^0 \to \gamma\gamma \quad (98.8\%) \tag{2.38}$$

$$\pi^0 \to e^+ e^- + \gamma \quad (1.2\%)$$
 (2.39)

producendo radiazione di alta energia ¹. Poichè la sezione d'urto $\gamma\gamma$ è molto maggiore di quella per l'interazione p γ (sopra la soglia per la produzione di coppie), ci aspettiamo che $\gamma\gamma$ sia proprio la reazione predominante in questo intervallo di energie. Questa considerazione ci permette di stimare qualitativamente l'energia dei fotoni γ emessi dal decadimento del π^0 . Se infatti consideriamo un fotone di $E'_{\gamma} \sim 2m_e c^2 \sim 1$ MeV, questo

¹In maniera analoga anche π^+ e π^- decadono ($\tau \sim 10^{-8}$ s) emettendo neutrini e muoni i quali a loro volta decadono in un elettrone (o un positrone) e in un neutrino. Elettroni e positroni prodotti attraverso questi canali di decadimento possono a loro volta emettere via sincrotrone tuttavia nel mio lavoro questi contributi all'emissione complessiva verranno trascurati.

avrà, nel riferimento della sorgente centrale un energia $E_{\gamma} \sim \Gamma E_{\gamma}'$ che, per un burst tipico ($\Gamma = 400$) corrisponde a ~400 MeV. Con questo valore, l'energia di soglia del protone per produzione di pioni risulta essere $E_p \sim 120$ TeV. Dato che, tipicamente, il π^0 trasporta il 20% dell'energia del protone e i γ prodotti dal successivo decadimento si equipartiscono questa percentuale, concludiamo che l'energia tipica dei fotoni emessi da $\pi^0 \to \gamma \gamma$ è $E_{\gamma} \sim 10\% (E_p) \sim 12$ TeV. Utilizzando la funzione di distribuzione per i protoni espressa nel precedente paragrafo e assumendo che una frazione pari a $\frac{f_{\pi}}{3}$ dell'energia dei protoni vada in π^0 , ricaviamo lo spettro dei γ emessi.

$$E_{\gamma,\pi^0}^2 \frac{dN_{\gamma,\pi^0}(E_{\gamma,\pi^0})}{dE_{\gamma,\pi^0}} \propto \frac{1}{3} \frac{f_{\pi}(E_{\gamma\pi^0})}{2} \begin{cases} E_{\gamma,\pi^0}^{2-p} & E_{\gamma,\pi^0} < E_{\gamma,\pi^0,c} \\ E_{\gamma,\pi^0}^{1-p} & E_{\gamma,\pi^0} > E_{\gamma,\pi^0,c} \end{cases}$$

dove $E_{\gamma,\pi^0,c} = 0.1E_{p,c}$ e dove l'energia di taglio nello spettro contenuta nell'espressione per f_{π} è $E_{\gamma,\pi^0,b} = \frac{0.003\Gamma^2}{E_{\gamma,peack}(\text{GeV})}$ assumendo che il 10% dell'energia del protone vada in fotoni γ e dove $E_{\gamma,peack}$ è il picco dell'emissione nello spettro dei fotoni di bassa energia (dunque quelli emessi per sincrotrone così che $E_{\gamma,peack} = E_{\gamma,m}$ per il regime di *fast cooling* e $E_{\gamma,peack} = E_{\gamma,c}$ per lo *slow cooling* La normalizzazione avviene attraverso:

$$\int_{E_{\gamma,\pi^{0},min}}^{E_{\gamma,\pi^{0},max}} E_{\gamma,\pi^{0}} \frac{dN_{\gamma,\pi^{0}}(E_{\gamma,\pi^{0}})}{dE_{\gamma,\pi^{0}}} dE_{\gamma,\pi^{0}} = \frac{E_{iso}}{3} \frac{\epsilon_{p} \eta_{p} Y_{p}}{1+Y_{p}}$$
(2.40)
2.5 Profondità ottica

Gli spettri derivati nei precedenti paragrafi devono essere corretti a seguito di diversi effetti legati alla profondità ottica. Già all'interno della *fireball* fotoni gamma di energia elevata possono interagire con gamma di più bassa energia e produrre coppie e^+e^- . Se questo processo risulta efficiente il flusso osservato nel range del TeV potrebbe essere drasticamente ridotto. La profondità ottica, in generale, dipende dai parametri che descrivono la *fireball*. Per due fotoni (di alta energia γ_h e di bassa energia γ_l) la sezione d'urto $\gamma\gamma$ è data da [42]:

$$\sigma_{\gamma_h \gamma_l}(E'_{\gamma_h} E'_{\gamma_l} \theta) = \frac{3}{16} \sigma_T (1 - \beta^{2'}) \left[(3 - \beta^{4'}) ln \frac{1 + \beta'}{1 - \beta'} - 2\beta' (2 - \beta') \right]$$
(2.41)

con $\beta' = \left[1 - \frac{E'_{\gamma_l,th}}{E'_{\gamma_l}}\right]^{\frac{1}{2}}$ e $E'_{\gamma_l,th} = \frac{2(m_ec^2)^2}{E'_{\gamma_h}(1-\cos\theta)}$ è l'energia di soglia del processo e θ l'angolo tra le due direzioni di propagazione dei fotoni. Nel seguito del lavoro, non affronteremo una trattazione dettagliata della profondità ottica ma ci limiteremo a determinare l'energia di *cut off* oltre la quale è attesa una significativa diminuzione del flusso osservato. A tal fine è opportuno distinguere i diversi processi che possono contribuire alla profondità ottica nella fireball. Al suo interno, infatti, due sono i processi in atto che dominano nell'assorbimento di fotoni di alta energia: da un lato come già accennato, la produzione di coppie a seguito dell'interazione $\gamma_h \gamma_l (\tau_{\gamma\gamma})$ e dall'altro lo scattering Thomson tra fotoni e coppie (τ_p). La condizione necessaria per l'osservazione di fotoni di alta energia ($\tau_{\gamma\gamma} < 1, \tau_p < 1$) si traduce in vincoli al fattore di Lorentz della sorgente [43]:

$$\Gamma > 69(\epsilon_e^3 \epsilon_B)^{\frac{(p-2)}{8(p+1)}} \left(L_{iso,52}^{p+2} t_{\nu,-2}^{-2p} E_{\gamma,max}^{2p} \right)^{\frac{1}{8(p+1)}} \quad (\tau_{\gamma\gamma} < 1)$$
(2.42)

$$\Gamma > 170(\epsilon_e^3 \epsilon_B)^{\frac{(p-2)}{2(3p+4)}} \left(L_{iso,52}^{\frac{1}{2}} t_{v,-2} \right)^{\frac{p+2}{(3p+4)}} \quad (\tau_p < 1)$$
(2.43)

Dove $E_{\gamma,max}$ è l'energia massima dei fotoni osservati. Da queste due relazioni è possibile ricavare l'energia di *cut off* attesa che, riparametrizzando l'espressione da [8] è data da:

$$E_{cutoff} = 30(\epsilon_e^3 \epsilon_B)^{\frac{2-p}{2p}} L_{iso,51}^{-\frac{p+2}{2p}} \Gamma_2^{4\frac{p+1}{p}} t_{v,-2} \quad \text{MeV}$$
(2.44)

In aggiunta a questi processi interni alla *fireball*, andrebbe considerata l'ulteriore diminuzione del flusso per energie > 500GeV per la produzione di coppie da $\gamma_{GRB}\gamma_{CMB}$. Nel seguito del lavoro trascureremo questo contributo.

2.6 Spettri previsti dalla teoria

L'andamento dello spettro per i diversi processi descritti è stato ottenuto mediante l'utilizzo di un codice FORTRAN. Lo spettro finale osservabile a terra (trascurando gli effetti dovuti alla profondità ottica) può essere così ottenuto riscalando le quantità ottenute rispetto alla distanza della sorgente:

$$(\nu F_{\nu})_{oss} = \frac{1}{4\pi d_z^2 (1+z)} (\nu F_{\nu})_{source}$$
(2.45)

dove d_z è la distanza di luminosità del GRB [15]:

$$d_{z} = \frac{c}{H_{0}} \int_{0}^{z} \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_{\Lambda} + \Omega_{m}(1+z')^{3}}}$$
(2.46)

I principali parametri e le diverse variabili utilizzate nel programma sono riassunte nella tabella allegata. Tutte le unità di misura sono in cgs.

	PARAMETRI	
m_e	massa elettrone	$0.911 \times 10^{-27} {\rm g}$
m_p	massa protone	$1.67\times 10^{-24}~{\rm g}$
е	carica elettrone	$4.803\times 10^{-10}~{\rm esu}$
с	velocità della luce	$3\times 10^8 {\rm cm/s}$
σ_T	sezione d'urto Thomson	$6.625 \times 10^{-25} \ {\rm cm}^2$
$\sigma_{p\gamma}$	sezione d'urto p γ (picco)	$5\times 10^{-28}~{\rm cm}^2$
h	costante di Planck	$6.63\times 10^{-27}~{\rm erg}~{\rm s}$
р	indice di potenza popolazione di elettroni	2.5
H_0	costante di Hubble	72 km/s Mpc^{-1}
Ω_m	densità di materia (ρ_m/ρ_c)	0.27
Ω_{Λ}	densità di energia del vuoto $(\rho_\Lambda/\rho_c~)$	0.73
	VARIABILI	
\mathcal{L}_{iso}	luminosità del GRB	in erg/s
T_{90}	tempo di durata del GRB	in s
E_{iso}	Energia complessiva GRB	$= \mathbf{L}_{iso} \times T_{90}$ in erg
t_v	tempo di variabilità GRB	in s
Г	Boost Lorentz factor	adim.
$\epsilon_e \ \epsilon_B \ \epsilon_p$	parametri di equipartizione	adim.
\mathbf{Z}	redshift della sorgente	adim.



	GRB1	
$L_{iso} = 10^{52} \text{ erg/s}$	$T_{GRB}=10s$	$t_v = 0.01 s$
$\Gamma = 400$	$\epsilon_e = 0.4$	$\epsilon_B = 0.1$
Fireball	$\mathrm{B}{=0.74\times10^5~G}$	$E_{\gamma\gamma} = 15 \text{ GeV}$
e-Sincrotrone	$E_{\gamma,peak} = 96 \text{ keV}$	$E_{\gamma,max} = 76 \text{ GeV}$
\mathbf{SSC}	$E_{\gamma,peak} = 36 \text{ GeV}$	$E_{\gamma,KN} = 415 \text{ GeV}$
Hadronic	$E_{\gamma,max,ps} = 30 \text{ keV}$	$E_{\gamma,\pi_0,min} = 12 \text{ TeV}$

Il primo plot (GRB1) è stato ottenuto per una scelta dei parametri derivati dalla *fireball* "standard" così come ricavata dalla letteratura [8, 9, 10]. Si è infatti utilizzato il valore Γ =400 e parametri di equipartizione dell'energia ϵ_e =0.45, ϵ_B = 0.1 mentre la luminosità è di 10⁵² erg/s e la durata T₉₀² del burst è di 10s con variabilità tipica di 0.01s (N ~ 100). Questa scelta riproduce lo spettro caratteristico sperimentalmente osservato nell'emissione prompt dei GRB con un picco nell'emissione dovuto all'emissione di sincrotrone nell'intervallo di energie minori del MeV e il corrispondente flusso dell'ordine 10⁻⁷ erg cm⁻² s⁻¹. L'ordine delle energie di taglio dello spettro è E_{γ,c} <E_{ssa} <E_{γ,m}. Come

 $^{^{2}}$ La durata di un GRB è stata tradizionalmente definita in maniera operativa ai tempi del satellite BATSE in cui si indicava con T₉₀ il tempo necessario ad accumulare dal 5% al 95% del segnale.

appare chiaro la componente leptonica risulta essere la componente di emissione predominante mentre i processi adronici contribuiscono in maniera molto meno significativa al flusso complessivo (come nel caso del sincrotrone da protoni) o risultano importanti solo ad energie superiori alla decina di TeV (decadimento del π^0). Il picco dell'emissione di sincrotrone è raggiunto a circa 100 keV mentre ad energie più elevate il SSC diviene il processo dominante estendendo il suo intervallo di energie dalla decina di MeV fino al TeV. La produzione di coppie interna alla fireball a seguito delle interazioni $\gamma\gamma$, ha una energia di soglia di 15 GeV e dunque è atteso un *cut off* nello spettro in prossimità di questa energia. Le principali caratteristiche dello spettro ottenuto con questa scelta dei parametri è riassunto nella tabella allegata al grafico 1.



GRB2

$L_{iso} = 10^{52} \text{ erg/s}$	$T_{GRB}=10s$	$t_v = 0.01 s$
$\Gamma = 400$	$\epsilon_e = 0.05$	$\epsilon_B = 0.9$
Fireball	$\mathrm{B}{=}~2.2\times10^5~\mathrm{G}$	$E_{\gamma\gamma} = 25 \mathrm{GeV}$
e-Sincrotrone	$E_{\gamma,peak} = 288 \text{ keV}$	$E_{\gamma,max} = 193 \text{ GeV}$
\mathbf{SSC}	$E_{\gamma,peak} = 107 \text{ GeV}$	$E_{\gamma,KN} = 138 \text{ GeV}$
Hadronic	$E_{\gamma,max,ps} = 900 \text{ keV}$	$E_{\gamma,\pi_0,min} = 12 \text{ TeV}$

L'importanza relativa dei due processi di emissione di sincrotrone (da elettroni) e Inverse Compton è governata dal rapporto $\frac{\epsilon_e}{\epsilon_B}$. Una configurazione con il 90% dell'energia complessiva a disposizione assegnata al campo magnetico è mostrata nel plot GRB2. In questa situazione, l'emissione di sincrotrone è il processo dominante fino ad energie dell'ordine di 10 GeV mentre il SSC ha un flusso inferiore di un fattore 100 rispetto al caso precendente, fatto che, unito all'energia di soglia per la produzione di coppie (~ 20 GeV), rende di fatto l'emissione di sincrotrone l'unica componente leptonica effettivamente osservabile. Anche per questa scelta dei parametri i processi adronici risultano o poco rilevanti o importanti solo nel regime delle altissime energie.



	GRB3	
$\mathcal{L}_{iso} = 8x10^{52} \text{ erg/s}$	$T_{GRB}=10s$	$t_v = 0.01 s$
$\Gamma = 250$	$\epsilon_e = 0.007$	$\epsilon_B = 0.35$
Fireball	$\mathrm{B}{=16\times10^5~\mathrm{G}}$	$E_{\gamma\gamma} = 1 \mathrm{GeV}$
e-Sincrotrone	$E_{\gamma,peak} = 0.2 \text{ keV}$	$E_{\gamma,max} = 125 \text{ GeV}$
\mathbf{SSC}	$E_{\gamma,peak} = 7 \text{ keV}$	$E_{\gamma,KN} = 100 \text{ TeV}$
Hadronic	$E_{\gamma,max,ps} = 1.5 \text{ MeV}$	$E_{\gamma,\pi_0,min} = 7 \text{ TeV}$

Al fine di indagare qunado invece la componente adronica risulta significativa, è stata eseguita una simulazione con una diversa scelta dei parametri. Nel plot relativo a GRB3,

infatti, si è riprodotta una configurazione in cui i processi adronici assumono una importanza relativa maggiore rispetto al caso precedente. Risulta di fatto intuitivo che dato il maggior potere emissivo degli elettroni, le due componenti risulteranno confrontabili nel momento in cui $\frac{\epsilon_r}{\epsilon_p} \sim \frac{m_e}{m_p} \sim 10^{-3}$ [5]. Al fine di mantenere lo stesso ordine delle energie di taglio nello spettro si è però reso necessario aumentare l'energetica dell'evento di un fattore 8 e diminuire il fattore di Lorentz della *fireball*. Con queste condizioni è possibile notare come, anche se non dominanti, i processi adronici divengono (in termini di flusso) confrontabili con la componente di emissione leptonica; in particolare il flusso derivante dal decadimento del π^0 è paragonabile all'emissione di sincrotrone da elettroni. Rispetto a questi processi, il Compton Inverso e il sincrotrone da protoni hanno un'importanza limitata. È opportuno notare il fatto che una tale scelta dei parametri produce nell' intervallo delle basse energie, dove il sincrotrone da elettroni rimane comunque il processo dominante, un picco nel flusso osservato a ~0.2 keV. Risulta dunque più opportuno classificare un tale evento non come un lampo gamma ma come un XRF.

2.6.1 Il ruolo di Γ e del tempo di variabilità

Al fine di investigare la variazione del flusso anche in funzione del fattore di Lorentz della *fireball*, sono state eseguite tre simulazioni con valori di Γ di 400, 600 e 800 rispettivamente. Dato che si è verificata la predominanza nei processi d emissione della componente leptonica rispetto a quella adronica, i successivi grafici di questo paragrafo si riferiranno ai soli processi di emissione di sincrotrone da elettroni e del SSC.

