

Indice

1	Introduzione	4
2	Fenomenologia dell'atmosfera e dell'attività solare	8
2.1	La Magnetosfera e il Vento Solare	8
2.2	Le Fasce di Van Allen	11
2.3	Satelliti e ambiente spaziale	14
2.4	i flares di protoni	18
3	XMM-Newton	19
3.1	Panoramica generale	19
3.2	L'orbita	21
3.3	Lo spacecraft	24
3.4	I telescopi	25
3.5	Il payload scientifico	27
3.5.1	EPIC- European Photon Imaging Camera	27
3.5.2	RGS	34
3.5.3	OM	35
3.6	Il Background di EPIC	37
4	Interazione tra protoni e satellite XMM-Newton	40
4.1	Interazione tra protoni e telescopio	40
4.2	Scattering di Rutherford	41
4.3	Scattering di Remizovich	42
4.4	Scattering di Firsov	42
4.5	Interazione tra protoni e filtri di XMM-Newton	43
4.6	Perdita di energia delle particelle cariche pesanti nell'interazione con la materia	45
4.7	La formula di Bethe-Bloch	46
5	Osservazione del Lockman Hole con EPIC MOS in Low Gain Mode	51

6	Analisi spettrale	54
6.1	Introduzione alla spettroscopia X	54
7	Descrizione della perdita di energia nei filtri di EPIC MOS	57
7.1	Peculiarità dell'osservazione	58
7.2	Preparazione dei dati	59
7.3	Riduzione dei dati	60
7.4	Il Modello Empirico	71
7.4.1	Costruzione del modello	73
7.5	Fitting Spettrale	74
7.6	Modelli alternativi per la selezione di sorgente e background .	82
7.6.1	Selezione alternativa per gli intervalli di tempo di segnale e di fondo	82
7.6.2	Fondo outFOV	90
7.7	Perdita di energia delle particelle α nei filtri	97
8	Conclusioni	100
A	Storia delle missioni per i raggi X	105
A.1	Nascita dell'astronomia dei raggi X	105
A.2	L'era dei satelliti	107
A.2.1	Il progenitore dei satelliti X: UHURU	107
A.2.2	Il primo satellite con telescopio X: Einstein (HEAO-2) .	108
A.2.3	La mappa completa del cielo a raggi X: ROSAT . . .	109
A.2.4	Il satellite X italiano: BeppoSAX	110
A.2.5	Il Rossi X-ray Timing Explorer	111
B	Caratteristiche fondamentali di un telescopio a raggi X	112
B.1	Introduzione all'ottica nella banda X	113
B.2	Specifiche tecniche fondamentali di un telescopio X	120

C Le missioni spaziali per i raggi X Chandra e Athena	126
C.1 I prodromi: Chandra	126
C.1.1 Ambiente di radiazione dell'Osservatorio di raggi X di Chandra	128
C.1.2 Il problema dei protoni soffici in Chandra	130
C.2 Uno sguardo al futuro: Athena	134
C.2.1 Il problema dei protoni soffici in Athena	139

1 Introduzione

Una delle principali e, sfortunatamente, imprevedibili fonti di background per l'attuale generazione dei telescopi a raggi X è costituita dai protoni soffici, cioè quei protoni di energie comprese tra le poche decine di keV e il MeV. Questi protoni, che si è scoperto essere abbondanti lungo l'orbita del satellite XMM-Newton, fanno sì che per circa il 40% del potenziale tempo di osservazione in cui i dati non possono essere utilizzati a causa dell'alto livello di fondo strumentale indotto.

Esse vengono focalizzate dagli specchi dei telescopi e vanno ad incidere direttamente sui detectors, causando un aumento del fondo e una rapida degradazione delle prestazioni di alcuni rivelatori; nei casi più estremi è stato perciò necessario interrompere la presa dati allorquando il satellite attraversa una regione notoriamente popolata da protoni di basse energie.

I telescopi a raggi X infatti sono costruiti per focalizzare i fotoni della banda dell' X, cioè con lunghezze d'onda comprese tra $\lambda = 10\text{ nm}$ e $\lambda = 1\text{ pm}$, verso i rivelatori posizionati sul piano focale attraverso un doppio scattering ad incidenza radente. Per fare ciò essi sono dotati di un sistema di specchi concentrici.

Tuttavia si è scoperto che tali specchi tendono a riflettere non solo i fotoni, ma anche i protoni soffici che, quando incidono ad angoli sufficientemente piccoli, possono arrivare fino ai CCD e danneggiarli erogando una dose non ionizzante che porta a una perdita di risoluzione spettrale.

Il loro segnale è indistinguibile dai fotoni a raggi X e genera quindi un fondo irriducibile che riduce sensibilmente la qualità delle osservazioni.

Ciò causa una importante perdita di informazione che riguarda tutti i principali obiettivi scientifici di questo osservatorio, che vanno da la cosmologia dell'astrofisica delle stelle di neutroni e dei buchi neri.

Il processo fisico sottostante alla presenza lungo l'orbita dei protoni soffici e alla loro distribuzione nella magnetosfera è ancora poco compreso. Nel corso di questo lavoro di tesi forniremo un'overview circa le teorie più accreditate

formulate nell'ultimo ventennio.

Ciò che appare ormai certo è che essi tendono a distribuirsi in "nubi" all'interno della magnetosfera. Queste nubi, intercettate da XMM-Newton e da Chandra a causa delle loro orbite altamente ellittiche, causano un fenomeno detto *flare* di protoni soffici, cioè un picco di segnale di molti ordini di grandezza superiore a quello quiescente, da non confondersi con i flare, o brillamenti, solari, eventi con i quali la popolazione di protoni soffici magnetosferici non mostra alcuna correlazione.

Gli intervalli di tempo interessati dai flare risultano di scarsa utilità per la maggior parte degli studi scientifici condotti con XMM-Newton in quanto in essi è possibile rilevare soltanto le sorgenti di raggi X particolarmente intense e dunque visibili malgrado l'innalzamento del fondo strumentale (fig. 1).

Questo tipo di distribuzione spaziale dei protoni è suggerito dall'andamento altamente variabile nel tempo del segnale di background da essi indotto (un flare di protoni può durare da poche centinaia di secondi a qualche ora).

A partire all'inizio degli anni Duemila sono stati condotti numerosi studi sui dati a disposizione per affiancare un modello teorico all'attuale conoscenza fenomenologica della distribuzioni dei protoni soffici.

La mole dei dati di cui siamo in possesso suggerisce che, maggiore è l'intensità del segnale dovuto ai protoni soffici, più piatto è il suo spettro. La vignettatura relativa al flusso dei protoni soffici sui detector di XMM-Newton diminuisce meno rapidamente con l'aumentare dell'angolo sull'asse rispetto alla funzione di vignettatura relativa ai raggi X [109].

In letteratura, i risultati ottenuti analizzando i dati raccolti nel corso della missione sono stati confrontati con i risultati delle analisi sistematiche condotte con Geant4 (si veda ad esempio [62]). In questo lavoro di tesi abbiamo invece scelto di confrontare i dati sperimentalni con un modello empirico. Nei paragrafi seguenti ne discuteremo modalità e risultati.