Come è possibile vedere dal grafico 2.1, l'effetto di un aumento di Γ è quello di spostare verso le basse energie sia il picco di emissione del sincrotrone sia quello del Compton Inverso. Contemporaneamente le energie di soglia per la produzione di coppie vengono



Figura 2.1: Andamento dello spettro atteso al variare del fattore di Lorentz Γ della fireball. L'aumento del valore di Γ sposta verso le basse energie sia il picco di emissione del sincrotrone sia del Compton inverso.

spostate "verso l'alto" e valgono rispettivamente 15 GeV ($\Gamma = 400$), 150 GeV ($\Gamma = 600$), 750 GeV ($\Gamma = 800$). Vedremo nel prossimo paragrafo come questo effetto si tradurrà nella possibilità o meno dell'osservazione di fotoni ad alta energia dall'emissione prompt. Un comportamento analogo si ottiene andando a variare il tempo di variabilità caratteristico del GRB. Nelle simulazioni precedenti questo tempo è stato considerato fisso a $t_v=0.01$ s mentre l'effetto di diverse variabilità, rispettivamente 0.1s, 0.01s e 0.001s sul flusso osservato è mostrato in figura 2.2

Anche in questo caso, l'effetto complessivo che la variazione del tempo di variabilità ha



Figura 2.2: Andamento dello spettro atteso al variare del tempo di variabilità caratteristico del GRB. Per tempi di variabilità via via più brevi i picchi di emissione per entrambi i processi si spostano verso energie più alte, mentre un andamento inverso ha l'energia di soglia per la produzione di coppie.

sullo spettro osservato è uno shift delle energie di taglio dei vari processi. In particolare la diminuzione di t_v comporta uno spostamento verso le alte energie delle emissioni da sincrotrone e Compton inverso mentre la soglia per la produzione di coppie diminuisce (ricordiamo la relazione (2.42)) da 150 GeV (per $t_v=0.1$ s) a circa 1 GeV ($t_v=0.001$ s). Le considerazioni fino ad ora effettuate ci permettono di stabilire una serie di vincoli sui parametri fisici che caratterizzano la fireball nel momento in cui ricerchiamo sotto quali condizioni si rende possibile l'esistenza di una componente alto energetica (>MeV) nello spettro dei GRB.

2.7 L'osservazione di GRB con il telescopio MAGIC

Durante gli ultimi 15 anni l'astrofisica ha conosciuto l'apertura di una nuova finestra osservativa nel regime dei raggi gamma di altissima energia (> 100 GeV) grazie soprattutto allo sviluppo di tecniche note come IACT (Imaging Atmospheric Čherenkov Technique). Lo studio dei GRB attraverso l'utilizzo dei telescopi čherenkov e in particolare mediante lo strumento MAGIC riveste un ruolo particolarmente importante in quanto attraverso l'osservazione di fotoni emessi con energia compresa tra il GeV e il TeV si avrebbe la possibilità di capire in maniera univoca se esiste una componente di emissione dovuta a Compton Inverso (o eventualmente a processi di natura adronica) o se l'unico meccanismo di emissione coinvolto nei GRB è il sincrotrone. Tecnica IACT e telescopio MAGIC



Figura 2.3: Il telescopio čherenkov MAGIC.

verranno descreitti con maggior dettaglio nel prossimo capitolo, tuttavia è importante sottolineare come grazie alla energia di soglia relativamente bassa rispetto agli altri strumenti basati sulla stessa tecnica ($\sim 50 \text{ GeV}$) e alla capacità di rapido riposizionamento in cielo (30-40s), MAGIC rappresenta il miglior IACT esistente per lo studio dei GRB e in quest'ottica lo strumento fa parte della rete GCN (GRB Coordinates Network) ed è in grado di ricevere segnali di ALERT da satelliti quali SWIFT, HETEII o INTEGRAL. In figura 2.4 è mostrato lo spettro teorico atteso per un GRB "standard". Possiamo



Figura 2.4: Spettro di un GRB descritto da parametri "standard" a confronto con la sensibilità degli strumenti AGILE, GLAST e MAGIC (tempo di integrazione 60s). Sono mostrati anche gli intervalli di operatività di alcuni strumenti in astrofisica delle alte energie in particolare lo strumento BAT del satellite SWIFT.

osservare come la componente di emissione di alta energia rilevabile dagli strumenti gamma da satellite (GLAST e AGILE) e dal suolo (MAGIC) sia essenzialmente dovuta al processo del SSC e in particolare MAGIC unendo bassa energia di soglia e una elevata sensibilità (rispetto ad altri IACT) permetterebbe lo studio dello spettro nell'intervallo in cui è atteso il massimo dell'emissione. Questo tipo di osservazione è tuttavia preclusa dal fatto che l'energia di soglia per la produzione di coppie interna alla fireball vale 15 GeV per questa scelta dei parametri e dunque fuori dall'intervallo di osservabilità di MAGIC. Dagli andamenti dello spettro determinati nel precedente paragrafo è quindi chiaro come la possibilità di osservazione di GRB nella regione *non influenzata* dagli effetti di diminuzione del flusso legati alla profondità ottica interna alla fireball con il telescopio MAGIC si renda possibile solo per gli eventi che presentano fattori di Lorentz più elevati rispetto al valore standard. In particolare, vediamo che per $\Gamma = 500$ abbiamo $E_{\gamma\gamma} \simeq 50$ GeV e dunque solo i GRB con $\Gamma > 500$ saranno osservabili alle alte energie. Un esempio di questo tipo è mostrato in figura 2.5 in cui accanto alla scelta di parametri standard si è scelto $\Gamma = 600$.



Le condizioni di osservabilità del GRB da parte di MAGIC sono nettamente miglio-

Figura 2.5: Spettro di un GRB descritto da parametri di equipartizione "standard" ma con $\Gamma = 600$. L'energia di soglia per la produzione di coppie è di 150 GeV e dunque in questa situazione l'emissione di alta energia è potenzialmente osservabile dal telescopio MAGIC.

ri rispetto al caso precedente in quanto la soglia per produzione di coppie interne alla *fireball* è di 150 GeV dunque all'interno dell'intervallo di energie di operabilità dello strumento. Dai grafici mostrati risulta altresì chiara l'importanza di osservazioni combinate di burst ad alte energie tramite MAGIC e le missioni spaziali per astronomia gamma come AGILE e l'appena lanciato GLAST ³proprio per la determinazione dei parametri del GRB (ad esempio il fattore di Lorentz della fireball) attraverso l'analisi dettagliata dello spettro nella regione del *cutoff*.

 $^{^{3}}$ In quest'ottica GLAST è già integrato tra i vari satelliti capaci di fornire un segnale di allerte GRB per MAGIC.

Capitolo 3

La strumentazione per l'astronomia dei raggi gamma-La tecnica degli IACT ed il telescopio MAGIC

Lo studio dell'Universo a diverse lunghezze d'onda ha conosciuto negli ultimi anni un rapido sviluppo grazie anche all'apertura di una nuova finestra osservativa, quella dei raggi gamma di alta energia. La ricerca nella regione più energetica dello spettro elettromagnetico segue metodologie molto differenti da quelle utilizzate dalla normale astronomia ottica o in altre bande. La rivelazione di fotoni gamma può avvenire in maniera *diretta* ovvero tramite lo studio della radiazione primaria con strumentazione posta su satellite o in modo *indiretto* attraverso lo studio dei prodotti secondari negli sciami atmosferici prodotti dai fotoni gamma primari mediante strumentazione a terra.

3.1 La radiazione cosmica

Nonostante le indagini scientifiche sulla regione più energetica dello spettro abbiano conosciuto uno sviluppo sostanziale solo a partire dalla seconda metà dello scorso secolo, la consapevolezza dell'esistenza di una radiazione ionizzante di alta energia proveniente dallo spazio ha origini più antiche e passa attraverso la scoperta dei raggi cosmici. Ai primi del '900 esperimenti condotti da Rutherford con dei semplici elettroscopi a foglie misero in evidenza l'esistenza di una radiazione ionizzante diversa dalla radioattività ambientale. Successivamente tra il 1912 e il 1914 il fisico austriaco Victor Hess con esperimenti condotti a quote diverse con una mongolfiera stabilì la chiara origine extra terrestre della radiazione. Si inizia così a parlare di raggi cosmici(termine coniato la prima volta da Millikan), una scoperta che frutterà ad Hess il Nobel nel 1936. La maggior parte della radiazione cosmica è composta da particella cariche, in particolare protoni (86%), particelle α (11%), nuclei di elementi pesanti (1%), elettroni (2%) mentre solo lo 0.1% è composto da fotoni gamma di energia maggiore del MeV.

In figura è riportato lo spettro complessivo dei raggi cosmici estrapolato fuori dall'atmo-



Figura 3.1: Nell'immagine di sinistra il cosiddetto *All Particle Spectrum* dei raggi cosmici estrapolato fuori dell'atmosfera. Nel pannello di destra le abbondanze relative delle varie specie chimiche che compongono la radiazione cosmica.

sfera. Lo spettro copre ben 13 ordini di grandezza in energia con un tipico andamento a legge di potenza. Tale estensione se da un lato suggerisce la possibilità che i meccanismi di accelerazione delle particelle possono essere in generale molto diversi tra loro dall'altro, data l'assenza di particolari strutture nella forma stessa dello spettro, implica una qualche forma di universalità nell'origine della radiazione. Di fatto si osservano solo piccole deviazioni nella pendenza dello spettro in corrispondenza di due regioni note come "ginocchio" $(10^{14} - 10^{15} \text{eV})$ e "caviglia" $(10^{18} - 10^{19} \text{eV})$. Lo studio della composizione chimica dei raggi cosmici evidenzia una correlazione (a priori non del tutto scontata) con

l'abbondanza delle varie specie chimiche nel sistema solare così come si misurano dagli spettri della fotosfera solare. I due andamenti sono di fatto molto simili fatta eccezione per le abbondanze di gruppi ristretti di elementi (come ad esempio Li, Be, B) la cui presenza nei RC è attribuita a reazioni di spallazione. Dalla determinazione sperimentale di queste abbondanze nella radiazione cosmica e dalla loro interpretazione alla luce delle reazioni di spallazione è possibile concludere che la propagazione di queste particelle sia un fenomeno essenzialmente *locale* e limitata all'interno della Galassia. Questa conclusione è ulteriormente supportata dall'osservazione di una sostanziale isotropia nel flusso di raggi cosmici almeno fino ad energie di 10^{16} eV. Al contrario, le particelle con $E > 10^{17} eV$ sembrano avere un origine extragalattica poichè, a tali energie, il confinamento di particelle, che nella attuale visione avviene ad opera del campo magnetico galattico (ricordiamo che stiamo parlando di particelle elettricamente cariche), non è più efficiente. Lo studio dei raggi cosmici nella loro componente elettricamente carica non permette (almeno non in maniera semplice) di risalire alla possibile sorgente astrofisica responsabile dell'emissione poichè la deflessione subita dalle particelle cancella ogni indicazione sulla possibile direzione effettiva di provenienza. In quest'ottica la componente



Figura 3.2: La deviazione subita dalle particelle elettricamente cariche dei raggi cosmici ad opera dei campi magnetici galattici non permette di risalire alla posizione della sorgente astrofisica responsabile dell'emissione. I raggi gamma, al contrario, non risentono di questo effetto e mantengono intatta l'informazione sulla direzione della sorgente.

neutra della radiazione cosmica, composta da neutroni, nutrini e fotoni gamma assume un ruolo di particolare importanza poichè mantiene intatta l'informazione relativa alla direzione di provenienza e alla variabilità temporale della sorgente. I neutroni hanno un tempo di vita medio troppo breve per poter raggiungere la terra, i neutrini hanno scarsa sezione d'urto con la materia e dunque non facilmente rilevabili sperimentalmente così i fotoni γ anche se rappresentano solo lo 0.1% della radiazione cosmica sono l'unica componente neutra facilmente osservabile. La radiazione gamma non è direttamente rivelabile a terra poichè, come per altre lunghezze d'onda, l'atmosfera scherma i fotoni impedendone l'arrivo al suolo. Ciò implica che lo studio in questa regione dello spettro può essere condotto in maniera *diretta* solo al di fuori dell'atmosfera mediante l'utilizzo di strumentazione su satellite.

3.2 La rivelzione diretta

Con il termine di misure dirette indichiamo le tecniche di rivelazione che permettono di determinare i parametri caratteristici dei raggi gamma cosmici attraverso la detection del primario stesso. I fotoni interagiscono con la materia attraverso modalità diverse a seconda dell'energia posseduta. A basse energie l'interazione predominante è legata all'effetto fotoelettrico mentre lo scattering Compton diviene importante per energie tipiche dell'ordine del MeV [7]. Quando l'energia è sufficientemente elevata, un fotone può essere assorbito convertendo la sua energia nella massa di una coppia particella-antiparticella nel campo elettrico di un nucleo. La sezione d'urto di questo processo è pressochè costante nel limite $E \gg M_e c^2$ e vale:

$$\sigma_{PP} = \frac{28}{9} \frac{Z^2 \alpha^3 \hbar^2 c^2}{(m_e^2 c^2)^2} \left[ln \frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} - \frac{2}{7} \right]$$
(3.1)

dove Z è il numero atomico del materiale e α la costante di struttura fine. Attraverso questa relazione è possibile definire un cammino libero medio dei fotoni all'interno del materiale:

$$L_{PP} = \frac{1}{n\sigma_{PP}} = \frac{7}{9}X_0$$
 (3.2)

dove $X_0 = 4\alpha r_0^2 n Z^2 ln(183) Z^{-\frac{1}{3}}$ è la *lunghezza di radiazion*e caratteristica del materiale. Un fotone di energia elevata ha dunque una probabilità di conversione pari a $e^{-\frac{7x}{9X_0}}$ nell'attraversare un materiale di spessore x. Sono questi gli aspetti determinanti nella rivelazione della radiazione di alta energia. A differenza dei fotoni ottici, radio e X, infatti, la radiazione gamma, a causa delle elevate energie in gioco, non è focalizzabile



Figura 3.3: Schematizzazione delle diverse metodologie di rivelazione per la radiazione X (Specchi ad incidenza radente) e γ (tracking+calorimetria).

attraverso i classici sistemi ottici tipici dell'astronomia.

Un telescopio per raggi γ è uno strumento simile ai rivelatori di particelle utilizzati in fisica nucleare e subnucleare. A queste energie i fotoni interagiscono con la materia producendo coppie e^+e^- che vengono messe in evidenza dagli elementi attivi del telescopio. Concettualmente la rivelazione avviene tramite un sistema "tracking+calorimetria" ovvero una detection a due differenti livelli: un apparato tracciante per la determinazione della direzione, ed un calorimetro per la misura di energia. Le prime osservazioni gamma del cielo sono state eseguite a partire dagli anni 60 e nel 1971 la scoperta della prima sorgente discreta di raggi gamma, la Crab Pulsar, ha impresso una accelerazione nello sviluppo di nuova strumentazione spaziale per l'astrofisica delle alte energie¹. Dopo il satellite americano SAS-2 (1972) e l'europeo COS-B (1975) il più importante telescopio gamma fino ad oggi lanciato è stato lo strumento EGRET a bordo del satellite COMPTON-GRO (Compton Gamma Ray Observatory) lanciato nel 1991 e operativo fino al 2000. L'obbiettivo di EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) era quello di mappare l'intera volta del cielo in un range di energia compreso tra 20 MeV e 30 GeV e indagare le sorgenti astrofisiche di raggi gamma di alta energia. Lo strumento consisteva in un telescopio per raggi gamma formato da una camera a scintilla multilivello triggerata da un sistema di scintillatori in coincidenza a cui era accoppiato un

¹I primi strumenti per la gamma astrofisica erano esperimenti condotti su palloni.

	EGRET	AGILE	GLAST
Massa	1830 Kg	80 Kg	4000 Kg
Range energia	30 MeV - 30 GeV	$30 \mathrm{MeV}\text{-}50 \mathrm{GeV}$	20 MeV-300 GeV
Campo di vista	$\sim 0.5 \ { m sr}$	$\sim 3 \ { m sr}$	$\sim 2.4 \text{ sr}$
Tempo morto	$\geq 100 \mathrm{ms}$	$\leq 200 \mu \ s$	$\leq 100 \mu s$
sensibilitá per	8×10^{-9}	$6 \times 10^{-9} (a \ 0.1 \text{GeV})$	
sorgenti puntiformi	1×10^{-10}	4×10^{-11} (a 1GeV)	2×10^{-9} (a 0.1GeV)
$(in \ cm^{-2}s^{-1}MeV^{-1})$	1×10^{-11}	3×10^{-12} (a 10 GeV)	
Risoluzione spaziale	$1.5^{0}@1 { m GeV}$	$0.7^{0}@1 { m GeV}$	0.2^{0} 0.2 GeV

Tabella 3.1: La tabella riassume le principali caratteristiche di tre strumenti di due diverse "generazioni" per astronomia gamma.

calorimetro ad assorbimento totale a NaI(Tl). La parte tracciante era composta da 28 camere a scintilla (gas nobile + idrocarburi) intervallate da 27 strati di tantalio (strati di *producer*) in cui un γ ha una probabilitá del 33% – 35% (a 200 MeV) di interagire a formare una coppia $e^+ - e^-$ di alta energia che viene poi tracciata nei succesivi "strati"; ognuno di questi corrisponde a circa ~ $0.02X_0$.

La determinazione della traiettoria delle particelle può in generale avvenire in modi diversi: camere a scintilla (come nel caso di EGRET) ma anche camere a emulsione o camere a fili. Per la nuova generazione di gamma detector, tuttavia, la tecnologia dei moduli traccianti è quella dei rivelatori a semiconduttore. Strumenti come l'italiano AGI-LE (Astrorivelatore Gamma a Immagini LEggero) e l'appena lanciato GLAST (Gamma Large Area Space Telescope) pur essendo strumenti che mantengono la logica di rivelazione in due stadi, di tracciamento e calorimetria, rappresentano una notevole evoluzione rispetto ai precedenti detector. L'uso dei rivelatori a semiconduttore permette da un lato di migliorare di un ordine di grandezza la risoluzione spaziale dello strumento e al tempo stesso di ampliare il campo di vista. Le principali caratteristiche delle due "generazioni" di strumenti gamma sono brevemente riassunte nella tabella allegata.

3.3 Rivelazione indiretta

Le misure indirette presentano il vantaggio di poter essere eseguite a terra disponendo in questo modo di ampie superfici di rivelazione e lunghi tempi di osservazione (cosa particolarmente importante per le misure nel regime delle altissime energie dove i flussi della radiazione cosmica sono molto bassi-1 ptc/Km² all'anno) nonchè di presentare rispetto alla strumentazione posta su satellite costi economici e di manutenzione decisamente inferiori. Gli svantaggi derivano dal fatto che detector costruiti per sfruttare questo tipo di misure possono fornire indicazione solo dei parametri legati alla dinamica degli sciami atmosferici generati dalle interazioni dei raggi cosmici in atmosfera e non i parametri della particella o fotone primario. Quest'ultimi possono essere ottenuti attraverso un processo di *ricostruzione* dell'evento che passa attraverso modellizzazioni montecarlo dell'atmosfera.

	Rivelazione diretta	Rivelazione indiretta
Tipologia Detection del primario		Detection secondari
	(calibrazione diretta)	(model dependent)
$\Delta {f Energia}$	$< 100 { m ~GeV}$	$> 100 {\rm GeV}$
Duty Cycle	100%	$\sim 20\%$
Area effettiva	$\sim m^2$	$\sim 10^{4 \div 5} m^2$
FOV	$\sim 1 \ Sr$	$\sim 0.01 \ Sr$
	Alti costi	Spesa contenuta



Figura 3.4: Immagine pittorica del satellite GLAST (lanciato il 16/8/2008) esempio di strumento per la misura diretta della radiazione gamma e del telescopio MAGIC per la rivelazione indiretta.

3.3.1 Intarazione dei raggi cosmici in atmosfera-EAS

La radiazione cosmica non è rivelabile in maniera diretta dal suolo poichè le particelle e i fotoni che la compongono interagiscono con i nuclei dell'atmosfera dando origine ad una cascata di particelle secondarie che si sviluppano fino a terra EAS (Extensive Air Shower). A seconda che ad interagire sia una particella adronica o un fotone gamma, la dinamica e lo sviluppo dello sciame risulterà diverso. Queste differenze trovano giustificazione nella natura delle diverse interazioni all'opera nei due casi. Le interazioni adroni-nucleo sono processi *adronici* al contrario delle interazioni fotoni-materia che sono di natura *elettromagnetica*. Il risultato è una diversa "forma" dello sciame prodotto, più collimato e "stretto" nel caso di un EAS elettromagnetico più irregolare e con una shape più larga per sciami adronici a causa dei momenti trasversali che vengono conservati nelle interazioni forti 2



Figura 3.5: Confronto tra sciami di particelle prodotti in atmosfera da fotoni e protoni. Lo sviluppo e la dinamica degli EAS nei due casi è diverso e su queste differenze si basa la possibilità di distinguere gli sciami adronici da quelli elettromagnetici.

• Gli sciami elettromagnetici si originano a seguito della produzione di una coppia $e^+e^-(\lambda = 40 \text{g/cm}^2)$ nel campo elettrico di un nucleo dell'atmosfera ³. Elettroni e

²Si dimostra che gli impulsi trasversali che vengono conservati nelle interazioni adroniche hanno una funzione di distribuzione del tipo $F(p_t) \propto e^{-\frac{p_t}{p_0}}$ dove $p_0 = 300$ MeV/c

³Ricordiamo che lo spessore dell'atmosfera vale $\sim 1030 \text{g/cm}^2$

positroni prodotti perdono energia per radiazione di frenamento (Bremsstrahlung- $\lambda = 40 \text{g/cm}^2$) emettendo dunque fotoni che a loro volta possono dare nuovamente produzione di coppie. Gli sciami si esauriscono quando l'energia media delle particelle scende al di sotto di un valore critico E_c caratteristico dell'atmosfera. Trattaremo più in dettaglio questo aspetto nel prossimo paragrafo.

I principali prodotti delle interazioni tra protoni cosmici e nuclei atmosferici sono i pioni (π⁰,π[±]). Quelli elettricamente carichi decadono producendo muoni e neutrini π[±] → μ[±] + ν_μ(ν_μ) (muoni e neutrini possono anche essere prodotti dal decadimento del Kaone K[±] → μ[±] + ν_μ(ν_μ)) mentre i π⁰ decadono rapidamente in due fotoni gamma che a loro volta possono dare origine ad uno sciame elettromagnetico.

3.3.2 Il modello di Heitler

La dinamica e lo sviluppo di uno sciame esteso di particelle non può essere determinato rigorosamente in maniera analitica ma solo attraverso simulazioni numeriche al calcolatore. È tuttavia possibile esaminare un modello semplificato noto come modello di Heitler (1941)[14, 17]. Supponiamo di avere un fotone di energia iniziale E_0 che interagisce con i nuclei dell'atmosfera dando luogo alla produzione di una coppia e^+e^- . Elettroni e positroni così prodotti perdono energia per radiazione di frenamento emettendo a loro volta fotoni di alta energia. La perdita di energia per Bremsstrahlung è data da:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{X_0} \to \Delta E(x) = E_0 \left[1 - exp\left(\frac{x}{X_0}\right) \right]$$
(3.3)

dove X_0 è la lunghezza di radiazione. Un valore tipico di X_0 in atmosfera è $X_0=36.66$ g/cm² che in condizioni STP (Standard Temperature Pressure) vale circa 300 m. Semplifichiamo il problema facendo l'ipotesi che per ogni lunghezza di interazione avvenga una interazione(produzione di coppie o bremsstrahlung) in cui i prodotti si equipartiscono l'energia a disposizione. Il processo di cascata "elettrofotonica" procede finchè non diviene rilevante la perdita di energia per ionizzazione. Possiamo così fissare una scala di energia E_c per cui:

• $E > E_c$ $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{brem} > \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion}$ La perdita di energia per frenamento è prevalente rispetto alla ionizzazione e la cascata può ancora autoalimentarsi.

• $E < E_c$ La perdita di energia per ionizzazione diventa importante e la cascata si ferma

Nel caso in ogni interazione vengano prodotte due particelle il numero complessivo di particelle al passo n-esimo è dato da $N_n = 2^n$. Finchè $\frac{E_0}{2^n} > E_c$ il processo continua e dunque il numero massimo di particelle prodotte sarà dato da $N_{max} = \frac{E_0}{E_c} = 2^{n_{max}}$ da cui è possibile ricavare il numero massimo di "passi" percorsi:

$$n_{max} = \frac{Log\left(\frac{E_0}{E_c}\right)}{Log2} = \frac{10}{3}Log\left(\frac{E_0}{E_c}\right)$$
(3.4)

L'energia critica E_c in atmosfera vale $E_c \simeq 80$ MeV ⁴.

Dalla relazione (3.4) è possibile concludere che uno sciame raggiunge il suo massimo



Figura 3.6: Schematizazione del modello di Heitler per sciami atmosferici. Per ogni X_0 cè una interazione in cui i prodotti della reazione si equipartiscono l'energia a disposizione. Nell'immagine di destra il numero delle particelle prodotte in funzione della quota e dell'energia del primario. È mostrato anche il parametro di età s dello sciame da cui si nota che il massimo numero di particelle si ha in corrispondenza di s=1. Sopra ogni curva è indicato il rapporto E_0/E_c .

(in termini di numero di particelle che lo compongono) dopo aver percorso uno spessore di $X_0 n_{max}$. Il "toy model" così sviluppato tiene conto solo delle dimensioni longitudinali dello sciame e non della sua estensione radiale poichè, dato che l'angolo per la produzione di coppie è $\theta_{pair} = \frac{m_e}{E_{\gamma}}$ mentre quello per la bremsstrhalung $\theta_{brem} = \frac{m_e}{E_e}$

⁴L'energia critica può essere determinata analiticamente confrontando la perdita di energia per ionizzazione che è un valore sostanzialmente costante e vale circa 2 MeV/g cm⁻² con la perdita di energia per frenamento che è pari a E/X_0 . Da cui $\frac{E_c}{X_0} = \text{cost.}$

possiamo in prima approssimazione considerare prevalente lo sviluppo longitudinale dello sciame trascurando il contributo dello scattering multiplo coulombiano che allarga il fascio senza comportare perdite di energia ⁵. La teoria completa che descrive gli EAS, generalizzazione del modello di Heitler, è stata elaborata nel 1941 da Rossi e Greisen. Lo sviluppo laterale delle particelle cariche dello sciame alla profondità x, su un piano normale alla direzione originaria della particella primaria, è descritto da una distribuzione (di Rossi.Greisen) che analiticamente può essere scritta come:

$$\rho(t,r) = \frac{N_e(t)}{r_1^2} f(\frac{r}{r_1})$$
(3.5)

dove t=x/x₀, N_e(t) è il numero di particelle presenti nello sciame alla quota t ed r_1 è un parametro caratteristico del mezzo materiale detto raggio di moliere che nel caso dell'aria vale $\approx 9.3 \text{ g/cm}^2$ ovvero 78 m al livello del mare e descrive l'allargamento laterale tipico dello sciame. Definendo $f(X) = f(\frac{r}{r_1})$ è possibile parametrizzare tale funzione nel modo seguente (parametrizzazione di Nishina-Kamata-Greisen):

$$Xf(X) \propto X^{s-1}(1-X)^{3-4s}$$
 (3.6)

dove s è un parametro noto come *parametro di età* che descrive quantitativamente il grado di sviluppo dello sciame (s=1 quando lo sciame raggiunge la sua massima estensione, s < 1 nella fase di crescita dello sciame e s > 1 nella fase di decrescita ⁶. Sullo studio della distribuzione laterale degli sciami si basa la tecnica degli EAS-ARRAY in cui attraverso rivelatori posti su superfici molto estese ($\sim 10^5 \text{ m}^2$) si ricavano le informazioni sui raggi cosmici primari.

3.3.3Luce Cherenkov

Le particelle di uno sciame esteso atmosferico possono avere sufficiente energia per produrre radiazione Cherenkov. Questo effetto consiste nella polarizzazione indotta da una particella elettricamente carica sul mezzo attraversato. Se la particella è in regime non relativistico, la polarizzazione "segue" la particella, il processo è adiabatico e l'energia della particella si conserva. Nel caso invece questa sia in regime relativistico, gli atomi

⁵Questo contributo è rilevante a basse energie poiche $\frac{d\theta^2}{dx} \propto E(x)^{-1}$ ⁶La parametrizzazione NKG risulta valida solo nell'intervallo 1 < s < 1.4 ovvero per sciami che hanno appena superato la loro fase di massima estensione.

del mezzo, acquistano un momento di dipolo elettrico che scompare dopo il passaggio della particella diventando in questo modo sorgenti impulsive di onde elettromagnetiche [19]. L'effetto consiste dunque nell'emissione di radiazione (visibile) da parte del mezzo



Figura 3.7: Schematizzazione della dinamica di emissione di radiazione per effetto Cherenkov.

lungo la traiettoria della particella. Perchè possa avvenire la velocità della particella deve essere maggiore della velocità della luce nel mezzo, ovvero $\beta > \beta_{min} = \frac{1}{n} \rightarrow v > \frac{c}{n}$ che possiamo anche tradurre in una condizione tra impulso e massa della particella:

$$p = m\beta\gamma = m\beta(1-\beta^2)^{-1/2} = m\left(\frac{1}{\beta^2} - 1\right)^{-1/2}$$
(3.7)

Ricordando quindi la condizione di minima velocità per emissione di radiazione Cherenkov ($\beta = \frac{1}{n}$), possiamo scrivere:

$$p > m(n^2 - 1)^{-1/2} \tag{3.8}$$

da cui è evidente che maggiore è la massa della particella, maggiore è l'impulso minimo necessario per l'emissione di luce Cherenkov. In prima approssimazione possiamo ipotizzare come unica componente in grado di produrre radiazione attraverso questo meccanismo la componente *soft* degli EAS ovvero elettroni, positroni e muoni. La condizione di minimo β si traduce ovviamente in una condizione di minima energia per particelle di massa a riposo m₀

$$E_{e,min} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta_{min}^2}} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - n^{-2}}}$$
(3.9)

ovvero ~ 20 MeV per gli elettroni e ~ 4 GeV per i muoni (prendendo come indice di rifrazione per l'atmosfera n=1.0003). La luce Cherenkov è emessa all'interno di un cono il cui angolo di apertura soddisfa la condizione $\cos\theta = \frac{1}{n\beta}$ mentre il numero di fotoni emessi per unità di frequenza e di percorso può essere definito da:

$$\frac{dN}{d\nu dx} = 2\pi\alpha Z^2 \left[1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right]$$
(3.10)

dove Z è la carica della particella, α è la costante di struttura fine e ricordiamo che dalla formula di Cauchy $n = n(\nu)$.

Per una trattazione della eventuale emissione Cherenkov in atmosfera da parte delle particelle degli EAS, occorre tenere in considerazione le variazioni delle caratteristiche dell'atmosfera al variare della quota. In particolare, è possibile riprodurre il profilo della densità dell'aria con l'altitudine con un andamento di tipo esponenziale (approssimazione di atmosfera isoterma) :

$$\rho = \rho_0 e^{-h/h_0} \tag{3.11}$$

dove h_0 è una altitudine di scala e vale ~ 7 km. L'indice di rifrazione, di conseguenza varia secondo una legge analoga che può dunque essere esplicitata come:

$$n = 1 + \eta_h = 1 + \eta_0 e^{-h/h_0} \tag{3.12}$$

da cui ricaviamo l'energia di soglia per emissione di luce Cherenkov al variare della quota. Per gli elettroni:

$$E_{e,min}(h) = \frac{m_e}{\sqrt{2\eta_0 e^{-h/h_0}}}$$
(3.13)

e vale circa 40 MeV a 10 km di quota (ricordiamo che in condizioni STP questo valore era di 20 MeV). Il calcolo effettivo del flusso della radiazione Cherenkov generata dagli EAS deve necessariamente tenere in conto dei diversi fenomeni di scattering e assorbimento in atmosfera. In particolare possiamo ricordare lo **Scattering Rayligth** che ha una sezione d'urto inversamente proporzionale alla quarta potenza della lunghezza d'onda della radiazione incidente (~ λ^{-4}) e che dunque influenzerà la radizione Cherenkov nella regione energetica degli UV. Lo **Scattering Mie** dovuto alla presenza in atmosfera di aerosol e polveri del diametro < $10^{-3}\mu$ m. L'assorbimento è invece dovuto principalmente



Figura 3.8: Differenze nello spettro della radiazione Cherenkov emessa in atmosfera alla quota di 10 Km e rilevata da un osservatore posto a 2000 metri di altitudine.

allo strato di ozono e all'interazione con le molecole di H_2O e CO_2 . La differenza tra lo spettro emesso a 10 km di altezza e quello effettivamente rivelato a 2 km di altitudine (Es: altitudine di MAGIC) è riportato in figura (3.8). Si nota la presenza di un *cut-off* nel flusso nella regione degli UV e un picco di emissione, che dunque rappresenta la migliore "finestra osservativa" per la radiazione Cherenkov prodotta in atmosfera tra i 300 nm e i 400 nm.

3.4 La Tecnica degli IACT

La tecnica degli IACT (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope) ha come obiettivo lo studio della radiazione gamma primaria attraverso l'analisi della radiazione Cherenkov prodotta dalle particelle ultrarelativistiche degli sciami estesi atmosferici. Dato che esistono mediamente 10⁴ EAS adronici ogni EAS elettromagnetico risulta evidente l'efficacia di una tecnica basata sull'*imaging* nella selezione degli eventi. Come è possibile notare già dal modello di Heitler, lo sviluppo longitudinale di uno sciame atmosferico passa, in termini di numero di particelle, attraverso una fase di crescita, il raggiungimento di un " massimo" e una successiva fase di decrescita esponenziale. L'eventuale emissione Čherenkov che accompagna l'evoluzione dell'EAS verrà quindi emessa in corrispondenza di ognuna di queste situazioni a quote diverse da parte di particelle con



Figura 3.9: Schema di funzionamento della tecnica degli IACT. La luce Cherenkov viene prodotta in ogni punto dello sciame, durante la sua fase di crescita (zona in blu scuro), nel massimo e nella fase di decrescita (zona turchese) con angoli di emissione via via crescenti al diminuire dell'energia delle particelle. La luce raggiunge lo specchio primario del telescopio e viene focalizzata formando una immagine dalla caratteristica forma ellissoidale (per uno sciame elettromagnetico) che può essere parametrizzata al fine di risalire alle informazioni relative al gamma primario.

energia via via minore. Come conseguenza l'angolo di emissione dei fotoni tenderà ad aumentare e avremo dunque:

$$\cos\theta(h) \simeq 1 - \eta_0 e^{-h/h_0} \tag{3.14}$$

In questo modo, i fotoni Čherenkov raggiungeranno lo specchio principale con un angolo β rispetto all'asse ottico dello strumento e verranno focalizzati a distanza ρ dal centro della camera (figura 3.10) e dunque avremo $\rho = ftan\beta$. L'immagine dello sciame sul piano focale ha una forma tipicamente ellittica il cui asse maggiore, nel caso che il telescopio stia puntando la sorgente risulterà diretto verso il centro della camera. Attraverso la tecnica degli IACT è possibile risalire alle caratteristiche del fotone primario (come energia e direzione di provenienza) analizzando la forma geometrica di questa ellisse. L'immagine dello sciame così ottenuta, infatti, può essere quantitativamente descritta attraverso



Figura 3.10: Lo specchio di un telescopio Čherenkov focalizza i fotoni a diverse distanze ρ dal centro della camera a seconda dell'angolo β . L'immagine risultante è un ellisse.

l'uso di una serie di parametri introdotti per la prima volta nel 1985 da A.M.Hillas e noti dunque come *parametri di Hillas* [20]. La descrizione di questi parametri è fornita nella tabella allegata a pagina seguente. In aggiunta è possibile definire tutta una serie di grandezze che descrivono l'immagine ottenuta e risultano di particolare utilità nella tecnica di analisi dati degli IACT. È infatti possibile basare la distinzione di uno sciame elettromagnetico da uno adronico dalla forma stessa dell'ellisse. Come espresso nel paragrafo 3.3.1, infatti, un EAS adronico è caratterizzato da un maggiore dispersione laterale delle particelle e come conseguenza l'immagine dell'emissione Čherenkov registrata da un IACT tenderà ad assumere una forma più irregolare rispetto all'immagine prodotta da uno sciame generato da un fotone gamma. Torneremo sulla distinzione gamma/adroni con maggior dettaglio nel capitolo successivo.