Lo studio dei protoni soffici e delle loro interazioni con i telescopi spaziali si configura come un ambito di indagine di pressante attualità: il danno indot-

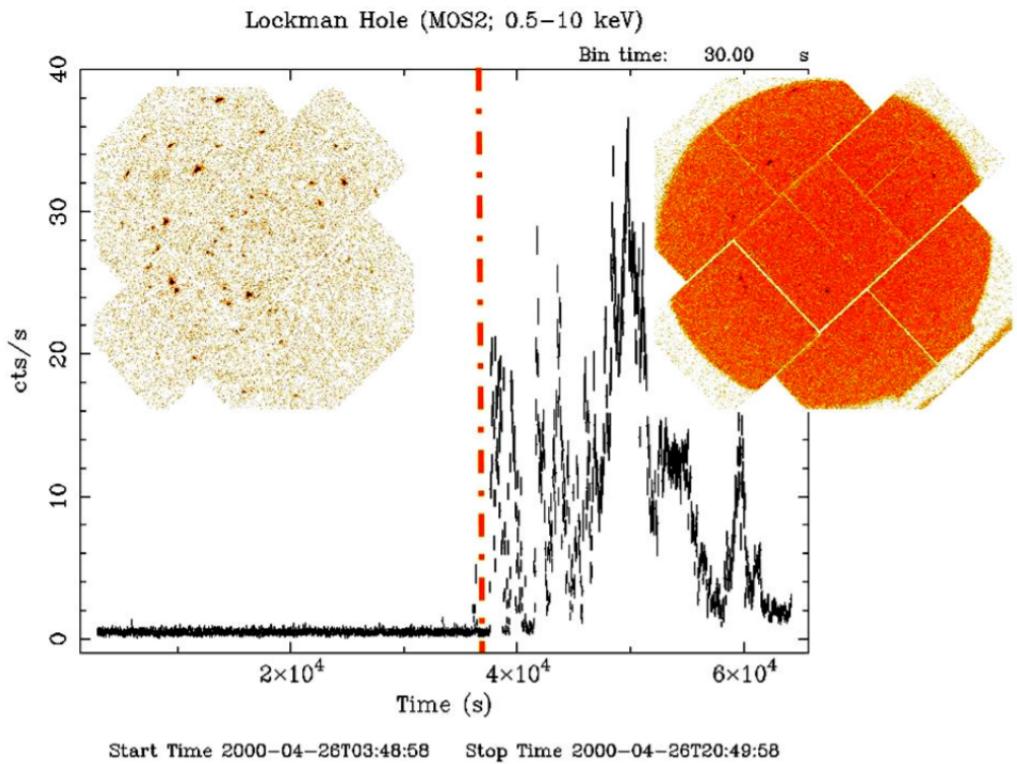


Figura 1: Osservazione del MOS2 di XMM-Newton interessata da un flare di protoni soffici. Si noti la rapidità e l'importanza dell'aumento di segnale di background: la curva di luce mostra un fondo quiescente nella prima parte (corrispondente all'immagine del MOS2 sinistra), successivamente l'osservazione mostra un grande incremento del background dovuto, con ogni probabilità, all'azione dei protoni (la seconda parte corrisponde all'immagine del MOS2 destra).

to da queste particelle, infatti, può avere un impatto drammatico su future missioni a raggi X di grandi dimensioni come la missione Athena pianificata dall'ESA.

Obiettivo del lavoro

1. valutare l'intensità del flusso di protoni soffici utilizzando i dati delle osservazioni di XMM-Newton e confrontando l'effetto dei diversi filtri sull'impatto delle particelle;
2. confrontare i dati ricavati dalle osservazioni con un modello empirico costruito a partire dai dati tabulati per i protoni;
3. confrontare i dati ricavati dalle osservazioni con un modello empirico costruito a partire dai dati tabulati per le particelle α e confrontare i risultati ottenuti con quelli ricavati al punto precedente;
4. ripetere i passaggi precedenti utilizzando diverse strategie di selezione del segnale e del fondo al fine di avere una comprensione più estesa della dinamica dell'evento di flare.

2 Fenomenologia dell'atmosfera e dell'attività solare

I protoni soffici hanno, principalmente, origine solare. Dopo l'emissione dalla stella, essi vengono accelerati dall'interazione tra la magnetosfera solare e quella terrestre.

Essi vengono focalizzati dai telescopi a raggi X in orbita attorno al pianeta e producono un segnale di background molto intenso. Il fatto che il segnale di background sia dovuto ai protoni è suggerito dal fatto che il loro flusso sulle ottiche, come si evince dai dati sperimentali, sia molto più intenso quando il telescopio attraversa le fasce e mostri variazioni annuali compatibili la rotazione del coda geomagnetica e con l'andamento ciclico dell'attività solare.

Nelle fasce di radiazione i protoni sono molto abbondanti e il loro spettro di energia ha l'andamento di una legge di potenza con un cambiamento di pendenza tra 0,5 e 1 MeV. Al di fuori di queste regioni la presenza di protoni è molto minore ($3\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{keV}^{-1}$) ed è da imputarsi all'azione del vento solare [142]. L'andamento del loro spettro di energie segue una legge di potenza con indice 2.

Quanto detto rende necessaria un'introduzione alla morfologia della magnetosfera e dei meccanismi che la riguardano. Nei prossimi paragrafi presenteremo i concetti fondamentali per comprendere la distribuzione dei protoni soffici attorno al nostro pianeta.

2.1 La Magnetosfera e il Vento Solare

Il vento solare è un flusso di plasma composto principalmente da idrogeno ionizzato che viene emesso dal Sole in modo continuo a causa dell'espansione della corona solare. L'energia delle particelle emesse varia tra pochi eV e decine di Mev [54] e si diffondono nello spazio interplanetario. Una descrizione accurata dei parametri di plasma dei protoni (particelle di interesse per questo lavoro) del vento solare si può trovare in [129].

Nel suo moto radiale il plasma trascina con sé il campo magnetico solare e lo porta ad interagire con i campi magnetici planetari facendo sì che in prossimità dei pianeti il campo magnetico assuma una topologia molto variabile. La regione circostante il Sole, il cui raggio è di circa 100 UA, nella quale la densità del vento solare è maggiore di quella del mezzo interstellare e il moto della materia viene influenzato unicamente dal campo magnetico solare, viene detta eliosfera.

Anche il mezzo interplanetario è costituito da gas ionizzato: le particelle che compongono il mezzo globalmente hanno carica nulla e localmente, sotto la spinta di campi magnetici, possono assumere un comportamento collettivo. È il caso del plasma ionizzato che si muove per effetto del campo magnetico terrestre attorno al nostro pianeta in quella regione che comunemente è conosciuta come magnetosfera.

Pur avendo il campo magnetico terrestre un raggio d'azione potenzialmente infinito, la magnetosfera è circoscritta ad una regione di spazio che va da un'altezza minima corrispondente agli strati più alti dell'atmosfera ad una massima di circa $10 R_T$ ($R_T = 6371$ Km, raggio terrestre) in quanto il campo magnetico generato dalla Terra è confinato all'interno della cosiddetta magnetopausa a causa dell'azione del vento solare.

È dunque evidente come le energie e le popolazioni di particelle all'interno della magnetosfera varino al variare dell'attività solare [139]: la magnetosfera può sia agire come uno scudo che devia le particelle energetiche incidenti sia accelerarle insieme al vento solare generando fasci di particelle cariche che colpiscono l'atmosfera superiore neutra dando così luogo alle aurore boreali. L'interazione tra vento solare e magnetosfera si manifesta come un'onda d'urto stazionaria che prende il nome di bow shock. Infatti, poiché la velocità del vento molto maggiore di quella di propagazione del suono e della velocità di Alfvèn si verifica uno shock non collisionale.