Figura 3.11: Principali parametri di Hillas. Il punto (x_0, y_0) rappresenta le cordinate del centro della camera dello strumento nel riferimento generico xy. La separazione γ adroni si basa sulla differente geometria dell'immagine.

Lenght	Asse maggiore dell'ellisse
\mathbf{Width}	Asse minore dell'ellisse
\mathbf{Dist}	Distanza tra il CoG dell'immagine e la posizione della sorgente.
Alpha	Angolo tra il CoG e il centro della camera
Size	Numero di fotoelettroni dell'immagine
MeanX	Coordianata x del centro dell'ellisse
MeanY	Coordinata y del centro dell'ellisse
Delta	Angolo formato tra l'asse maggiore dell'ellisse e l'asse x

PARAMETRI DI HILLAS

PARAMETRI NON HILLAS

Conc Rapporto tra la somma dei due pixel a più alto conteggio e la s	
Leakage	Frazione dei fotoni che cadono nei pixel esterni della camera
N. of Island	Numero di "isole" dell'immagine dello sciame
Size of main island	dimensione dell'isola princiaple dell'immagine.

3.4.1 Background e significatività di un segnale

L'osservazione di un segnale da parte di un IACT si fonda sulla capacità del sistema telescopio+PMT di distinguere il segnale dal livello di background (NSB-*Night Sky Background*). In maniera estremamente semplice è possibile esprimere il segnale misurato come direttamente proporzionale alla densità di fotoni Čherenkov (ρ_{γ}), la superficie dello specchio principale (A) e la QE (ϵ) dei fotomoltiplicatori, in formule [21]:

$$S = \rho_{\gamma} A \epsilon \tag{3.15}$$

mentre il livello del fondo può essere quantificato come:

$$N = \Phi_t \Omega A \epsilon \tau \tag{3.16}$$

dove Φ_t è il flusso dei fotoni di *background* Ω è l'angolo solido osservato dal singolo PMT e τ il tempo di integrazione. Abbiamo così, ricordando che la densità di fotoni Čherenkov è direttamente proporzionale all'energia del primario (come può essere desunto anche dal semplice toy model di Heitler):

$$\frac{S}{\sqrt{N}} = \rho_{\gamma} \sqrt{\frac{A\epsilon}{\Phi_t \Omega \tau}} \propto E \sqrt{\frac{A\epsilon}{\Phi_t \Omega \tau}}$$
(3.17)

da cui è possibile definire una energia di soglia per l'sservazione di un segnale con una determinata significatività S/\sqrt{N} come:

$$E_{th} \propto \sqrt{\frac{\Phi_t \Omega \tau}{A\epsilon}} \tag{3.18}$$

È dunque chiaro come l'energia di soglia dello strumento sia in rapporto di proporzionalità inversa con la superficie dello specchio del telescopio e l'efficienza quantica dei fotomoltiplicatori. È da notare che il calcolo della significatività di un segnale è strettamente legato alla statistica che descrive gli eventi di fondo poichè tale quantità è strettamente legata alla probabilità di avere una fluttuazione del *background* di ampiezza pari al segnale stesso [24]. Supponiamo di compiere l'osservazione di una sorgente per un tempo t_{on} raccogliendo N_{on} conteggi per pixel. La stima del livello di background può essere analogamente eseguita compiendo un osservazione di una zona priva di sorgenti per un tempo t_{off} collezionando N_{off} conteggi di fondo. Sia $\alpha = t_{on}/t_{off}$, avremo dunque che il numero di conteggi di *background* contenuto in N_{on} sarà dato da $N_B = \alpha N_{off}$. Conseguentemente il numero di conteggi dovuti esclusivamente alla sorgente può essere determinato come:

$$N_s = N_{on} - N_B = N_{on} - \alpha N_{off} \tag{3.19}$$

Dato che i dati ON e OFF sono set di misure indipendenti tra loro, è possibile determinare la deviazione standard sui conteggi dovuti alla sorgente come:

$$\sigma^2(N_s) = \sigma^2(N_{on}) + \sigma^2(\alpha N_{off}) = \sigma^2(N_{on}) + \alpha^2 \sigma^2(N_{off})$$
(3.20)

e dunque assumendo una distribuzione poissoniana per i conteggi abbiamo che $\sigma(N_s) = \sqrt{N_{on} + \alpha^2 N_{off}}$. La significatività di una misura viene definita come il rapporto tra l'ampiezza del segnale dovuto alla sorgente e la sua deviazione standard. Abbiamo dunque:

$$S = \frac{N_s}{\sigma(N_s)} = \frac{N_{on} - \alpha N_{off}}{\sqrt{N_{on} + \alpha^2 N_{off}}}$$
(3.21)

Il numero di fotoni della sorgente può essere analiticamente calcolata:

$$N_s = \int_0^\infty dE\phi(E)A_{eff}(E)t_{on} \tag{3.22}$$

dove $\phi(E)$ è il flusso della sorgente (in termini di ph cm⁻² keV⁻¹ s⁻¹) e A_{eff} è l'area effiacace dello strumento.

3.5 Il telescopio MAGIC

Attualmente quattro grandi IACT sono operativi nel mondo. VERITAS (*Very Energetic Radiation Imaging Telescope Arrays System*) negli USA, HESS (*High Energy Stereoscopic System*) istallato in Namibia, CANGOROOIII (*Collaboration of Australia and Nippon for a GAmma Ray Observatory in the Outback*) in Australia, tutti composti da un array di quattro riflettori del diametro di 10m. Il telescopio MAGIC (Major Atmospheric Gamma ray Imaging Cherenkov) è il più grande IACT attulamente all'opera nell'astrofisica delle altissime energie. Lo strumento è situato sull'isola di La Palma (Arcipelago delle Canarie) presso la vetta del Roque des Los Muchachos a 2200 m sul livello del mare, un luogo, per la qualità del cielo già ampiamente "sfruttato" dall'astrofisica che vede la presenza di numersosi osservatori astronomici europei tanto da essere considerato oggi un vero e proprio Osservatorio Europeo nell'emisfero nord. Completato alla fine del 2004



Figura 3.12: Visione d'insieme del telescopio MAGIC e dello strumento gemello in costruzione MAGIC II (inaugurazione prevista per settembre 2008) presso il Roque des Los Muchachos. Sullo sfondo la cupola del GTC che con 11m di diametro è uno dei maggiori telescopi del mondo.

MAGIC è il frutto di una collaborazione che coinvolge numerosi Istituti ed Università

europee e per l'Italia l'INAF (Istituto Nazionale di Astrofisica) e l'INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) nelle sezioni di Padova, Siena e Trieste A differenza degli altri IACT sopra elencati MAGIC è un sistema a telescopio singolo con un diametro dello specchio di 17m anche se nel settembre 2008 verrà inaugurato uno strumento gemello (MAGIC II) con importanti novità tecniche che consentirà il passaggio ad un sistema di imaging stereoscopico come nel caso delle altre collaborazioni. La scelta dello specchio singolo è infatti legata ad una diversa filosofia nell'osservazione: La ricostruzione stereoscopica fornisce infatti una maggiore risoluzione angolare, un miglioramento della soglia di sensibilità del sistema e un aumento della risoluzione in energia che è possibile raggiungere. Un sistema a specchio singolo (di grandi dimensioni come nel caso di MA-GIC) può invece ridurre l'energia di soglia a livello di *trigger* aumentando la superficie di raccolta dei fotoni Čherenkov permettendo l'analisi nel regime delle basse energie (<100 GeV).

3.5.1 La Struttura e gli specchi

Una importante caratteristica di MAGIC è data dalla struttura di sostegno. Realizzata in fibra di carbonio ha un peso decisamente contenuto (~9 tonnellate) e permette un rapido ripuntamento dello strumento in caso di GRB. In base alla distanza angolare da



Figura 3.13: Particolare della struttura che sorregge lo specchio principale dello strumento composta da tralicci in fibra di carbonio collegati tra loro mediante una giunzione in alluminio. Nell'immagine di destra particolare del binario per il movimento altazimutale del telescopio.

percorrere, il tempo di riposizionamento dello strumento è infatti compreso tra ~ 20 e 40 secondi ⁷. In quest'ottica dunque, pur non essendo chiaramente uno strumento concepito per l'osservazione di fenomeni quali i GRB, MAGIC si rivela come il miglior IACT per lo studio della eventuale componente di emissione alle alte energie da questo tipo di eventi potendone potenzialmente studiare anche la fase di prompt emission.

Lo specchio principale ha una superficie di forma parabolica (f/1.03) di 239 m² ed è composto da 956 tasselli quadrati da 49.5x49.5 cm con un raggio di curvatura compreso tra 34m e 36 m a seconda della loro posizione. Ognuno di essi è composto da un "sadwich" formato da una struttura a nido d'ape in alluminio, una superficie riflettente di 5mm di spessore coperta da uno strato di quarzo. Ogni componente dello specchio è dotato di un sistema di riscaldamento/sbrinamento per prevenire la formazione di ghiaccio e umidità. Gli specchi sono raggruppati in pannelli che ne ospitano quattro. I singoli pannelli sono montati attraverso tre punti di appoggio dei quali due sono attuatori meccanici controllati da un computer. I pannelli sono inoltre dotati di un laser centra-



Figura 3.14: Nell'immagine di destra sono visibili i led rossi del sistema AMC per la correzionde delle eventuali distorsioni dello specchio. La posizione di ogni pannello viene registrata da un CCD posto sul coperchio della camera (immagine a sinistra).

le (AMC-Active Mirror Control) che viene utilizzato per l'ottimizzazione della messa a fuoco dello strumento e l'allineamento delle ottiche. Tale procedura si rende infatti necessaria ogni qualvolta vengono effettuate osservazioni con notevoli differenze di angolo zenitale [21]. Le deformazioni dello specchio a seguito delle diverse posizioni assunte dal

 $^{^7 {\}rm Per}$ confronto Hess ha una velocità di posizionamento di $1^0/{\rm minuto}$ e VERITAS $2^0/{\rm minuto},$ cio \tilde{A} " all'incirca un fattore 30 più lenti.

telescopio vengono infatti compensate dall'AMC attraverso un CCD posto sul coperchio della camera che registra la posizione dei led di ogni singolo pannallo (figura 4.14) che successivamente un apposito software confronta con la posizione nominale trasmettendo ai motori le eventuali correzioni. La procedura completa richiede all'incirca 5 minuti per essere completamente attuata tuttavia in caso sia necessaria una osservazione particolarmente rapida di una sorgente (come nel caso di un GRB) è possibile sfruttare una serie di correzioni "catalogate" in *Look Up Table* dall'AMC per diversi angoli zenitali. In questo caso le compensazioni alla forma dello specchio possono essere applicate in pochi secondi (2-3s).

3.5.2 La camera

La camera del telescopio MAGIC è composta da una batteria di 576 fotomoltiplicatori (PMT) raggruppati in una matrice esagonale divisa in due zone con PMT di diverse caratteristiche. La parte più interna è costituita da 396 PMT da 1" di diametro mentre



Figura 3.15: Visone frontale della camera dello strumento in cui è visibile la matrice esagonale in cui sono disposti i diversi fotomoltiplicatori (immagine a sinistra) mentre nell'immagine a destra la parte posteriore della stessa con l'elettronica per il read-out.

180 PMT da 1.5" costituiscono la zona esterna della camera. Ad ogni fotomoltiplicatore è associato un collettore di luce anch'esso di forma esagonale (coni di Winston) che minimizza eventuali *blind areas* e garantisce un campo di vista (FoV) di 0.1° per i pixel della zona interna e di 0.2° per gli esterni. La combinazione di questi elementi unita ad un particolare trattamento nel rivestimento della calotta dei PMT fornisce un'efficienza quantica compresa tra il 25-30% per tutti i fotomoltiplicatori della camera. La scelta di utilizzare due matrici di rivelatori con diverse *pixel size* è legata ad un effetto di aberrazione della luce di natura extra-assiale, il coma. La distanza dell'immagine Čherenkov dello sciame rispetto al centro della camera (il parametro **dist**) è infatti determinata dalla distanza tra il telescopio e l'intersezione della direzione del fotone gamma primario con il piano perpendicolare all'asse ottico; maggiore è questa distanza, più angolati sono i fotoni raccolti e più lontana l'immagine dal centro della camera (vedi figura 4.10). Il coma influenza la qualità delle immagine focalizzate molto fuori asse e dunque di fatto rende "inutile" la scelta di una migliore *pixel size* nella regione esterna della camera.



Figura 3.16: Andamento dell'efficienza quantica dei fotomoltiplicatori del telescopio MA-GIC. Nell'immagine di destra le dimensioni della camera nel suo complesso e dei singoli PMT che la compongono.

3.5.3 Il sistema di trigger

Il sistema di trigger del telescopio MAGIC ha una struttura multilivello ideata per una prima separazione del segnale dagli eventi di background. Una vera e propria discriminazione tra eventi gamma e sciami adronici non è tuttavia possibile in maniera efficace a questo stadio ed è quindi l'obiettivo della successiva ricostruzione *off-line* dell'evento. Il sistema di trigger ha però lo scopo di distinguere tra segnali di luce Čherenkov da qualunque altra forma di radiazione luminosa. La logica del *trigger* di MAGIC consiste in una struttura di tre livelli:

• Livello 0 (L0T): È il livello fondamentale del sistema di trigger. L'obiettivo è quello di discriminare quando un pixel è "acceso" o meno. Se il segnale in uscita da un PMT supera una certa soglia (tipicamente 10 fotoelettroni) viene generato un segnale logico di durata 4 ns uguale alla durata tipica di un segnale Čherenkov (figura 3.17)



Figura 3.17: Visione schematica del livello fondamentale del sistema di *trigger* di MAGIC.

Livello 1 (L1T): Lo step successivo analizza la topologia degli eventi selezionati dal L0T in modo da tener conto delle informazioni temporali e spaziali del segnale. Il L1T è attivo in 19 macrocelle di forma esagonale che coprono complessivamente la parte interna della camera. Tipicamente vengono selezionati per il successivo livello gli eventi caratterizzati dall'aver "acceso" un certo numero di pixels vicini
(saranno i *core pixel* del segnale, tipicamente 4) entro un tempo corrispondente al gate del segnale logico in uscita da L0T (4 ns) (figura 3.18). In questo modo vengono selezionati solo gli eventi la cui immagine nella camera soddisfa un certo livello di compattezza.



Figura 3.18: Visione schematica del livello 1 del sitema di trigger. A sinistra sono visibili le 19 macrocelle in cui il *trigger* è attivo.

• Livello 2 (L2T): Attraverso l'ultimo livello, vengono applicati una serie di vincoli topologici agli eventi in uscita dal L1T in modo da ottenere una effettiva riduzione del background e del *trigger rate*

Il trigger rate è chiaramente dominato dagli sciami adronici. Tipicamente L2T ~ 200 Hz ma chiaramente esso sarà influenzato dalle condizioni atmosferiche e l'agolo zenitale con cui viene eseguita un osservazione. In prima approssimazione, il *trigger rate* diminuisce come cos $\theta^{0.5}$ dove θ è l'angolo zenitale.

Capitolo 4 Analisi dati in MAGIC

La procedura di riduzione e analisi dati in uno strumento IACT è tipicamente più complessa rispetto all'elaborazione dei dati astronomici nelle altre lunghezze d'onda. La caratteristica di essere una forma di rivelazione indiretta, infatti, permette lo studio delle caratteristiche dei fotoni gamma solo dopo un processo di *ricostruzione* dell'evento osservato. Nonostante la dinamica di uno sciame atmosferico esteso possa essere descritta in via analitica, il sistema più accurato per il loro studio è quello di sfruttare delle simulazioni montecarlo che permettano l'ottimizzazione della ricostruzione dell'evento e della separazione gamma/adroni.

4.1 Classificazione e analisi on-site dei dati

Il telescopio MAGIC può operare in due differenti modalità durante la presa dei dati: ON/OFF e Wobble

- Osservazioni ON : Sono i dati acquisiti con il telescopio che punta verso la sorgente
- Osservazioni OFF : Sono i dati raccolti con il telescopio che punta in una regione di cielo ad una distanza angolare di *almeno* 3° dalla posizione di una eventuale sorgente in modo da riprendere zone di cielo differenti e non correlate. Nel momento in cui un osservazione OFF viene condotta nelle stesse condizioni osservative (angolo zenitale, condizioni meteo etc.) di una ON, sono utilizzate per la determinazione del livello di background per l'ON-mode stesso.