La densità del vento solare dunque, in prossimità della Terra, decresce rapidamente: essa passa da circa $5 \cdot 10^{17}$ particelle/ cm^3 (nella corona solare)

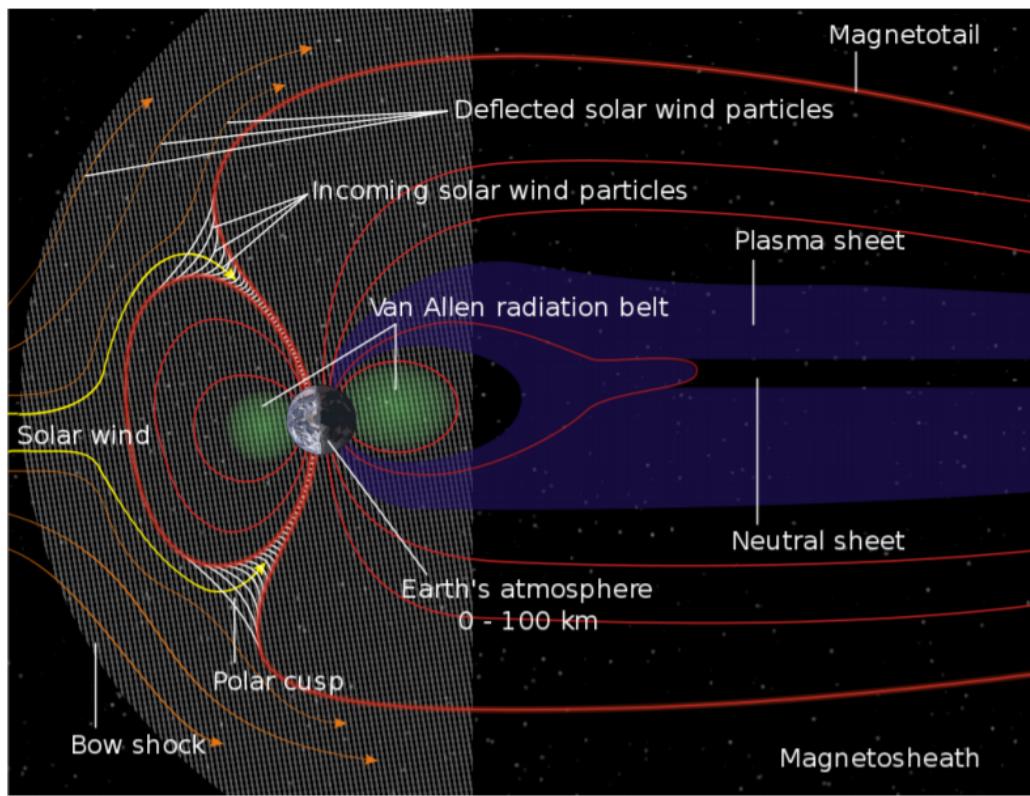


Figura 2: Schema della magnetosfera terrestre

a circa 5 particelle/ cm^3 (in prossimità della Terra).

La temperatura invece decresce più lentamente, da pochi milioni di Kelvin nella corona a qualche migliaio di Kelvin ad 1 UA [110].

Una descrizione estremamente dettagliata della morfologia della magnetosfera esula dagli scopi della nostra trattazione: la nostra attenzione è rivolta principalmente ai protoni delle fasce di Van Allen e alle loro interazioni con la strumentazione di interesse astrofisico. Per approfondire la struttura della magnetosfera rimandiamo dunque a [163].

2.2 Le Fasce di Van Allen

Le regioni dello spazio in cui le particelle cariche portate dal vento solare e dalla radiazione cosmica vengono confinate dall'azione del campo magnetico terrestre in due toroidi coassiali sono chiamate fasce di Van Allen.

Il campo magnetico dipolare, infatti, può confinare lungo le linee di campo particelle di un vasto range di energie 3.

Le fasce, o cinture, di Van Allen sono state scoperte all'inizio dell'era spaziale, nel 1958, grazie alle missioni Explorer I e II e prendono il nome da J. Van Allen, loro scopritore.

Le particelle cariche delle fasce (una interna e l'altra più esterna) sono elettroni e protoni con energie cinetiche che vanno da pochi Kev alle decine o centinaia di GeV. In aggiunta alle due fasce studiate fin dagli anni '50 ne è stata osservata una terza negli anni '10 del XXI secolo

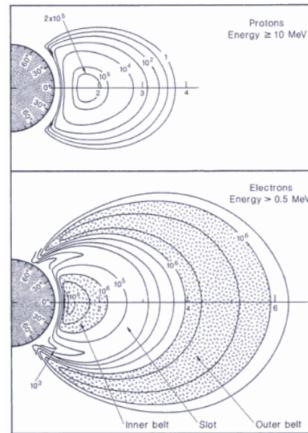


Figura 3: fasce di van Allen in cui vengono evidenziate la distribuzione dei protoni (in alto) e degli elettroni (in basso). Da [106]

[10].

L'instabilità del campo magnetico terrestre e le perturbazioni indotte dal vento solare fanno sì che la distribuzione spaziale delle particelle e le loro traiettorie siano molto complesse e variabili nel tempo (ciò vale in particolar modo per quelle che popolano la fascia esterna). Le particelle si muovono lungo le linee di forza del campo magnetico terrestre seguendo traiettorie a spirale e oscillando in latitudine tra i punti coniugati di riflessione negli emisferi boreale e australe. Le cariche manifestano anche un moto longitudinale che origina una corrente di tipo anulare attorno alla Terra.

Benché la traiettoria delle singole particelle risulti caotica, il loro grande numero dà tuttavia origine ad un moto complessivo che porta ad un gradiente energetico radiale: le particelle più energetiche tendono a trovarsi nella parte più interna delle fasce, quelle meno energetiche in quella più esterna.

Per una descrizione dettagliata della storia della scoperta delle fasce di Van Allen e per una caratterizzazione più precisa della deriva delle particelle nelle stesse si veda [2].

Oltre alle particelle trasportate dal vento solare e a quelle portate dai raggi cosmici di bassa energia [187], un possibile contributo alla popolazione delle fasce è dato dai prodotti del decadimento dei neutroni causato dall'interazione tra raggi cosmici di alta energia e la parte superiore dell'atmosfera [145]. Gli elettroni e i protoni creati in questo modo potrebbero rimanere intrappolati per centinaia di anni nella magnetosfera.

Alcuni studi, inoltre, suggeriscono anche un contributo non trascurabile alla popolazione di protoni dovuto ai SEP (Solar Energetic Particle); una descrizione di questo tipo di eventi astronomici si può trovare in [135, 33, 97]

Il nostro interesse per questa regione spaziale è dovuto alla forma delle traiettorie delle missioni Chandra e XMM-Newton, entrambe posizionate in un'orbita altamente ellittica, che porta questi satelliti ad interagire periodicamente con le particelle che popolano le fasce di radiazione (e, in generale, la magnetosfera vedi fig.4).

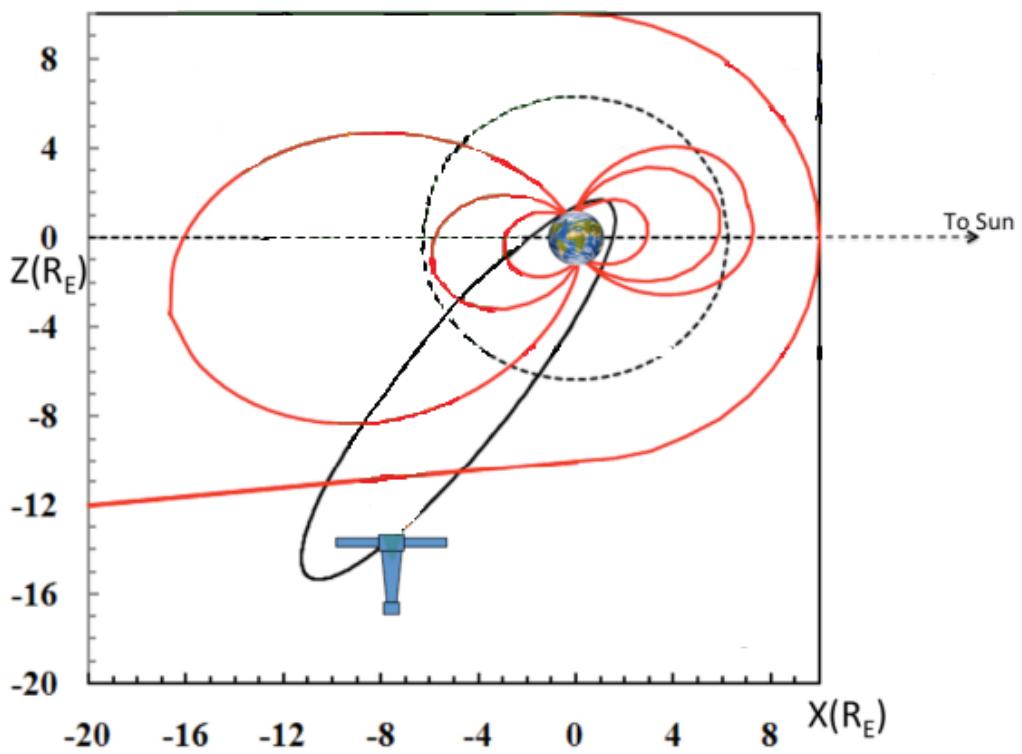


Figura 4: Schema dell'orbita di XMM-Newton in cui vengono rappresentate alcune linee del campo magnetico terrestre

2.3 Satelliti e ambiente spaziale

Un crescente corpus di lavori mostra la connessione tra meteorologia spaziale e comportamento dei veicoli spaziali [9].

Le particelle cariche che popolano l'ambiente interplanetario, infatti, possono colpire i veicoli spaziali limitandone l'operatività o, nel caso di particelle sufficientemente energetiche, arrivando persino a danneggiare le loro componenti scientifiche [11, 188, 161]

. Il background indotto dalle particelle di norma è ben riconoscibile a causa della grande energia che esse depositano su alcuni strumenti; questo rumore può essere drasticamente ridotto utilizzando opportuni sistemi di vetro counters [160].

Gli elettroni, inoltre, difficilmente raggiungono il piano focale: le grandi missioni a raggi X come Chandra e XMM-Newton, infatti, sono dotate di opportuni deflettori elettronici che, grazie all'azione di potenti magneti, deviano il flusso di elettroni dal piano focale impedendo loro di andare ad incidere sui detector [107]. Come vedremo è invece difficile proteggere i CCD dall'azione dei protoni dispersi nell'ambiente spaziale ed eliminare il segnale di background ad esso dovuto, che può essere (in particolar modo nel caso dei flare) di molte volte più intenso del segnale di interesse astrofisico ed ostacola significativamente l'imaging di fonti estese (ad esempio, resti di supernova e ammassi di galassie) che prendono gran parte del campo visivo.

Studiare il background indotto dai protoni soffici è perciò necessario e, per farlo, bisogna conoscere la distribuzione delle nubi protoniche, probabili responsabili dei flare che affliggono le osservazioni, in funzione della posizione orbitale, della distanza dalla Terra e della fase orbitale rispetto al Sole (si veda [109]). La parte dell'orbita che sembra più soggetta a flares protonici è quella più vicina alle fasce di van Allen; quando il satellite si trova lontano dalla Terra, oltre il bow shock o nella magnetotail. Alcuni studi [36] hanno dimostrato che la frazione dell'orbita in cui è più probabile che si verifichino flare di protoni è quella circostante al perigeo e studi più recenti [197, 69]

hanno concluso che l'occorrenza dei flare ha una forte dipendenza dalla topologia della magnetosfera ed in particolare il passaggio attraverso linee di campo magnetico chiuse aumenta la probabilità di eventi di questo genere. Per affrontare l'ormai ventennale problema si sono percorse strade rivelatesi in seguito vicoli ciechi: si è provato ([69]), per esempio, a confrontare il background indotto da protoni soffici nelle osservazioni di XMM-Newton con i dati raccolti dalla missione ACE (Advanced Composition Explorer) in orbita attorno a L1 [177], progettata e calibrata appositamente per l'osservazione delle popolazioni di particelle all'interno della magnetosfera.

Il monitoraggio dei protoni soffici, sul satellite ACE, è affidato allo strumento EPAM (Electron, Proton e Alpha Monitor) composto da cinque aperture telescopiche di tre diversi tipi: due spettrometri a lamina a bassa energia (detti LEFS, da Low Energy Foil Spectrometers) che misurano il flusso e la direzione degli elettroni al di sopra di 30 keV, due spettrometri a bassa energia (da LEMS, Low Energy Magnetic Spectrometers) che misurano il flusso e la direzione degli ioni di energia maggiore di 50 keV e la Composition Aperture (CA) che misura la composizione degli ioni [76]. Di particolare interesse risultano i canali a bassa energia dei LEMS, in particolare il canale P2 che copre la gamma di 67-115 keV per LEMS120, rivolto verso il bow shock.

Il confronto tra i dati dei due satelliti non ha tuttavia mostrato alcun segno di correlazione (fig.5).

Un altro satellite, o meglio costellazione di satelliti, che è possibile confrontare per quanto riguarda il flusso di protoni soffici è Cluster. La costellazione del Cluster, costituita da 4 veicoli spaziali che volano in formazione [53], è una missione dell'ESA ed è una missione di fisica del plasma che ha collezionato un gran numero di risultati scientifici.

La missione, il cui obiettivo era quello di osservare la magnetosfera terrestre e le sue interazioni con il vento solare, è stata attiva dal 2000 al 2016 e, nel corso delle sue operazioni, ha attraversato le stesse regioni dell'ambiente spa-

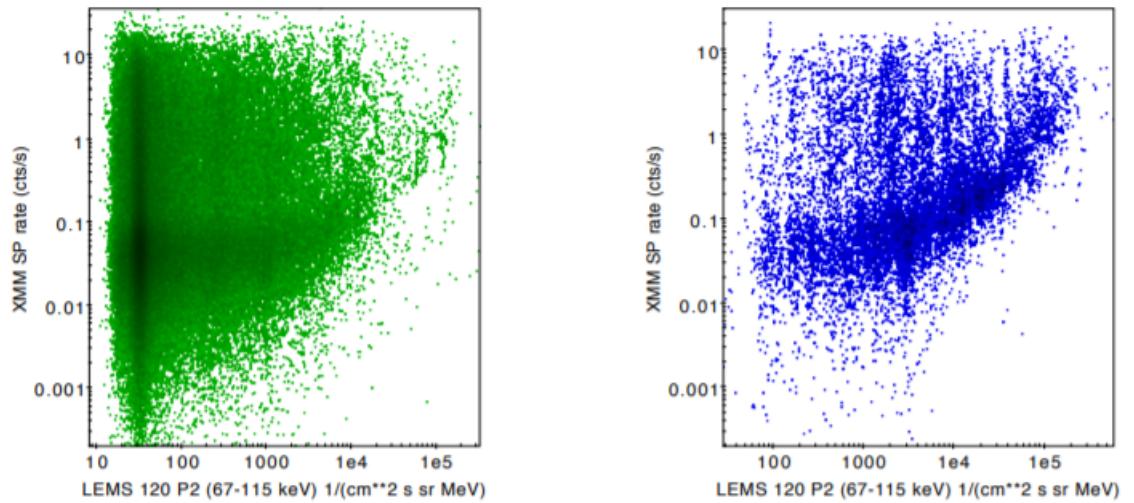


Figura 5: Confronto tra intensità di background dovuto a protoni soffici in EPIC (XMM-Newton) e LEMS120 (ACE). I protoni analizzati sono quelli del canale P2, cioè con energie comprese tra i 67 e i 115 KeV. A sinistra vengono analizzati i dati provenienti da osservazioni effettuate durante un periodo di quiescenza, a destra effettuate durante un SEP.

ziale circostante la Terra interessate attualmente dall'orbita di XMM-Newton [196].