• Osservazioni Wobble : La modalità di acquisizione dati *wobble* consiste nel puntamento del telescopio in una posizione leggermente diversa da quella della sorgente. Quest'ultima viene dunque a non essere inquadrata al centro della camera ma in una posizione "spostata" di 0.4° (Posizione W1-fig 4.1). Ogni 20 minuti circa il telescopio viene mosso su una posizione W2 diametralmente opposta a W1 rispetto al centro della camera. Questa posizione può essere considerata come una antisource rispetto alla quale poter raccogliere il campione di dati OFF. La modalità wobble permette in questo modo di acquisire dati ON e OFF contemporaneamente e nelle stesse condizioni osservative risparmiando così tempo ma pagando il prezzo della minore sensibilità (-20%) nella ricostruzione degli eventi della sorgente che non si trova al centro della camera. Il numero di regioni di OFF in cui poter calcolare il background può variare da 1 a 3. Tipicamente la scelta di una sola posizione di anti-sorgente permette di trascurare gli effetti che deriverebbero dall'eventuale inomogeneità della camera che diventano invece importanti scegliendo più posizioni per il campione di off-data [23] (anche se in quest'ultimo caso la determinazione del background sarà evidentemente migliore)



Figura 4.1: L'analisi wobble permette attraverso la definizione di una o più *anti source* la presa dati in modalità ON e OFF nello stesso momento e nelle stesse condizioni risparmiando così tempo di osservazione. Immagine da [23].

Per ognuna delle modalità di osservazione, i dati raccolti dal telescopio vengono organizzati in files root che comprendono oltre agli eventi che hanno fornito un trigger una serie di informazioni aggiuntive come ad esempio il puntamento del telscopio e le condizioni metereologiche dell'osservazione. Esistono tre diverse tipologie di dati:

- Pedestal Run : Questi runs contengono circa 1000 eventi acquisiti in maniera random attraverso i quali viene determinato il livello di *offset* relativo al NSB (Night Sky Background) dunque a tutta la luce di natura non- čherenkov che raggiunge la camera (compreso il livello di rumore dell'elettronica). Questo tipo di dati viene acquisita ogni volta che si punta una nuova sorgente e in media una volta ogni ora durante la notte.
- Calibration Run : Sono i run che permettono la calibrazione dei singoli pixel. Vengono ottenuti andando a guardare la risposta dei singoli PMT a segnali di luce impulsivi generati a diverse lunghezze d'onda da una serie di LED. In questo modo per ogni singolo pixel è possibile calcolare il fattore di conversione che lega la carica accumulata al numero di fotoelettroni nel PMT stesso. Poichè tale quantità dipende dal guadagno e dall'efficienza quantica del fotomoltiplicatore i run di calibrazione vanno presi più volte durante l'arco di tempo della presa dati. Tipicamente un *calibration run* contiene circa 4000 eventi e segue un run di tipo pedestal. I runs di calibrazione e di piedistallo vengono presi anche durante la presa dati (*interleaved events*) con una frequenza di 25 Hz.
- Data Run : Sono i run ottenuti con il telescopio che punta la sorgente in esame. Contengono all'incirca 50000 eventi (dipende dal trigger rate)

Una volta acquisiti, i dati vengono raccolti nei datacenter di Barcellona (PIC) e di Wuerzburg. L'analisi dati avviene attraverso un package di programmi noto come MARS (MAgic Standard Analysis Software) [25]. MARS è scritto in linguaggio C++ ed è stato sviluppato utilizzando le librerie di ROOT, un software per l'analisi dati sviluppato presso il CERN di Ginevra¹. La procedura di analisi dei dati del telescopio, può essere suddivisa in diversi passi, i primi dei quali vengono automaticamente eseguiti direttamente *on site* a La Palma. Il primo step è la *calibrazione* che viene eseguitia dal programma CALLISTO (CALibrate LIght Signals and Time Offset) e consiste nella conversione della carica accumulata in un pixel in fotoelettroni. Il numero di fotoelettroni raccolti da un

¹http://root.cern.ch

PMT può essere infatti determinato come $N_{phe}=F \times Q$ dove Q è la carica accumulata dal fotomoltiplicatore e F è un fattore di conversione che dipenderà dall'efficienza quantica e dal guadagno di ogni singolo PMT. È dunque chiaro che ogni PMT ha il proprio fattore di conversione. Il telescopio MAGIC è fornito di un sistema di calibrazione composto da una serie di LED di diversi colori posti al centro dello specchio principale che illuminano in maniera uniforme la camera (vedi figura 4.2). Gli output di callisto sono disponibili a partire da poche ore dopo la presa dati. Il passo successivo dell'analisi consiste in un processo di *cleaning* in cui vengono selezionati i pixel della camera che presentano un segnale di luce čherenkov da uno sciame atmosferico. Questa selezione viene eseguita tramite la distinzione tra *core* e *boundary* pixels attraverso la definizione di due soglie N₁ e N₂ (N₁ > N₂)in termini di fotoelettroni. Se un pixel supera la soglia N₁ viene considerato come un *core pixel* e se i pixel adiacenti superano anche la soglia N₂ l'immagine passa al successivo step dell'analisi. Al contrario, i *core pixels* isolati non vengono considerati Tipicamente i criteri di *cleaning* possono essere divisi:

- Absolute cleaning Le due soglie N₁ e N₂ vengono definite in maniera statica. Tipicamente N₁=10, N₂=5.
- *Time relative cleaning* Le soglie per i pixels vengono definite a seconda del valore del pedestal RMS. Vengono inoltre forniti dei vincoli al tempo di arrivo dei fotoni sulla camera. Questo per tener conto della diversa dinamica degli EAS elettromagnetici che producono immagini più isocrone rispetto agli sciami adronici.

Il processo di *cleaning* e la successiva parametrizzazione dell'immagine viene eseguito (anche in questo caso in maniera automatica) dal programma STAR (Standard Analysis and Reconstruction) di MARS. Chiaramente la scelta dei *cleaning levels* pur se eseguita in maniera automatica, risulta importante poichè se da un lato la scelta di una soglia troppo alta permette una migliore riduzione degli eventi di *background* ma aumenta la soglia energetica dell'intera analisi, una scelta di livelli di *cleaning* più bassi permetterebbe la riduzione degli eventi di una aumento del livello di rumore dovuto agli eventi adronici.



Figura 4.2: Schema del sistema di calibrazione di MAGIC. Il telescopio è fornito di una serie di LED di diversi colori posti al centro dello spettro principale. La luce dei LED illumina uniformemente la camera e il sistema di calibrazione, provvede a calcolare il fattore di conversione F anche durante la normale presa dati al fine di monitorare eventuali fluttuazioni di questa quantità nel tempo. Nel pannello di destra, esempio dell'immagine di uno sciame prima e dopo il processo di *cleaning* (in questo caso 10-5 phe).

4.2 I dati montecarlo

A differenza di altri tipi di detector, un telescopio čherenkov non può essere calibrato in maniera diretta in laboratorio ma la risposta dello strumento va determinata ogni volta in sede di analisi dati sfruttando delle simulazioni montecarlo. Quest'ultime dovranno essere sviluppate in modo da simulare rispettivamente una sorgente gamma e il relativo sviluppo dell'EAS generato in atmosfera (software package CORSIKA) che dunque produca come output la distribuzione a terra dei fotoni čherenkov dello sciame.

La simulazione del Night Sky Background è affidato al pacchetto STARFIELDADDER mentre la riflessione dei fotoni da parte dello specchio primario e la successiva risposta dei fotomoltiplicatori è affidata a REFLECTOR e CAMERA rispettivamente. Non è obiettivo di questa tesi soffermarsi sui dettagli di come vengano generati i file montecarlo; è tuttavia utile sottolineare l'importanza che queste simulazioni hanno nel processo di analisi dati degli IACT poichè come già accennato all'inizio del paragrafo, attravero di



Figura 4.3: Distribuzione dei fotoni di luce cherenkov generati da uno sciame elettromagnetico generato da un primario da 1 TeV (immagine di sinistra) e 100 GeV (pannello di destra).

esse viene determinata la risposta dello strumento. In quest'ottica, dunque, la *scelta* dei montecarlo da utilizzare risulta fondamentale. Montecarlo e file di dati devono infatti essere il più possibile omogenei tra loro; in particolare i parametri di cui è necessario tenere conto sono

- Intervallo di angolo zenitale
- PSF del telescopio
- Modalità di datatacking (ON/OFF o Wobble)
- Cleaning levels

4.3 L'ottimizzazione e il metodo Random Forests

Successivamente alla procedura di pulizia del segnale il programma STAR esegue la parametrizzazione dell'immagine calcolando per ogni evento tra quelli sopravvisuti al cleaning i parametri di Hillas che poi verranno utilizzati per la separazione dei segnali gamma da quelli adronici. Quest'ultimo obiettivo viene realizzato attraverso una procedura nota come *Random Forests*. Il metodo random forest (RF), implementato in MARS è basato su un algoritmo di classificazione multidimensionale dei dati che ha come obiettivo



Figura 4.4: Andameto della PSF in funzione del tempo. Immagine da [26]. Il netto miglioramento del valore della PSF a settembre 2007 coincide con un riallineamento manuale dei singoli pannelli che compongono lo specchio del telescopio.

fondamentale l'attribuzione ad ogni evento di un parametro chiamato hadronness collegato alla probabilità dell'evento stesso di essere di origine adronica o elettromagnetica. Il RF è implementato nel software MARS e si basa sulla costruzione di un iperspazio in cui ogni dimensione rappresenta uno dei parametri che descrive l'immagine ottenuta dal telescopio. A questo punto, gli eventi che si intende classificare vengono distribuiti nell'ipersapazio a seconda del valore dei loro parametri. L'algoritomo del RF, calcola per ogni parametro un *valore di taglio* c che minimizza il cosiddetto *indice di Gini* Q:

$$\frac{Q(c)}{2} = \frac{N_p^{left} N_h^{left}}{N_p^{left} + N_h^{left}} + \frac{N_p^{right} N_h^{right}}{N_p^{right} + N_h^{right}}$$
(4.1)

dove p e h indicano fotoni e adroni mentre con left e right si individuano gli eventi per cui il valore del parametro in considerazione è maggiore o minore del valore di taglio scelto. Il valore che minimizza quest'indice è il migliore per discriminare le due popolazioni. Una volta determinato il valore di c ottimale, lo spazio è diviso in due regioni, una caratterizzata dalla predominanza di adroni, l'altra dai fotoni. La procedura viene ripetuta n-volte (tipicamente n=100) e viene definito il parametro hadronness contando quante volte un evento è stato classificato come adrone e quante come fotone:

$$hadronness = \frac{\sum_{1}^{N} \delta_{h,i}}{N} \tag{4.2}$$

Il vantaggio principale nell'utilizzare questa procedura consiste nel racchiudere in un solo parametro la distinzione gamma/adroni e questo permette di eseguire la soppressione degli eventi adronici di *background* eseguendo "semplicemete" tagli sul valore dell'hadronness. È da sottolineare il fatto che a basse energie, l'indeterminazione sui parametri che descrivono l'immagine può essere tale che la distribuzione degli eventi in hadronness perda parte del suo potere discriminante. Vedremo un esempio di questo nel capitolo relativo all'analisi dei GRB.

4.4 Caso studio: Mrk421

Dopo la Crab Nebula che rappresenta una sorta di candela standard nell'astrofisica delle altissime energie, Mrk421 è probabilmente uno degli oggetti del cielo gamma maggiormente conosciuto e studiato da diversi strumenti. Si tratta di un blazar relativamente vicino (z=0.03) emettitore di raggi gamma di alta energia (>TeV) e rappresenta la prima sorgente TeV extragalattica studiata con gli IACT. La curva di luce di questa sorgente evidenzia (Si veda ad esempio [31, 32])una strordinaria variabilità temporale con variazioni del flusso da notte a notte anche di un ordine di grandezza affiancate da una variabilità su tempi scala molto più brevi fino a 15 minuti. Mrk421 è stato studiato in tutte le lunghezze d'onda accessibili, dalle onde radio fino ai raggi X e ai gamma di alta energia. Gli attuali modelli teorici che descrivono i blazar, prevedono per questi oggetti dei meccanismi di emissione del tutto simili a quelli all'opera nei GRB e di cui si è trattato nel secondo capitolo di questa tesi. La SED attesa, dunque, presenta due principali strutture con un primo picco di emissione nell'intervallo di energie del keV e un secondo massimo nei gamma di alta energia (GeV-TeV). Così come nei GRB, l'interpretazione corrente di questo spettro vede l'emissione di sincrotrone responsabile dell'emissione alle enrgie più basse mentre il Compton inverso all'opera nel regime di energie più elevate. Le prime osservazioni scientifiche di quest'oggetto ad opera del telescopio MAGIC risalgono all'inverno 2004-2005 [33]. Si è scelto di compiere un analisi di un campione di dati di questa sorgente al fine di prendere confidenza e perfezionare la procedura di ottimizzazione e analisi dei dati che poi sarà successivamente usata nell'analisi di alcuni GRB. Riportiamo dunque l'analisi eseguita sui dati relativi a Mrk421 raccolti da MAGIC nelle notti dell' 1 e 2 gennaio 2008.



Figura 4.5: SED (Spectral Energy Distribution) per la Mrk421 i cui è possibile osservare i due picchi di emissione del sincrotrone (a basse energie) e dell?IC (nell'intervallo delle alte energie) Immagine da [33]. Nel pannello di destra, immagine ripresa in ottico dal telescopio NOT di Mrk421.

4.4.1 Separazioni gamma adroni

L'ottimizzazione dei dati è stata eseguita tramite il programma OSTERIA effettuando un taglio nel minimo numero di fotoelettroni pari a 100 phe. In questo modo l'energia di soglia ricostruita ottenuta dal fit in un intorno del massimo della ditribuzione in energia degli eventi monte carlo *dopo* l'applicazione di tutti i tagli (figura 4.7) è stata di ~ 100 GeV. Dall'analisi delle immagini in figura 4.5 abbiamo optato per l'utilizzo un taglio in hadronness pari a 0.25. In questo modo viene assicurata una efficienza del 60% nella rivelazione degli eventi gamma e la soppressione di circa il 95% degli eventi adronici. L'applicazione dei diversi tagli ad un campione di dati montecarlo ha poi permesso la determinazione dell'energia di soglia della nostra analisi. Questa energia è infatti definita come il valore di picco nella distribuzione di energia degli eventi gamma *dopo* l'applicazione di tutti i tagli. Quest'ultimi vengono riportati nella tabella seguente e forniscono un valore di energia di soglia pari a 106 \pm 20 GeV.

4.4.2 Alpha e θ^2 plot

La ricerca di un eventule segnale avviene attraverso la ricerca di un certo numero di "eventi in eccesso" nella distribuzione del numero degli eventi complessivi rispetto ad un



Figura 4.6: Principali parametri osservativi relativi all'osservazione di mrk421 nelle notti del 1 (immagini di sinistra) e 2 gennaio 2008 (immagini sulla destra).

parametro geometrico in grado di definire la regione dove è presente un segnale. Una volta eseguito il taglio in hadronness, infatti, il campione di dati selezionato contiene sia eventi adronici gamma-like sia eventi gamma veri e propri. Quest'ultimi possono essere distinti sfruttando la distribuzione rispetto al parametro alpha, ovvero l'angolo compreso tra il semiasse maggiore dell'ellise e la linea che connette il centro di gravità dell'immagine nella camera con la posizione della sorgente nel piano della camera stessa (il centro nel caso di osservazioni ON/OFF). In tutti gli IACT attualmente operativi questo parametro è la variabile utilizzata per l'estrazione del segnale gamma dai dati e per la determinazione del livello di background. Gli sciami adronici, infatti, data la mancanza di una direzione privilegiata di provenienza, producono immagini con una distribuzione dell'angolo α sostanzialmente piatta al contrario degli eventi elettromagnetici che, giungendo dalla sorgente inquadrata dal telescopio presenteranno un eccesso di eventi per piccoli valori di α . L'intervallo del parametro α all'interno del quale viene



Figura 4.7: Distribuzione del parametro hadronness ottenuto dal processo di ottimizzazione tramite **osteria** relativo ad un taglio in **size** minima pari a 100 fotoelettroni. Questa condizione, applicata la campione di dati monte carlo ha permesso la determinazione dell'energia di soglia dell'analisi pari a circa 100 GeV.

n island	3
n core pixel	3
leakage	0.25
\mathbf{size}	>100 phe

Tabella 4.1: La tabella riassume i tagli utilizzati nell'ottimizzazione dei dati di mrk421. Nell'analisi *source-dependent* abbiamo eseguito un ulteriore taglio nel valore del parametro **dist** di 280 mm.

calcolato il numero di (eventuali) eccessi, è tipicamente compreso tra 8° e 10° (anche se questi valori possono cambiare a seconda dell'intervallo di energie considerato) e nella nostra analisi si è scelto il valore di 10°, poichè per questo valore i conteggi ottenuti nei nostri dati superano il valore di 3 σ sopra il livello del fondo. Nell'analisi wobble, dunque come nei dati che stiamo considerando, i dati che possiamo definire come ON sono quelli che presentano i diversi parametri di Hillas calcolati rispetto alla posizione della sorgente mentre il campione di dati OFF è quello in cui le diverse quantità sono calcolate rispetto alla posizione dell'antisorgente. Il processo di ricostruzione dell'evento permette inoltre la costruzione del campione di dati off a partire anche da *più di una posizione* di antisorgente. La scelta di una o più posizioni è una scelta ancora dibattuta all'interno della collaboraione. Se da un lato infatti la scelta di più antisorgenti permetterebbe una migliore stima del livello di fondo della misura, aumenterebbe il rischio di confrontare



Figura 4.8: Il parametro alpha è definito come l'angolo tra il baricentro dell'immagine e la posizione della sorgente (il centro della camera per le osservazioni ON/OFF). Nell'analisi *wobble*, la posizione della sorgente viene ricostruita utilizzando il parametro **disp** e l'angolo θ è la distanza angolare tra la posizione così ricostruita e la posizione nominale della sorgente.

tra loro regioni della camera con diverso grado di omogeneità ². Nella nostra analisi, si è eseguita la scelta conservativa di utilizzare una sola posizione di antisorgente.