Durante i suoi 16 anni di attività, infatti, l'evoluzione dell'orbita ha permesso a Cluster di campionare molte più regioni magnetosferiche di quanto inizialmente previsto grazie alla sua orbita polare ellittica.

Il confronto tra i dati ottenuti da Cluster e quelli ricavati da XMM-Newton è attualmente in corso in vista di una nuova missione ESA: SMILE (Solar wind-Magnetosphere-Ionosphere Link Explorer), dedicata allo studio delle interazioni tra magnetosfera terrestre e vento solare. Il futuro satellite ESA, previsto per il 2023, sarà caratterizzato da un'orbita terrestre altamente ellittica di 40 ore che gli permetterà di ottenere in modo continuativo immagini a raggi X della magnetoguaina (regione di transizione tra la magnetopausa e il bow shock) e, contemporaneamente, immagini UV dell'aurora settentrionale, effettuando osservazioni del plasma e del campo magnetico concernenti la magnetoguaina e il vento solare, permettendo una comprensione più completa dei meccanismi che regolano la magnetosfera e il suo legame con l'attività solare [26].

È dunque evidente come quella dei protoni soffici sia una delle maggiori preoccupazioni in vista della progettazione delle future missioni a raggi X come Athena e Smile. La perdita di tempo di esposizione e ricerca o, peggio, i danni alla strumentazione con il conseguente aumento della CTI (si veda il capitolo 6) e perdita di risoluzione spettrale sono aspetti dell'interazione protone-telescopio che devono essere urgentemente compresi per poter trovare degli strumenti di protezione e compensazione per i prossimi progetti spaziali.

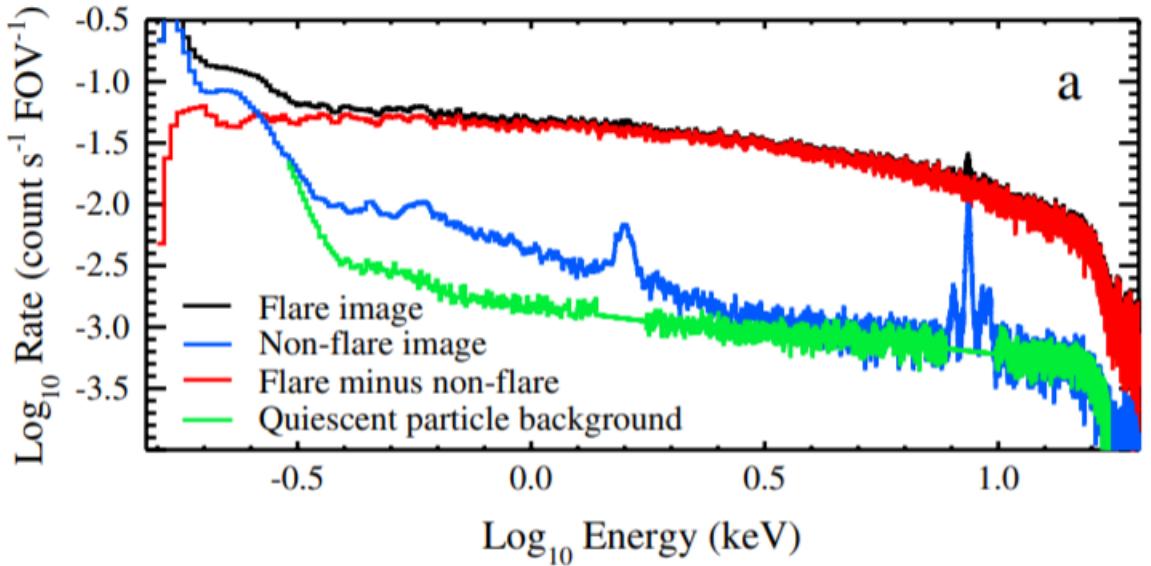


Figura 6: Spettri in funzione dell’energia ad un’osservazione con flare di protoni (linea nera) e senza flare (linea blu). In verde la curva di luce relativa al fondo quiescente.

2.4 i flares di protoni

I protoni con energie inferiori al MeV sono responsabili della contaminazione delle immagini dei satelliti a raggi X. Dal 2000 al 2010 il 55% delle misurazioni di XMM-Newton sono state affette dal background indotto da protoni o da flare di protoni [197]. Questi flare hanno maggior probabilità di verificarsi quando il satellite si trova su linee di campo magnetico chiuse (66% delle misurazioni): ciò è coerente con la nostra attuale comprensione del comportamento delle popolazioni di particelle energetiche di origine solare all’interno della magnetosfera terrestre. Un brillamento, o più comunemente flare, di protoni è un repentino innalzamento, all’interno di una osservazione, del conteggio non imputabile ad una sorgente di raggi X. Il confronto tra la curva di luce che caratterizza un’osservazione priva di brillamento o affetta da flare protonico è visibile in fig. 6

3 XMM-Newton

3.1 Panoramica generale

XMM-Newton è, insieme a SOHO, Rosetta e Herschel, uno dei quattro più importanti progetti condotti dall'ESA (Agenzia Spaziale Europea) nell'ambito del programma Horizon 2000. XMM-Newton è stato lanciato il 10 dicembre 1999 dal Centre Spatial Guyanais di Kourou con un lanciatore Ariane 5. Il payload scientifico della missione, non ancora terminata, si compone di due differenti tipologie di telescopio, che offrono accesso simultaneo a due finestre dello spettro elettromagnetico: raggi X e ottico/UV. [52]

Per la rilevazione dei fotoni della banda ottica e ultravioletta XMM-Newton monta un telescopio di apertura 30 cm. Al telescopio ottico è associato un OM (Optical Monitor) che permette di ottenere immagini e fare spettroscopia tramite un grism (cioè un reticolo al prisma, dalla contrazione delle parole inglesi grating e prism).

L'obiettivo primario della missione è tuttavia la scansione del cielo nella banda dei raggi X, che il satellite permette di rilevare con alta risoluzione anche nell'osservazione di sorgenti deboli .

XMM-Newton è dotato di tre telescopi di tipo Wolter 1, due dei quali provvisti di Reflection Grating Arrays. L'ottica dei Wolter è progettata per focalizzare i fotoni a raggi X; tuttavia, oltre ad essi attraverso questi telescopi possono passare al piano del rivelatore anche particelle energetiche indesiderate [49, 7].