In alternativa all'analisi source dependent per la determinazione del'alpha plot, ho condotto un ulteriore analisi source-independent. Nell'analisi dati wobble, infatti, il parametro **alpha** può non assumere particolare importanza in quanto la sorgente non è posizionata al centro della camera e dunque l'eventuale analisi basata sull'**alpha** plot può essere condotta solo ricalcolando i parametri source dependent per le diverse posizioni dell'antisorgente come accennato in precedenza. Più in generale un analisi source independent può essere condotta su un campione di dati wobble sfruttando come parametro di discriminazione l'angolo θ ovvero la distanza angolare tra la posizione ricostruita della sorgente e la sua posizione nominale figura 4.8. Per ogni evento viene calcolato il valore di θ rispetto alla sorgente (θ_{on}) e all'antisorgente (θ_{off}). In una regione di raggio θ , il numero di eventi di cui è possibile ricostruire la posizione è dN $\propto 2\pi\theta d\theta$ da cui $\frac{dN}{d\theta^2}$ =cost. È dunque chiaro come la distribuzione θ_{off} avrà un andamento sostanzialmente piatto, mentre nel caso di θ_{on} è atteso un eccesso di eventi per $\theta \rightarrow 0$. In entrambi i casi Figura(4.8) risulta evidente la presenza di un segnale gamma sopra la soglia di

 $^{^{2}}$ La disomogeneotà della camera esiste anche scegliendo una sola posizione di antisorgente ma questo effetto si annulla perchè si scambia la zona di *source* con quella di *antisource* grazie al puntamento oscillante (wobble).



Figura 4.9: Distribuzione del parametro **alpha** e **theta** per i dati delle notti 1 e 2 gennaio 2008 corrispondenti a circa 6 h di presa dati. L'energia di soglia dell'analisi è stata $E_{thr}=100$ GeV e i due campioni di dati on e off sono stati normalizzati nella regione compresa tra 30° e 85°.

energia per l'analisi con una siginificatività pari a 33.3σ in circa 6 h di osservazione.

4.4.3 Spettro

La determinazione dello spettro della sorgente è l'ultimo passo dell'analisi dati. Il flusso differenziale è defintio come il numero di fotoni osservati per unità di energia, area efficace e tempo di osservazione:

$$\Delta\Phi(\Delta E) = \frac{N(\Delta E)}{A(\Delta E)T_{obs}} \tag{4.3}$$

dove $N(\Delta E)$ è l'eccesso di eventi nella regione di segnale della distribuzione in alpha (o θ^2). Attroverso l'applicazione degli stessi tagli usati per la costruzione dell'alpha plot ad un altro campione di dati MC, è possibile determinare l'area efficace dello strumento in funzione dell'energia e di consegunza lo spettro differenziale della sorgente. Lo spettro ottenuto mostra un andamento che può essere efficacemente interpolato attraverso una legge di potenza. L'indice spettrale dell'andamento da noi ottenuto è $\alpha = 2.45 \pm 0.21$, compatibile entro i margini legati alle incertezze sperimentali, al valore ottenuto in [33] di $\alpha = 2.20 \pm 0.08$ su un un campione di dati molto più esteso. Su quest'ultimo punto, tuttavia, occorre sottolineare che, data l'estrema variabilità in flusso e in spettro della Mrk421, le due quantità indicate non sono confrontabili in maniera semplice e diretta.



Figura 4.10: Spettro differenziale e area effettiva ottenuta dall'analisi del campione di dati scelto. Lo spettro mostra un chiaro andamento a legge di potenza sopra la soglia di analisi (~ 100 GeV) con un indice spettrale $\alpha=2.45\pm0.21$

4.4.4 Skyplot

Come ultimo step della procedura di analisi dati, abbiamo costruito una mappa del cielo (*skyplot*) ovvero un istogramma bidimensionale per la determinazione delle cordinate (in termini di AR e Dec) della sorgente.

I grafici sono allegati alla pagina seguente.



Figura 4.11: Skyplot costruito a partire dall'analisi *source-independent* dei dati di Mrk421. Nelle immagini di sinistra sono mostrati gli eventi in eccesso provenienti dalle diverse zone di cielo mentre nei pannelli di destra la mappa della significatività degli eccessi stessi. La croce bianca al centro dell'immagine indica la posizione ricostruita con il parametro **disp** della sorgente.

Capitolo 5 Analisi dei GRB con MAGIC

Il telescopio MAGIC è attualmente il migliore strumento Cherenkov per l'osservazione dei GRB nel regime delle altissime energie. La struttura in fibra di carbonio, infatti, garantisce al telescopio la necessaria leggerezza per potersi muovere e riposizionare su una sorgente in qualunque punto del cielo in un tempo dell'ordine di qualche decina di secondi (dipende dalla distanza angolare da percorrere) grazie anche ad uno specifico sistema di allerta. Questa combinazione ha dato la possibilità di eseguire misure di follow-up di GRB, alcuni dei quali anche durante l'emissione *prompt*. In questo capitolo analizzeremo alcuni di questi GRB.

5.1 Il sistema di allerta



Il telescopio MAGIC fa parte del Gamma-ray burst Coordinates Network (GCN)¹, una rete che ha lo scopo di connettere tra loro tutti gli strumenti su satellite che dedicano parte del loro tempo osservativo ad attività di monitoraggio e follow-up di GRB. Accanto a questi strumenti, fanno parte del GCN tutti quegli apparati a terra che, come MAGIC, necessitano di un segnale di allerta per condurre eventuali osservazioni di questi oggetti. At-

tualmente lo strumento che garantisce il maggior numero di segnali di allerta è SWIFT, tuttavia, altri strumenti come INTEGRAL, AGILE e l'appena lanciato GLAST sono

¹http://gcn.gsfc.nasa.gov

collegati alla rete GCN. La risposta del telescopio MAGIC ad un "trigger" è affidata a gspot [21] (*Gamma Source POinting Trigger*) un programma che controlla costantemente i segnali di allerta della rete GCN e li validita o meno come potenzialmente osservabili in base a dei criteri fissati. Questi criteri sono i seguenti:

- Il sole deve essere sotto l'orizzonte astronomico, ovvero con un angolo zenitale > 108°.
- $\bullet\,$ Il GRB deve avere una distanza angolare dalla luna di almeno 30°
- $\bullet\,$ Umidità inferiore all'88%e velocità del vento $<10 {\rm m/s}$
- L'angolo zenitale del GRB deve essere $<60^\circ$

Quest'ultima condizione è legata al fatto che l'energia di soglia dello strumento varia considerevolmente al variare dell'intervallo di angolo zenitale in cui l'osservazione viene condotta secondo la relazione [34]

$$E(\theta)_{thr} = E(\theta = 0)_{thr} \cos(\theta)^{-3.1}$$
(5.1)

Considerando l'energia di soglia pari a 50 GeV allo zenith, si può notare come essa salga a 11 TeV a 80°, 1 TeV a 70° e circa 300 GeV a 55°. Considerando l'effetto di assorbimento dei fotoni di alta energia da parte dell'EBL e il fatto che la maggior parte dei GRB avviene a distanze z>1, è stato posto il limite di osservabilità di un burst a 60° nel caso di notti buie e 55° osservazioni condotte con presenza di luna. In quest'ultima situazione, dato che durante il riposizionamento del telescopio, lo sportello che chiude la camera rimane aperto, occorre tenere conto della possibilità che la camera inquadri la luna e possa danneggiarsi a seguito dell'intensa luce. Per evitare questo, il sistema gspot in queste condizioni effettua il riposizionamento del telescopio passando per il puntamento di una falsa sorgente per poi posizinarsi sulle coordinate corrette, evitando in questo modo che la luna possa essere inquadrata. In caso il GRB risulti osservabile, le informazioni relative vengono riprocessate e trasmesse al controllo centrale del telescopio che, nel caso stia già conducendo un osservazione la interrompe e si riposiziona automaticamente sulle coordinate del GRB.

5.2 Scelta dei dati off

Le osservazioni di GRB eseguite dal telescopio MAGIC vengono solitamente condotte in modalità ON/OFF. La scelta del campione di dati off per la ricostruzione del background va dunque eseguita in modo tale da ottenere campioni di dati il più possibile omogenei tra loro. In quest'ottica, la mia scelta dei dati da utilizzare nell'analisi ha tenuto conto di parametri quali PSF dello strumento, intervallo di angolo zenitale, condizioni metereologiche della notte, frequenza di trigger e discriminator threshold. Le principali caratteristiche dei campioni utilizzati vengono brevemente riassunti nella tabella allegata

	Zd ON	Zd OFF	Moon	Rate ON	Rate OFF	\mathbf{Z}
	$[\mathbf{deg}]$	$[\mathbf{deg}]$	on/off	[Hz]	[Hz]	
GRB080319A	$35^{\circ} \div 40^{\circ}$	$33^{\circ} \div 30^{\circ}$	no/no	160	170	-
GRB080430	$23^{\circ}-30^{\circ}$	$20^{\circ}-24^{\circ}$	no/no	140	160	0.767

Tabella 5.1: Confronto tra le principali caratteristiche dei dati ON e i campioni di dati selezionati per gli OFF. Nella scelta di quest'ultimo campione si è tenuto conto in maniera particolare dell'omogeneità dei dati in termini di rate, Discriminator Threshold e angolo zenitale.

5.3 GRB080319A

Il GRB080319A è stato identificato dallo strumento BAT del satellite multibanda SWIFT [44]. Le principali caratteristiche sono riassunte nella tabella allegata. L'evento ha mo-

GRB080319A	
Satellite	SWIFT (BAT)
Tempo	05:45:42 UT
Trigger	306754
Coordinate	RA=13h 45m 24.6s; Dec= $+44^0$ 04' 47.3"
Durata	$T_{90}=64 \pm 36 \text{ s}$
Flusso medio	15-150 keV: $(7.5 \pm 0.6) \ 10^{-8} \ \mathrm{erg} \ \mathrm{cm}^{-2} \ \mathrm{s}^{-1}$
Indice spettrale	α_{BAT} =1.60 ± 0.13

Tabella 5.2: Tabella riassuntiva delle principali caratteristiche del GRB080319A osservato dallo SWIFT. Con α_{BAT} indichiamo l'indice di potenza della distribuzione in energia dei fotoni

strato una curva di luce caratterizzata nella sua fase *prompt* da due picchi a $\sim T_0 + 5s$ e $\sim T_0 + 30s$ mentre la durata complessiva del GRB è stata di 65s. Ulteriori informazioni relative alle osservazioni di XRT e UVOT in [45, 46]. Alcuni osservatori ottici a terra hanno eseguito misure di *follow up* (vedi ad esempio [47, 48]) tuttavia da nessuna collaborazione è stato misurato un valore per il redshift della sorgente.



Figura 5.1: Mappa del cielo e curva di luce del GRB080319A ottenuti dallo strumento BAT. Immagini da [49].

5.3.1 Le osservazioni di MAGIC

Il sistema GSPOT ha ricevuto il segnale di allerta da parte di SWIFT 63s dopo il GRB stesso e gli operatori al telescopio hanno accettato tale allerta 30s dopo alle 05:47:15 UT [30]. Il riposizionamento dello strumento ha richiesto 27s ($\Delta Zd=22^{0}$; $\Delta Az=27^{0}$) mentre a seguito di un errore degli operatori occorso durante l'inizio della presa dati, sono stati accumulati altri 188s di ritardo. Complessivamente, dunque, l'acquisizione dati ha avuto inizio 290s dopo l'evento prompt.

Le condizioni osservative relative a questo GRB sono brevemente riassunte dai grafici



Figura 5.2: Curva di luce del GRB080319A osservato dallo strumento BAT. In evidenza l'intervallo temporale di osservazione di MAGIC.

allegati in cui vengono riportati in funzione del tempo intervallo di angolo zenitale e azimutale dell'osservazione, rate, DT (Discriminator Threshold) e nuvolosità.

5.3.2 Separazione gamma adroni e alpha plot

La procedura di ottimizzazione è stata condotta utilizzando il package OSTERIA dividendo i dati in tre diversi bin in termini di numero di fotoelettroni. In questo modo per ogni intervallo di energie si è proceduto ad effettuare una diversa serie di tagli opportuni. In figura (5.5) viene mostrata la distribuzione del parametro hadronness e la relativa energia di soglia ricostruita per i diversi bin size mentre in tabella vengono elencati i principali cuts utilizzati per questo GRB.



Figura 5.3: Condizioni osservative del GRB080319A. I grafici mostrano l'andamento durante l'intervallo di tempo dell'osservazione di alcuni dei più importanti parametri di cui si tiene conto durante i vari stadi dell'analisi. Nei primi due grafici (dall'alto) vengono riportati distribuzione degli eventi in funzione del rate, andamento del rate stesso e della nuvolosità media (il valore massimo accettato è il 30%).Da notare un picco nel rate dello strumento alle 06:09 dovuto alle luci di una macchina nei pressi del telescopio. Questi incidenti, per altro piuttosto comuni presso il sito dell'osservatorio, vengono facilmente eliminati da opportuni tagli nel processo di ottimizzazione come si può notare nel successivo grafico relativo all'andamento del rate *dopo* l'applicazione di tutti i tagli determinati nel processo di ottimizzazione. Le ultime due immagini mostrano l'andamento dell'angolo zenitale e altazimutale del telescopio, paramentri di cui è necessario tenere conto per una corretta scelta del campione di dati off.

phe	120 - 300	300-700	700-30000
Leakage	0.25	0.25	0.25
Island	2	2	2
$\operatorname{Dist}(\operatorname{mm})$	270	280	300
Hadronness	0.4	0.2	0.1
Alpha	15	10	8

Tabella 5.3: La tabella riassume i principali tagli usati nell'ottimizzazione dei dati relativi al GRB080319A nei tre diversi *size bin* scelti.

I diversi tagli imposti in hadronness sono stati scelti in modo tale da consentire una selezione tra l'80 e il 90% dei γ e una soppressione nel numero degli eventi adronici compresa tra l'86 e il 98%. Una volta eseguita l'ottimizzazione la ricerca di un eventuale segnale gamma negli intervalli di energia scelti è stata eseguita tramite l'analisi *source-dependet* con la costruzione di un alpha plot-figura(5.3). La normalizzazione dei due campioni di dati (gli ON e gli OFF) viene eseguita calcolando un fattore di scala S definito come:

$$S = \frac{\int_{1}^{2} N_{on}(\alpha)}{\int_{1}^{2} N_{off}(\alpha)}$$
(5.2)

dove con 1 e 2 si sono indicati i bin in cui viene eseguita la normalizzazione, ovvero i bin dell'alpha plot dove non sono attesi conteggi relativi all'eventuale segnale gamma ma solo background. Nella nostra analisi, la normalizzazione è stata eseguita tra $\alpha_1=35^0$ e $\alpha_2 = 85^{\circ}$. In tabella viene riportato anche il taglio eseguito sul parametro dist. Questo taglio si rende necessario per evitare un effetto al bordo della regione di trigger della camera. In questa zona, infatti, eventi di background che si presentano con piccoli valori di α hanno maggiore probabilità di *triqqer* da parte del sistema rispetto ad un evento di fondo con elevati valori del parametro α . Da un punto di vista operativo quest'effetto simulerebbe un segnale individuabile in un aumento dei conteggi registrati a piccoli valori di α anche da parte di un campione di dati registrati in OFF-mode. Il taglio in dist consente in questo modo di ottenere un α plot "piatto" per i dati off. La significatività della misura viene calcolata attraverso le relazioni di Li-ma^[24] dove l'intervallo del parametro α all'interno del quale calcolare il numero di conteggi in ON e OFF-mode (N_{on}, N_{off}) varia a seconda del bin in energia consideratoriflettendo il fatto che ad energie più elevate un segnale tende ad avere conteggi in eccessi concentrati via via verso angoli α più piccoli.



Figura 5.4: Nei grafici di destra vengono riportati gli hadronness test per i monte carlo i dati reali nei tre diversi bin di energia scelti. Come risulta evidente, la separazione gamma adroni risulta più efficiente alle alte energie mentre per bassi valori della size, la separazione risulta meno evidente. Nei grafici di sinistra viene invece riportata la distribuzione in energia dei dati montecarlo *dopo* tutti i tagli. Eseguendo un fit gaussiano in un intorno del massimo di queste distribuzioni otteniamo il valore di energia di soglia ricostruita della nostra analisi.



Figura 5.5: Alpha plot nei tre bin di energia considerati. In nessun caso risulta evidente emissione e un upper limit al numero di eventi in eccesso calcolato utilizzando diverse metodologie è riportato nelle tabelle allegate.