Sul piano focale dei telescopi sono posizionati EPIC (European Photon Imaging Cameras) e RGS (Reflection Grating Spectrometer). EPIC si compone di due camere costituite da sette CCD di tipo MOS (Metal Oxide Semiconductor), ed una terza camera composta da dodici CCD di tipo p-n .

L'utilizzo di XMM-Newton è di eccezionale interesse in quanto esso permette di condurre osservazioni simultanee con tutti e sette gli strumenti che

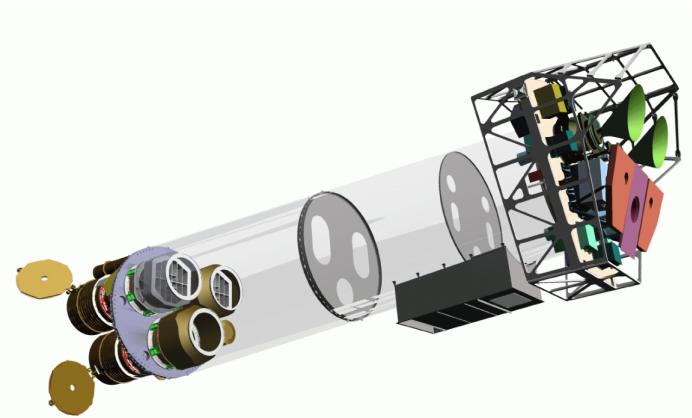


Figura 7: Rappresentazione artistica dei telescopi dedicati all'osservazione dei raggi X del satellite XMM-Newton e degli strumenti posti nel piano focale degli stessi. In basso a sinistra si notino i telescopi Wolter (nei due telescopi superiori si noti l'inserzione degli RGA). Dalla parte opposta della struttura, in alto a destra, trovano posto gli strumenti del piano focale. In particolare, nella rappresentazione notiamo i due EPIC MOS provvisti dei loro radiatori (in verde), il radiatore di EPIC pn (magenta) e di RGS (arancio).

Immagine tratta dal sito dell'ESA
(<https://www.cosmos.esa.int/webxmm-newtonxmm-payl>) per gentile concessione di Dornier Satellitensysteme GmbH.

ne compongono il payload mantenendo tuttavia l'indipendenza materiale e funzionale delle singole unità. Pertanto, per mezzo di una singola osservazione è possibile ottenere sia la caratterizzazione ad alta risoluzione spettrale nella banda dell'X dell'oggetto in studio, sia l'identificazione della sua controparte ottica.

Il telescopio XMM-Newton è inoltre dotato di alta sensibilità. I suoi 58 specchi sistemati l'uno dentro l'altro in modo da risultare coassiali e confocali ([?]) garantiscono grande area efficace in un'ampia banda di lunghezze d'onda della radiazione incidente: infatti, l'area effettiva geometrica dello specchio a 1,5 keV è di 4650cm^2 , [?]). Per evitare che XMM-Newton riporti gli stessi danni da protoni soffici subiti da Chandra, è possibile adattare la configurazione della strumentazione in base all'intensità del flusso delle particelle cariche potenzialmente deleterie.

Filtri appositi sono posti a protezione dei rivelatori, vulnerabili all'incidenza dei protoni; nelle regioni di fondo particolarmente intenso, la presa dati può essere interrotta onde evitare che la strumentazione sia danneggiata.

3.2 L'orbita

L'orbita del satellite è di forma ellittica ad alta eccentricità con un perigeo situato a circa 7000 km ($1.1 R_T$) dalla superficie terrestre ed un apogeo a 114000 km ($17.9 R_T$) di altitudine. Le ragioni che hanno influenzato la scelta dell'orbita sono le seguenti:

- L'orbita è stata progettata per massimizzare il tempo trascorso dal satellite all'esterno delle fasce di Van Allen. Nelle fasce di radiazione, infatti, sono presenti particelle che costituirebbero una forte componente di fondo e che potrebbero essere dannose per gli strumenti a bordo di XMM-Newton;
- L'ellitticità dell'orbita, inoltre, garantisce periodi consecutivi di osservazione più lunghi: un'orbita più bassa, infatti, implicherebbe più

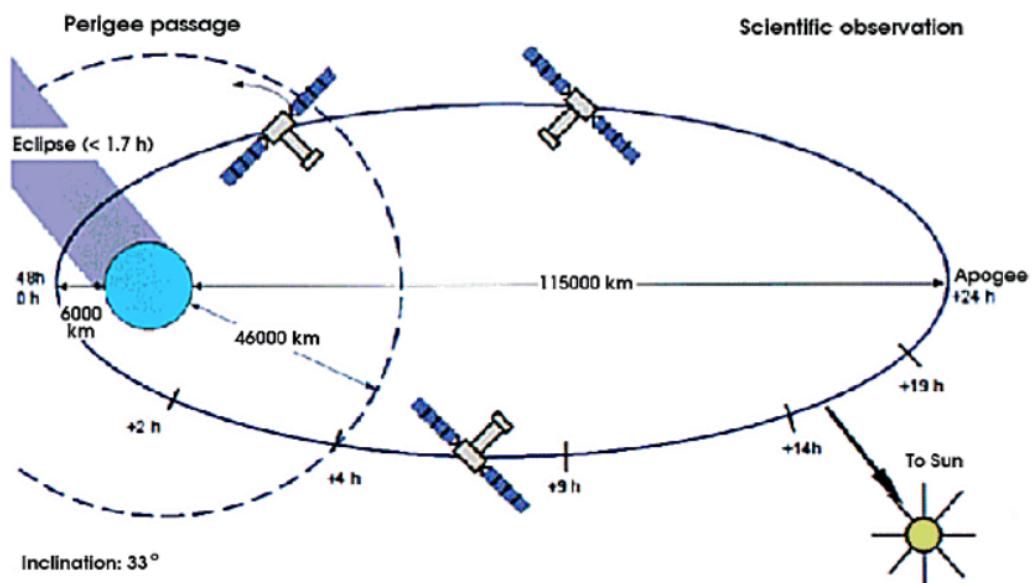


Figura 8: Schema dell'orbita di XMM-Newton. Come si può notare dall'immagine la sezione dell'orbita dedicata precipuamente alle osservazioni scientifiche è quella lontana dal perigeo.

frequenti passaggi nell'ombra generata dalla Terra;

- Un terzo fattore determinante per la scelta dell'orbita è legato alla possibilità per il satellite di comunicare con le stazioni di Terra¹. Il periodo orbitale di XMM-Newton, pari a circa 48 h, consente alla controparte terrestre della missione di rimanere sempre in contatto con il veicolo ricevendone i dati in tempo reale.

¹Yatharagga, Kourou e Santiago del Chile (a cui si aggiunge saltuariamente anche la base ESAC di Madrid)

3.3 Lo spacecraft

Il satellite XMM-Newton è un veicolo lungo 10 m e pesante 4 tonnellate e strutturato in 4 moduli funzionali fondamentali [13]:

- il Focal Plane Assembly (in seguito FPA);
- il tubo del telescopio (visibile in colore viola in fig.9,A);
- la Mirror Support Platform (in seguito MSP);
- il Modulo di servizio.

Il FPA comprende gli strumenti del piano focale EPIC e RGS, le unità dedicate alla gestione dei dati degli strumenti e quelle necessarie alla loro alimentazione, i loro radiatori e la piattaforma sui cui la strumentazione è posizionata, l'FPP (Focal Plane Platform).

La funzione del tubo del telescopio, in fibra di carbonio e lungo 6,80 m, è quella di mantenere alla corretta distanza gli strumenti del piano focale e gli specchi.

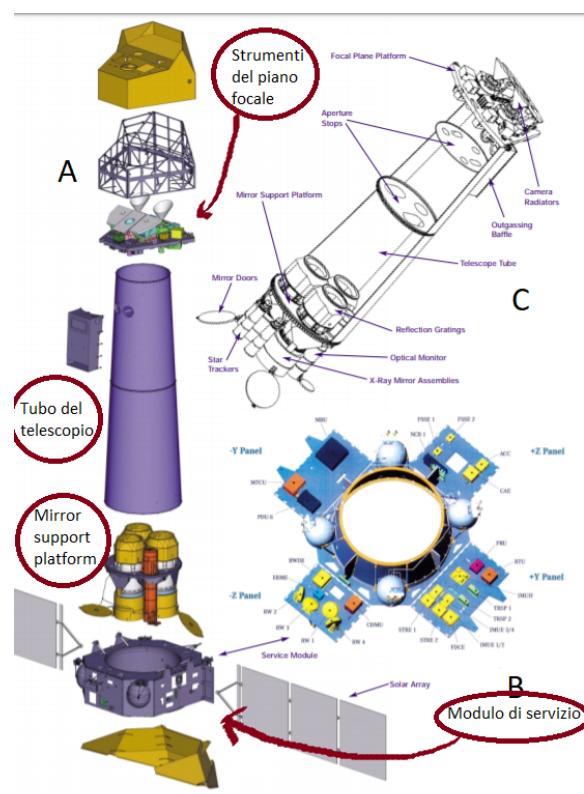


Figura 9: A) Rappresentazione artistica del satellite XMM-Newton. B) Dettaglio del service module. C) Struttura di XMM-Newton con indicate le componenti principali

L'MSP, invece, include, oltre ai tre sistemi di specchi² da cui prende il nome, l'Optical Monitor e due star trackers, necessari per il corretto posizionamento del satellite.

Il modulo di revizio, infine, include tutti i sottosistemi necessari al funzionamento del veicolo. Ad esso sono inoltre collegati i pannelli solari, come si può vedere in figura 9.

3.4 I telescopi

Le principali caratteristiche che descrivono il funzionamento di un sistema telescopio-filtro-rivelatore sono:

- la banda energetica del segnale osservato, che XMM-Newton è quella dei raggi X (per lo strumento OM è la banda del visibile/ultravioletto);
- la sua area efficace;
- la sua risoluzione angolare e quindi la sua PSF e la sua EEF;
- la sua risoluzione spettrale.

Rimandiamo all'appendice B per una descrizione dettagliata delle caratteristiche fondamentali dei telescopi per l'astronomia X.

Ciascuno dei tre telescopi a raggi X XMM-Newton è composto da 58 specchi Wolter coassiali e confocali ([7]) al fine di aumentare l'area di raccolta dei raggi X e coprire un'ampia banda di lunghezze d'onda della radiazione incidente.

L'obiettivo precipuo della missione è l'osservazione dei raggi X, dunque i telescopi sono stati progettati in modo che l'area efficace mantenga un valore sufficientemente elevato per energie della radiazione in

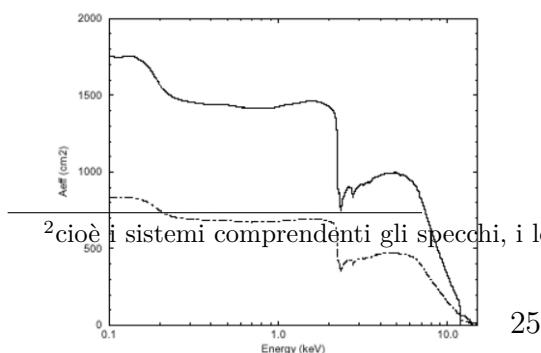


Figura 10: Linea piena: Area effettiva on-axis del telescopio senza RGA.
Linea tratteggiata: con RGA [96]

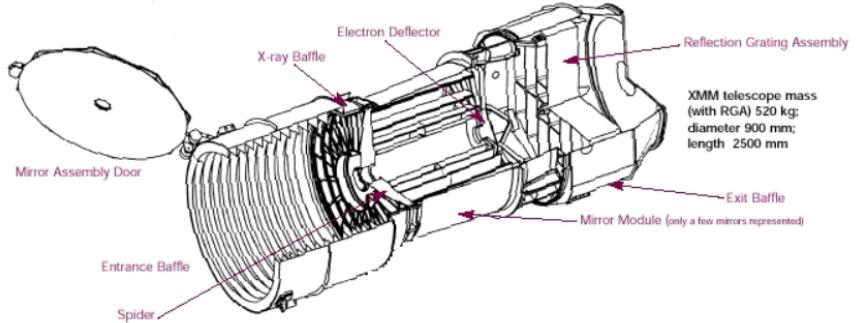


Figura 11: Struttura di un telescopio di XMM-Newton: da sinistra a destra notiamo la porta degli specchi, utile alla protezione della strumentazione, il deflettore di ingresso, il deflettore di raggi X diffusi, gli specchi, il deflettore elettronico, l'RGA (presente solo in due telescopi) e il deflettore di uscita

ingresso nell'intorno dei 7 keV (fig. ??).

Gli angoli di incidenza radente sono molto piccoli, compresi tra i 17 e i 42 arcmin, per evitare un crollo della riflettanza³ alle alte energie.

La lunghezza focale degli specchi è di 7,5 m e il loro diametro esterno di

70 cm[96, 82].

Essi, inoltre, sono stati rivestiti di un sottile strato d'oro virtualmente privo di imperfezioni usando una tecnica di elettroformatura al nichel [83].

Nell'apertura in uscita degli specchi è posizionato un diverter magnetico elettronico per deflettere il flusso degli elettroni di basse energie dall'asse dove sono posizionati i rivelatori. Sull'apertura anteriore, invece, trova posto un deflettore che presenta 58 aperture circolari che ha la funzione di collimare la radiazione in ingresso e ridurre il rumore dovuto alla luce diffusa che rag-

³La riflettanza è il rapporto tra la potenza ottica riflessa e quella incidente. Poichè essa tende a diminuire all'aumentare dell'energia è necessario, per un'efficiente riflessione dei raggi X, che gli angoli di incidenza siano più piccoli il possibile [147, 43].

giunge il telescopio con un angolo di incidenza maggiore di 47°. Per limitare ulteriormente l'incidenza dei raggi X diffusi sui rivelatori è stato posto, tra baffle di ingresso e specchi, un deflettore di straylight [44]

Una descrizione del lavoro di calibrazione a terra, correlato dal modello numerico usato per creare il database di simulazione si può trovare in [79, 80, 78] mentre per la calibrazione in orbita si veda [81].

3.5 Il payload scientifico

Gli strumenti che compongono il payload scientifico di XMM-Newton, i quali possono operare separatamente o in simultanea, sono tre:

- EPIC (European Photon Imaging Camera), strumento costituito da 3 camere CCD, due di tipo MOS (che chiamiamo MOS1 e MOS2) e una di tipo pn, che permettono di ottenere immagini e di effettuare spettroscopia X ad una relativamente bassa risoluzione spettrale;
- RGS (Reflection Grating Spectrometer), due spettrometri identici che permettono di avere spettroscopia X ad alta risoluzione;
- OM (Optical Monitor) associato al telescopio ottico, che permette di ottenere immagini e fare spettroscopia tramite un grism (cioè un reticolo a prisma, dalla contrazione delle parole inglesi grating e prism).