5.3.3 Upper Limits

Come risulta chiaro dagli alpha plot, nessuna evidenza di una emissione è stata osservata ad energie > 160 GeV. In quest'ottica sono stati calcolati i limiti superiori al flusso utilizzando il metodo di Rolke [56] con un livello di confidenza del 95% ed un 30% di incertezze sistematiche legate all'efficienza del telescopio. I dati ottenuti sono riportati nella tabella seguente. Gli *upper limit* sono calcolati nell'ipotesi di uno spettro diffe-

E	$\langle E \rangle$	HADBONNESS	ALPHA	Upper Limits			
[GeV]	$\left[\text{GeV} \right]$	cut	cut	$\left[\frac{\rm ph}{\rm cm^2keVs}\right]$	$\left[\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2}\right]$	C.U.	
100-230	163.5	0.40	10	2.5e-18	1.6e-07	0.85	
230-320	253.6	0.40	10	3.2e-19	5e-08	0.35	
320-660	410.4	0.20	8	3.5e-20	1.4e-08	0.13	
660-1000	757.4	0.15	5	2.4e-20	3.4e-08	0.44	

Tabella 5.4: La tabella mostra gli upper limital flusso calcolati per il GRB080319A. I valori corrispondono a circa 1496 s di osservazioni di MAGIC dalle 05:50:01 UT alle 06:15:01 UT

renziale dei fotoni che segue una legge di potenza con indice spettrale $\beta = -2.5$ e sono espressi in termini delle unità di flusso (ph cm⁻² keV⁻¹ s⁻¹), in flusso di energia (erg cm⁻²) e in termini di *Crab Unit* (C.U.) dove

$$1 \ C.U. = 1.5 \times \left(\frac{E}{1 \text{GeV}}\right)^{-2.58} \text{ ph cm}^{-2} \text{ keV}^{-1} \text{ s}^{-1}$$
 (5.3)

In Figura 5.6 viene mostrato l'andamento del numero di eccessi calcolato in funzione del tempo per ogni bin di energia considerato. Anche in questo caso nessun segnale risulta evidente dai grafici e la significatività delle misure ha una distribuzione centrata intorno allo zero figura 5.7. In figura 5.8 viene invece riportata la mappa del cielo costruita tramite l'analisi *source-independent* per l'intero campione di dati a disposizione. Anche in questo caso, nessun segnale significativo può essere identificato in questo intervallo di tempo.



Figura 5.6: Andamento del numero di eventi in ecceso calcolato per ogni bin di energia in funzione del tempo.



Figura 5.7: Significatività degli eccessi misurati. Tutte le distribuzioni hanno un valore medio centrato intorno allo zero ad indicare l'assenaza di segnale nei relativi intervalli di energia.



Figura 5.8: Skyplot costruito a partire dai campioni di dati ON e OFF per il GRB080319A.

5.4 GRB080430

Il GRB080430 è stato identificato dallo strumento BAT del satellite multibanda SWIFT [?]. Le principali caratteristiche sono riassunte nella tabella allegata. Questo GRB

GRB080430	
Satellite	SWIFT (BAT)
Tempo	19:53:02 UT
Trigger	310613
Coordinate	RA=11h 01m 17.35s; Dec= $+51^{\circ}$ 41' 21.84"
Durata	$T_{90}{=}16.2 \pm 2.4 \ s$
Flusso medio	15-150 keV: $(2.6 \pm 0.2) \ 10^{-6} \ \mathrm{erg} \ \mathrm{cm}^{-2} \ \mathrm{s}^{-1}$
Indice spettrale	α_{BAT} =1.74 ± 0.09

Tabella 5.5: Tabella riassuntiva delle principali caratteristiche del GRB080430 osservato da SWIFT.

mostra una curva di luce che vede la presenza di un solo picco di emissione (figura 5.10) mentre la durata complessiva del burst è stata di circa 20 secondi. Le misure di follow up eseguite dai telescopi a terra (vedi ad esempio [51]) hanno permesso di stabilire il redshift dell'oggetto, pari a z=0.767. Data la relativa vicinanza, questo burst si è rivelato come uno dei più interessanti per la possibilità di fornire upper limit stringenti.



Figura 5.9: Curva di luce e skyplot del GRB080430 osservati dallo strumento BAT del satellite SWIFT. Immagini da [49].

5.4.1 Condizioni osservative

Il sistema GSPOT ha ricevuto il segnale di allerta alle 19:53:15 UT, 13 s dopo il GRB tuttavia a causa delle cattive condizioni meteorologiche, è stato possibile eseguire il *follow up* solo a partire da 1h 20m dopo l'allerta. L'acquisizione dati ha avuto inizio alle 21:12:44 UT. Nelle figure allegate vengono riassunti i principali parametri osservativi. Complessivamente l'acquisizione dei dati è proceduta dalle 21:12:44 UT fino alle 23:52:30



Figura 5.10: Curva di luce del GRB080430- Il telescopio MAGIC ha seguito questo GRB solo a partire da circa 1h 20m dopo il segnale di allerta.

UT coprendo un intervallo di angolo zenitale da $\theta_0 = 23^\circ$ a $\theta_1 = 34^\circ$. A causa della diversa risposta dello strumento in questo ampio intervallo, il campione di dati è stato diviso e nel mio lavoro sono stati esaminati solo i *run* con angolo zenitale $< 29^\circ$ ovvero quelli temporalmente più vicini a *trigger* di BAT.

5.4.2 Separazione gamma adroni e alpha plot

Anche in questo caso abbiamo optato per una procedura di ottimizzazione dividendo i dati a disposizione in tre intervalli in size. Dato il minor angolo zenitale di osservazione di questo GRB rispetto al caso precedente, si è potuto scegliere un taglio in size minimo di 100 fotoelettroni. Ai diversi *size bin* scelti corrispondono le energie di soglia ricostruite come nel caso precedente a partire dall'applicazione dell'ottimizzazione ad un campione di dati montecarlo di 100 ± 34 GeV, 180 ± 77 GeV e 500 ± 150 GeV. Complessivamente,



Figura 5.11: Condizioni osservative per il GRB080430. Come si nota dalle immagini, le condizioni meteorologiche durante l'osservazione non sono state delle migliori. In particolare, sul finire della finestra osservativa la *claudiness* aumenta notevolmente raggiungendo il valore del 90%. Come conseguenza, il *rate* osservato diminuisce. Al fine di processare dati il più possibile omogenei tra loro quest'ultimi *runs* sono stati esclusi dal calcolo degli upper limits.

l'ottimizzazione eseguita, i cui principali tagli sono riassunti in tabella 5.4, comporta una percentuale di selezione degli eventi gamma pari al 72%, 85% e 92% e una corrispondente soppressione degli eventi di background adronici pari all'80%, 93% e 98% nei tre intervalli di energia considerati.

phe	100-200	200-700	700-30000
Leakage	0.25	0.25	0.25
Island	3	3	3
$\operatorname{Dist}(\operatorname{mm})$	270	280	280
Hadronness	0.45	0.3	0.2
Alpha	15	12	10

Tabella 5.6: Tabella riassuntiva dei tagli usati nella procedura di ottimizzazione.



Figura 5.12: Distribuzione del parametro hadronness ed energia di soglia per i tre bin in size scelti.



Figura 5.13: Alpha plot costruiti per i tre diversi intervalli di energia considerati. Nei box di destra viene indicata la significatività della misuara e calcolato un upper limit al numero di eventi in eccesso.

5.4.3 Upper Limits

Nessun segnale sopra l'energia di soglia di 100 GeV ricostruita per la nostra analisi risulta individuabile. Gli upper limits al flusso vengono calcolati come nel caso precedente (95%CL e 30% di incertezze sistematiche) con un ulteriore taglio relativo al numero di isole dell'immagine (si prendono gli eventi con una sola isola). I grafici seguenti mostrano

E	$\langle E \rangle$	HADRONNESS	DRONNESS ALPHA		Upper Limits		
[GeV]	[GeV]	cut	cut	$\left[\frac{\rm ph}{\rm cm^2keVs}\right]$	$\left[\frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{cm}^2}\right]$	C.U.	
70-140	102.6	0.45	15	5.4e-18	7e-7	0.56	
140-250	173.0	0.30	12	4.4e-19	1.6e-7	0.17	
250-600	335.8	0.20	10	8.2e-20	1.1e-7	0.18	
600-1000	715.7	0.15	8	9.3e-21	5.9e-8	0.14	

Tabella 5.7: Upper limits per l'emissione di alta energia dal GRB080430. I valori corrispondono a circa 7679 s delle osservazioni MAGIC dalle 21:12:01 UT alle 23:20:01 UT

l'andamento nel tempo per tutta la durata dell'osservazione del numero di eventi in eccesso calcolati. Come nel caso precendete, la relativa significatività di questi eventi ha una distribuzione con un valore di picco a $\sigma \sim 0$ ad indicare la completa assenza di un segnale gamma sopra i 100 GeV da questa sorgente. In figura 5.16 è poi mostrato lo skyplot ottenuto dall'analisi source-independent


Figura 5.14: Andamento del numero di eventi in ecceso calcolato per ogni bin di energia in funzione del tempo.

0



Figura 5.15: Significatività degli eccessi misurati. Tutte le distribuzioni hanno un valore medio centrato intorno allo zero ad indicare l'assenaza di segnale nei relativi intervalli di energia.

C



Figura 5.16: Skyplot costruito a partire dai campioni di dati ON e OFF per il GRB080430.

Capitolo 6

Discussione e prospettive future

6.1 Caratteristiche dei GRB analizzati

Le principali caratteristiche dei GRB analizzati sono mostrate nelle tabelle riassuntive 6.1 e 6.2 In 6.1 le colonne rappresentano nell'ordine: il GRB, il tempo di osservazione

GRB	\mathbf{T}_0	Allerta	Ritardo	Dati	\mathbf{T}_{90}	Zd	Z
	hh:mm:ss	hh:mm:ss	$[\mathbf{s}]$	$[\mathbf{s}]$	$[\mathbf{s}]$	[deg]	
080319A	05:45:42	05:46:45	$\sim 290 \text{ s}$	$1496~{\rm s}$	$64{\pm}36$ s	$35^{\circ}-40^{\circ}$	-
080430	19:53:02	19:53:15	${\sim}1h$ 19m	$7629~{\rm s}$	$16.2{\pm}2.4~{\rm s}$	$22^{\circ}-30^{\circ}$	0.767

Tabella 6.1: In tabella vengono riportati le principali informazioni relative ai GRB analizzati.

del satellite, il momento in cui l'allerta è stata ricevuta dal telescopio MAGIC, il ritardo tra T₀ e l'inizio della presa dati, il tempo complessivo di aquisizione dati (in secondi), la durata del GRB, l'intervallo di angolo zenitale coperto e il valore di redshift (quando disponibile) della sorgente. In tabella 6.2 vengono invece riportati gli *upper limits* al flusso calcolati per i diversi intervalli di energia considerati. Tali valori sono espressi in unità di misura di flusso (ph cm⁻² keV⁻¹ s⁻¹ e erg cm⁻²) e in termini di *Crab Unit* (C.U.) dove

$$1 \ C.U. = 1.5 \times \left(\frac{E}{1 \text{GeV}}\right)^{-2.58} \text{ ph cm}^{-2} \text{ keV}^{-1} \text{ s}^{-1}$$
 (6.1)

Tutti gli upper limit determinati sono stati valutati con un livello di confidenza del 95%, con un incertezza sistematica del 30% e nell'ipotesi di uno spettro differenziale dei fotoni che segue una legge di potenza con indice spettrale $\beta = -2.5$

GRB	$\Delta \mathbf{E}$	\mathbf{E}	flusso
	[GeV]	[GeV]	$[m erg~cm^{-2}]$
GRB080319A	100-230	163	1.6×10^{-7}
	230 - 320	253	5×10^{-8}
	320-660	410	1.4×10^{-8}
	660-1000	757	3.4×10^{-8}
GRB080430	70-140	102	7×10^{-7}
	140-250	173	1.6×10^{-7}
	250-600	335	1.1×10^{-7}
	600-1000	715	5.9×10^{-7}

Tabella 6.2: Tabella riassuntiva degli upper limits calcolati per i GRB osservati.

6.2 Emissione di alta energia nell'afterglow

Tutti i GRB da noi analizzati, sono stati osservati da MAGIC con relativo ritardo rispetto a T_0 e dunque durante la fase dell'afterglow dell'evento. Alcuni lavori in letteratura suggeriscono la possibilità di un emissione di alta energia anche durante questa fase dell'evento. In quest'ottica, l'analisi dei GRB tramite lo strumento MAGIC in questo intervallo temporale può fornire importanti indicazioni circa le caratteristiche degli external shock che caratterizzano questa fase di emissione. In particolare gli upper limits che vengono calcolati per quegli eventi di cui risulta noto il redshift possono risultare particolarmente significativi. Tra i GRB da me analizzati, uno tra i più "promettenti" da questo punto vista data la sua relativa vicinanza è stato il GRB080430. Nel presente lavoro non ho trattato in dettaglio i meccanismi di emissione durante la fase di afterglow, tuttavia facendo riferimento a lavori teorici presenti in letteratura, abbiamo stimato il flusso teorico atteso alle alte energie durante la fase di afterglow. In particolare si è fatto riferimento a [52]. Le relazioni analitiche presenti in questo lavoro sono state infatti inserite nel proposal di studio di GRB con MAGIC relativo al IV ciclo di osservazioni del telescopio. L'emissione attesa dall'afterglow, in analogia al caso della prompt emission di cui si è parlato approfonditamente nel secondo capitolo, può essere descritta in maniera analitica attraverso la conoscenza dei parametri fisici che caratterizzano la fireball E, ϵ_e , ϵ_B , p, n(densità del mezzo dove la fireball espande), e il redshift della sorgente z. Nell'ipotesi di *fast cooling*, la componete di Inverse Compton attesa durante l'afterglow

X è [52]:

Ì

$$E_{p,IC} = 2.5D_{28}^{-8/3}(1+z)^{17/12}n^{-1/4}E_{53}^{11/12}\left(\frac{E_p}{2eV}\right)^{8/3}\left(\frac{F_{1keV}}{1\mu Jy}\right)^{-4/3}\left(\frac{t_{obs}}{10^4s}\right)^{-1/12} GeV(6.2)$$

$$\nu_{IC}F_{\nu,IC} = 10^{-9}e^{-\tau}D_{28}^{-4}(1+z)^{-47/48}n^{-1/16}E_{53}^{25/16}\left(\frac{E_p}{2eV}\right)^{3/2}\left(\frac{F_{1keV}}{1\mu Jy}\right)^{-1}$$
(6.3)

$$\left(\frac{E_{oss}}{100GeV}\right)^{-1/4} \left(\frac{t_{obs}}{10^4 s}\right)^{-11/16} \ erg \ cm^{-2} \ s^{-1} \tag{6.4}$$

dove: E è l'energia cinetica della fireball (legata all'energia isotropica complessiva del GRB E_{iso} da un fattore di efficienza radiativa che prendermo pari al 10%- $E_{iso} \sim 0.1E$), E_p è l'energia di picco nella SED dell'afterglow X, D è la distanza di luminosità del burst, n la densità del mezzo esterno e F il flusso osservato a 1 keV normalizzato ad $1\mu Jy^{1}$. Il fattore $\mathrm{e}^{-\tau}$ è un fattore correttivo che tiene conto dell'assorbimento dei fotoni di alta energia da parte dell'EBL. Con riferimento a [58] abbiamo ad esempio $\tau \sim 0.45$ a 100 GeV per z=0.3 e $\tau \sim 8.2$ a 100 GeV per z=1. Nel caso del GRB080430, il valore del redshift dell'oggetto è z=0.767 che corrisponde a $\tau = 4$ a 100 GeV. E_p e E_{iso} sono stati determinati in modo da soddisfare la relazione di Amati da [53] e valgono rispettivamente $E_p=39 \text{ keV}, E_{iso} = 3 \times 10^51 \text{ erg}, E=3 \times 10^{52} \text{ erg}$. Il flusso a 1 keV ricavato dalle osservazioni di XRT vale circa 0.9 μ Jy calcolato per il tempo intermedio dell'intervallo di tempo complessivo dei dati a disposizione. Assumeremo poi $n=1 \text{ cm}^{-3}$. In questo modo otteniamo i seguenti risultati: Dalla tabella, si può notare come i valori previsti dalla teoria siano compatibili con gli upper limits determinati sperimentalmente ed risulta interessante notare come la non determinazione di un segnale da parte di MAGIC sia da attribuire esclusivamente all'assorbimento dei fotoni di alta energia da parte dell'EBL. In assenza di questo effetto, i valori di flusso atteso sarebbero stati facilmente osservabili dallo strumento. Questa osservazione permette di sottolineare l'importanza che le osservazioni di MAGIC possono avere soprattutto alla luce dei prossimi miglioramenti hardware attesi (Inizio delle operazioni di MAGIC II) che promettono un miglioramento di un fattore 2 nella sensibilità ed anche un abbassamento complessivo dell'energia di soglia dello strumento. In quest'ottica, le future osservazioni dei GRB a più basso redshift (z < 0.5) potrebbero risultare particolarmente importanti.

 $^{^1}$ il Jy è una unità di misura di flusso spesso usata in astrofisica in particolare nella radioastronomia. Vale $10^{-26}~\rm Watt~m^{-2}~Hz^{-1}$

GRB080430	Energia [GeV]	Upper Limits [erg cm ^{-2} s ^{-1}]
(EBL)		3.7×10^{-12}
	100	2×10^{-10}
(MAGIC)		8.8×10^{-11}
(EBL)		9.1×10^{-15}
	170	1.8×10^{-12}
(MAGIC)		1.2×10^{-14}

Tabella 6.3: Valori teorici attesi per l'emissione di alta energia da IC durante l'afterglow calcolati sia introducendo la correzione legata all'assorbimento da parte dell'EBL sia senza nessuna correzione (oggetto a z=0). Gli upper limits sperimentali determinati dai dati del telescopio MAGIC sono mostrati per confronto.

6.3 Emissione di alta energia nella fase prompt

Al fine di confrontare gli spettri teorici determinati nel secondo capitolo di questo lavoro con i valori degli upper limits determinati dalle osservazioni di MAGIC, abbiamo considertao i dati del GRB050713A, l'unico GRB (fino a questo momento) di cui sia stato possibile seguire la fase di emissione iniziale. Gli upper limits per questo GRB non sono stati determinati durante il mio lavoro di Tesi ma in [21]. Questo GRB è stato

E [GeV]	$\begin{array}{c} {\bf Upper \ Limits} \\ [{\bf ph \ cm^{-2} \ s^{-1} \ keV^{-1}}] \end{array}$	$[{ m erg}~{ m cm}^{-2}~{ m s}^{-1}]$	CU
214	7.24×10^{-18}	5.31×10^{-10}	4.98
278	4.81×10^{-18}	5.95×10^{-10}	4.49
364	7.59×10^{-19}	1.61×10^{-10}	2.05
660	7.10×10^{-20}	4.96×10^{-11}	0.89

Tabella 6.4: Upper limits calcolati in [21] per il GRB050713A durante la fase di emissione iniziale del burst.

localizzato dallo strumento BAT di SWIFT il 13 luglio 2005 alle 04:29:02 UT. Il telescopi MAGIC ha iniziato la presa dati 40s dopo e data la durata del GRB di $T_{90} = (70 \pm 10)$ s la fase *prompt* è stata seguita per un totale di 30s. Le osservazioni di SWIFT hanno evidenziato un andamento nel flusso di fotoni interpolabile mediante una legge di potenza con indice spettrale -1.58±0.07 e un emissione integrata nell'intervallo temporale T_0 -70s÷ T_0 +120s e nel *range* di energie 15÷350 keV di 9.1×10⁻⁶ erg cm⁻². Le analisi del satellite KONUS-WIND hanno poi permesso di ricavare l'energia corrispondente al picco di emissione alle basse energie pari $E_{peak} \sim 355$ keV. Queste informazioni sono state utilizzate per normalizzare gli spettri teorici calcolati nel capitolo 2. Ho infatti sfruttato il valore dell'energia di picco per calcolare il valore della energia isotropica del GRB utilizzando la relazione di Amati [54] ottenendo il valore di $E_{iso} \sim 1.510^{53}$ erg. Nessuna delle osservazioni di follow up eseguite ha permesso di stabilire il redshift di questo GRB. Questo limita notevolmente la possibilità di fornire upper limits significativi e stringenti tuttavia un confronto con i dati teorici è riportato in figura 6.1. Convenzionalmente ho attribuito un valore di redshift z=1 e ho mantenuto una scelta "standard" (vedi capitolo 2) dei principali parametri fisici necessari alla determinazione del flusso teorico. Al fine di riprodurre una energia di picco per l'emissione di sincrotrone a ~ 350 keV come determinata da KONUS-WIND, si è resa necesaaria la scelta di un fattore di Lorentz per la *fireball* di $\Gamma = 250$. Nell'immagine vengono riportati i flussi attesi per il SSC e l'emissione di sincrotrone. Gli upper limits determinati non sembrano essere compatibili



Figura 6.1: Confronto tra gli upper limits derivati dalle osservazioni della fase *prompt* del GRB050713a da parte del telescopio MAGIC e lo spettro teorico atteso. Le linee verticali nere e blu indicano rispettivamente l'energia di *cut off* per la produzione di coppie interna alla *fireball* e l'energia di *cut off* per l'assorbimento esterno da parte dell'EBL.

con gli spettri attesi non corretti per nessuna forma di assorbimento. Considerando infatti l'effetto dell'interazione dei fotoni gamma con l'EBL, possiamo stimare a 100 GeV una profondità ottica di $\tau \sim 8$ per una sorgente posta a z=1 [58]. Questo implica a 100 GeV una diminuzione del flusso previsto di un fattore $e^{-\tau} \approx 10^3$. Gli andamenti dei due processi considerati "scalati" per questo fattore sono indicati in figura come curve 1 e $2\ ^2.$ In questa approssimazione, gli $upper\ limits$ sono compatibili con l'emissione attesa da entrambi i processi dunque non non in grado di discriminare su quale processo sia all'opera nella fireball. Come nel caso precedente appare chiara, tuttavia, l'importanza che le osservazioni di MAGIC possono avere per tutti i GRB osservati a basso redshift. In quest'ottica risulta particolarmente interessante ricorrere ai dati osservativi dei GRB di redshift noto per risalire al loro spettro teroico atteso. Abbiamo eseguito questa procedura per il caso del GRB080430. I dati dell'emissione prompt sono stati determinati sfruttando le osservazioni dello strumento BAT, facendo la sola assunzione di identificare l'energia di picco dell'emissione alle basse energie nell'intervallo 15-150 kev con la frequenza di picco per emissione di sincrotrone. BAT ha calcolato un flusso integrato in un tempo tra T₀-0.3
s e $\rm T_0+18s$ di $1.15\times10^{-6}~\rm ergs~\rm cm^{-2}$. Tramite que
sta informazione, abbiamo normalizzato il nostro spettro ricavando il valore per E_{iso} di 5×10^{51} erg non significativamente diverso da quello ottenuto ammettendo valida la relazione di Amati. Gli spettri per l'emisione di sincrotrone e il Compton inverso sono riportati in figura 6.2. Dal grafico, appare evidente come per questo particolare GRB, l'emissione prompt non sarebbe potuta essere osservata anche se il *cut off* per la produzione di coppie, con un energia di ~ 420 GeV, a differenza del caso del GRB050713 è all'interno dell'intervallo energetico di operatività del telescopio. Gli spettri aspettati presentano una emissione sopra la soglia di sensibilità dello strumento, tuttavia, l'effetto dell'assorbimento da parte dell'EBL gioca anche in questo caso un ruolo fondamentale. In figura mostriamo infatti il livello di emissione aspettato a 100 GeV per questo GRB. La diminuzione rispetto allo spettro non corretto per l'assorbimento, $(e^{-\tau} \approx 40)$ è infatti sufficiente a "spostare" i flussi attessi sotto la soglia di sensibilità sia di MAGIC che del sistema MAGIC II. È tuttavia doveroso sottolineare come recenti miglioramenti nell'hardware [55] dello strumeto come un nuovo sistema di DAQ (Data AcQuisition) e un nuovo sistema di trigger

²Chiaramente questo rappresenta un approssimazione in quanto la profondità ottica aumenta all'aumentare dell'energia e dunque i punti a E>100 GeV andrebbero scalati per un fattore maggiore.



Figura 6.2: Spettro simulato dell'emissione *prompt* per il GRB080430 e GRB080319B. L'energetica del burst è stata ricavata a partire dai dati di BAT. Le linee verticali in figura rappresentano l'energia di soglia per produzione di coppie (~ 420 GeV per il 080430 e ~ 200 GeV per 080319B) ed il valore di riferimento di 100 GeV per il quale abbiamo calcolato il contributo dell'assorbimento da parte dell'EBL. Sono poi indicate le curve di sensibilità di MAGIC e del futuro MAGIC II.

hanno migliorato del 30% la sensibilità e abbassato l'energia di soglia dello strumento fino a ~ 25 GeV. Questi miglioramenti, non ancora pienamente sfruttati nell'osservazione dei GRB possono condurre ad una rilevazione positiva anche per un burst come quello descritto. Un altro GRB particolarmente interessante da questo punto di vista è stato il GRB080319B, non seguito da MAGIC per una serie di sfortunate coincidenze e che si è poi rivelato essere il più luminoso GRB mai osservato. Le osservazioni eseguite da SWIFT indicano infatti un GRB di durata $T_{90}=50$ s estremamente brillante con un emissione tra 15 e 150 keV nell'intervallo temporale $T_0 - 4s: T_0 + 62s \text{ di } 1.2 \times 10^{-4} \text{ ergs cm}^{-2}$ con una energia corrispondente al picco di emissione (interpolazione tramite la funzione di Band) di $E_{peak} = 43$ keV [57]. Normalizzando lo spettro dell'emissione prompt utilizzando queste informazioni, abbiamo stimato una energia corrispondente di $\approx 3 \times 10^{53}$ ergs mentre un fattore di Lorentz di $\Gamma \sim 800$ si è reso necessario per avere il picco di emissione di sincrotrone a ~ 40 keV. Con questa scelta dei parametri, la nostra simulazione prevede un secondo picco di emissione a ~ 20 GeV per il SSC con un flusso atteso 8-10 volte maggiore rispetto a quello di bassa energia ed un *cut off* per la produzione di coppie a 180 GeV dunque ancora all'interno dell'intervallo di energie accessibili a MAGIC (vedi figura 6.2 pannello di destra). Data l'eccezionale luminosità di questo GRB e la sua relativa vicinanaza (z=0.9) questo evento sarebbe sicuramente potuto essere osservato dal telescopio MAGIC anche considerando l'effetto dell'assorbimento dell'EBL ($e^{-\tau} \approx 100$ a 100 GeV).

6.4 Conclusioni

Il telescopio MAGIC rappresenta il miglior strumento IACT per lo studio della componente di emissione di alta energia da GRB. Grazie alle soluzioni costruttive adottate, infatti, il telescopio è in grado, a seguito di un segnale di allerta da parte della rete globale GCN, di condurre osservazioni sia nella iniziale fase di emissione *prompt*, sia durante l'*afterglow*. Meccanismi come l'emissione di sincrotrone, il Compton inverso o il decadimento del pione neutro, possono infatti produrre fotoni di altissima energia (>10 Gev) potenzialmente rilevabili dallo strumento. Sfortunatamente, l'assorbimento da parte dell'EBL dovuto all'elevato valore del redshift medio (z=2.3) dei GRB osservati, non ha reso ad oggi possibile la rilevazione positiva di un segnale da questo tipo di eventi. Il lavoro di tesi presentato mette tuttavia in evidenza le potenzialità del sistema per questo tipo di studi. I risultati mostrati per alcuni eventi come il GRB080430 e la vera e pro-



Figura 6.3: Distribuzione in redshift dei GRB osservati da MAGIC. Solo 1/3 degli eventi seguiti è nell'intervallo "utile". Questa è la principale limitazione nell'osservazione di questi eventi. Nel pannello di destra, le sensibilità dei vari detector esistenti messe a confronto con quella attesa per il CTA. Il migioramento nelle prestazioni con la nuova generazione di *imaging Čherenkov* appare evidente.

pria occasione mancata del GRB080319B evidenziano infatti come le misure di MAGIC degli eventi a basso redshift (z<1) possono fornire importanti informazioni circa la fisica della *fireball* e distinguere tra i diversi processi potenzialmente in atto. Come messo in evidenza in questo capitolo, il successo di questo tipo di misure, passa attraverso la raccolta di una significativa statistica di eventi (circa 1/3 dei GRB seguti da MAGIC

è nell'intervallo di redshift "utile") e attraverso il miglioramento delle prestazioni dello strumento con l'inizio delle operazioni del sistema MAGIC II. In quest'ottica, inoltre, si prevedono nei prossimi anni progressi molto significativi in tutto il settore dell'astrofisica delle alte energie. Il progetto dell'eventuale unione delle due collaborazioni MAGIC ed HESS al fine formare un osservatorio Cherenkov di nuova generazione (CTA-Cherenkov Telescope Array) con un miglioramento di più di un ordine di grandezza in sensibilità ed energia di soglia, pur essendo ancora in fase progettuale apre la strada all'indagine di oggetti anche ad alto redshift e, al tempo stesso, i nuovi osservatori per astronomia gamma lanciati di recente come AGILE e soprattutto GLAST con i due strumenti GBM e LAT, risulteranno nel prossimo futuro i migliori "partner" per osservazioni di carattere multibanda. La nuova scoperta da parte dello strumento LAT di GLAST di emissione di fotoni fino a 15 GeV dal GRB080916C, oltre ad evidenziare la concreta possibilità di osservazione dei GRB a queste energie, offre nuove e stimolanti prospettive per il telescopio MAGIC e depone a favore di una proficua collaborazione tra i due tipi di strumenti. L'importante contributo dei satelliti operanti nella banda X come SWIFT, inoltre, consentirà di completare la descrizione dei GRB nel regime delle alte energie fornendo una esaustiva visione dello spettro di energia di questi eventi.

Bibliografia

- [1] Klebesadel R. W., Strong I. B., Olson R. A., 1973 ApJ 182, L85
- [2] Band D. et all., 1993 ApJ **413**, 281
- [3] Piran T., 1994
- [4] Sari R., Narayan R., Piran T., 1996 ApJ 473, 204
- [5] Gupta N., Zhang B., 2007 MNRAS
- [6] Rybicki G. B., Lightman A. P., 1979 Radiative Process in Astrophysics, New York: Wiley
- [7] Williams W.S.C. 2001 Nuclear and Particle Physics, Oxford University Press
- [8] Guetta D., Granot J., 2003 ApJ 585, 885
- [9] Guetta, D., Granot J. 2003 MNRAS 340, 115
- [10] Galli, A., Guetta, D. arXiv:astro-ph/0709.4568
- [11] Sari R., Piran T., Narayan R., 1998 ApJ
- [12] Waxman E., Bahcal J., 1997 Phys. Rev. Lett. 78, 2292
- [13] Gupta, N., Zhang, B. Astroparticle Phys. in press, astro-ph/0606744 497, L17
- [14] Gaisser, T., 1990 Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge University Press
- [15] Perkins, D., 2005 Particle Astrophysics, Oxford University Press
- [16] Ta-Pei Cheng, 2005 Relativity, Gravitation and Cosmology, Oxford University press

- [17] Heitler
- [18] Hurley, K. et all. 1994 Nature **372**, 652
- [19] Mazzoldi, P., Nigro, M., Voci, C., Fisica (Volume II) 2001, EdiSES
- [20] Hillas, A. M. 19th Int. Cosmic Ray Conf. 3, 445
- [21] Galante, N., Very High Energy Observation of GRB with the MAGIC Telescope, Università degli studi di siena, Ph.D Thesis
- [22] Gaug, M., Calibration of the MAGIC telescope and the observation of Gamma Ray Bursts, Università di Bacellona & IFAE, Ph.D Thesis
- [23] Venturini, A., Indirect dark matter search in the Draco dwarf galaxy with the MAGIC telescope, Università degli Studi di Padova, Tesi di Laurea Specialistica
- [24] Li, T., Ma, Y., 1983 ApJ **272**, 317
- [25] Moralejo, A., Gaug, M. A handbook of the standard MAGIC analysis chain 2008
- [26] http://magic.pic.es/data.php
- [27] McEnery, Atkins, R. et all. 2000 AIPC **526**, 240M
- [28] Fishman, G. J., Meegan, C. A. 1995 Annu. Rev. Astron. Astrophys. 33, 415
- [29] Chincarini, G. et all. 2007 ApJ 671, 1903
- [30] Gaug, M., Garczarczyk, M. GRB080319A-Analysis report from MAGIC observation MAGIC-GRB Group Internal Document
- [31] Aharonian, F., et all. 2002 A&A 89, 393
- [32] Gaidos, J. et all. 1996, Nature **319**, 383
- [33] Albert, J., et all. 2007 ApJ 663, 125
- [34] Baixeras, C., Galante, N. et all. astro-ph/0403180
- [35] Costa, E. et all 1997, Nature **387**, 783

- [36] Metzger, M. L. et all 1997, Nature **387**, 878
- [37] Meszaros, P. arXiv:astro-ph/0605208
- [38] Van Paradijs et all. 1997, Nature **387**, 479
- [39] Harrison, F. A. et all 1999, ApJ **523** L121
- [40] Fragile, P. T. et all. 2004 Astropart. Phys 20, 591
- [41] Zhang, B., Meszaros, P. ApJ **559**, 110
- [42] Berestetskii et all 1982 Quantum Electrodynamics
- [43] Lithwick, Y., Sari, R. 2001 ApJ 555, 540
- [44] Pagani, C. et all. GCN Circular n 7426
- [45] Pagani, C. et all. GCN Circular n 7463
- [46] Holland, S. T. et all. GCN Circular n 7495
- [47] Malesani, D. et all. GCN Circular n 7436
- [48] Cenko, S. B. et all. GCN Circular n 7429
- [49] http://gcn.gsfc.nasa.gov/notices-s/306754/BA/
- [50] Guidorzi, C. et all. GCN Circular n 7647
- [51] de Ugarte Postigo et all GCN Circular n 7650
- [52] Galli, A., Piro, L. arXiv:0805.2884
- [53] Galli, A. Comunicazione personale
- [54] Amati, L. et all 2002 A&A **390**, 81
- [55] Galante, N., Antonelli, L. A., et all. Observation of GRBs with the MAGIC telescope, Gamma-2008 Symposium, Heidelberg
- [56] Rolke, W., Lopez, A., Conrad, J. 2005, NIMPRA 551, 493

- [57] GCN Circular n. 7462
- $[58]\,$ Stecker, F.W. et all. 2006 ApJ $\mathbf{648},\,774$