3.5.1 EPIC- European Photon Imaging Camera

EPIC (European Photon Imaging Camera) è il principale strumento di XMM-Newton e consiste in tre rivelatori indipendenti, due di tipo MOS e uno di tipo pn, posti sul piano focale dei tre telescopi di XMM.

Le tre camere permettono di eseguire osservazioni nella banda energetica compresa tra 0.15 keV e i 15 keV; il loro campo di vista è pari a 30 arcominuti. La risoluzione spettrale e la risoluzione angolare di questi rivelatori sono

modeste ([178, 186]).

Benché sia EPIC pn sia i due EPIC MOS siano rivelatori al silicio che operano in modalità di conteggio di fotoni le loro differenze non si limitano alla diversa disposizione dei CCD che li compongono: essi possono vantare anche differenze nelle prestazioni, ad esempio nel tempo di readout.

Un aspetto comune alle due tipologie di camera è la sensibilità alla radiazione infrarossa e ultravioletta. Il segnale dovuto a questo tipo di radiazione contaminerebbe gravemente il segnale dei raggi X aumentando il rumore complessivo dell'osservazione, provocando uno shift della scala delle energie o addirittura provocando un aumento della CTI.

Per ovviare a questo inconveniente XMM-Newton è stato provvisto di quattro filtri di diametro di 76 millimetri per ogni camera, montati su un'apposita ruota portafiltri , da porre a protezione delle camere di EPIC secondo la necessità.

La ruota offre in totale 6 possibili posizioni:

- Quattro posizioni con filtro:
 - Due filtri sottili (1600 Å di film poliimmidico + 400 Å di alluminio evaporato su una delle due facce del film);
 - Un filtro medio (1600 Å di film poliimmidico + 800 Å di alluminio evaporato su una delle due facce del film);
 - Un filtro spesso (3300 Å di film di polipropilene + 1100 Å di alluminio + 450 Å di stagno evaporati su una faccia del film).
- posizione "chiusa": la ruota viene portata su questa posizione quando XMM-Newton corre il rischio di essere investito da un flusso di protoni soffici. Tali particelle, raggiungendo il rivelatore, ivi causerebbero danni irreparabili. Chiudendo la ruota portafiltri si evita questa eventualità. In posizione "chiusa" la presa dati viene interrotta.

- posizione "aperta": utile per l'osservazione di sorgenti particolarmente deboli o qualora non sia necessario applicare alcun altro filtro.

Comparison of focal plane organisation of EPIC MOS and pn cameras

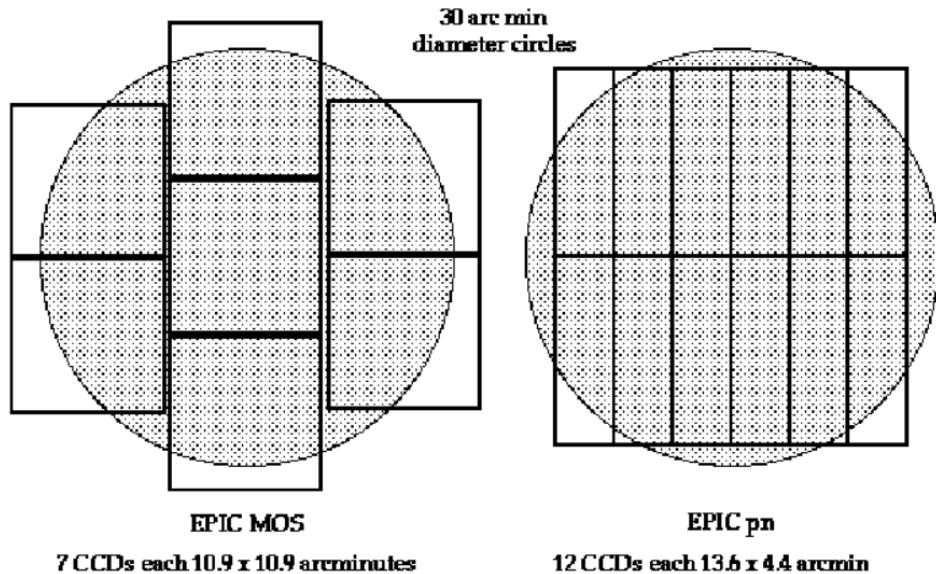
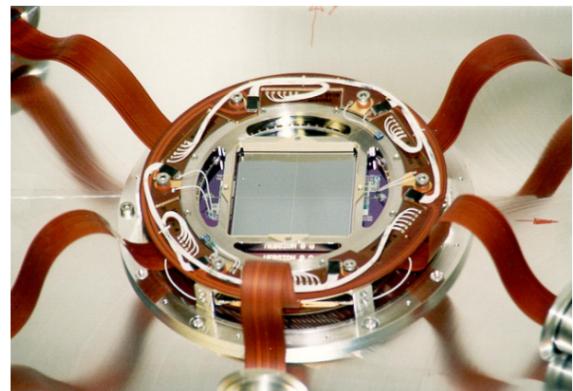


Figura 12: Schema del campo visivo delle camere MOS (a sinistra) e pn (a destra). Il cerchio ombreggiato rappresenta un'area di 30' di diametro corrispondente al FOV.

EPIC pn La camera pn è costituita da 12 CCD di dimensione 3x11cm, suddivisi in 4 quadranti di 3 CCD l'uno, come si può vedere in figura 13.

Ognuno dei CCD (fig.14) è provvisto di 200x64 pixel ed opera in parallelo con gli al-



tri.

La geometria di questo rivelatore consente di condurre osservazioni di qualità uniforme nell'intero campo di vista; 6cm^2 di area del detector, inoltre, sono esterni al FOV e possono essere utilizzati per lo studio del background [178].

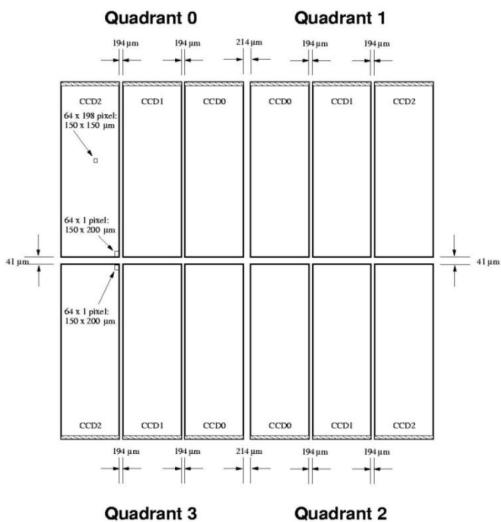
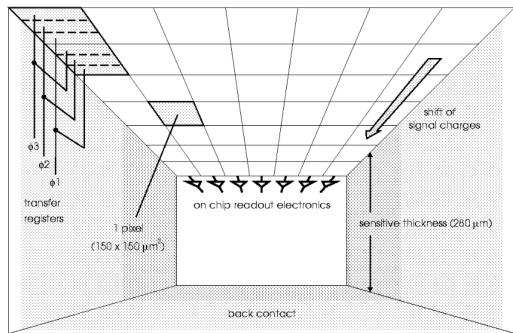


Figura 14: Geometria della camera pn

Ogni CCD è costituito da uno spessore di $280 \mu\text{m}$ di silicio (fig. 15).

Le caratteristiche del materiale utilizzato fanno sì che lo strumento EPIC pn goda di un'alta efficienza alle alte energie ma anche un crollo della sua efficien-



30 Figura 15: Struttura interna di un CCD di EPIC pn

za quantica alle energie più basse (fig.16).

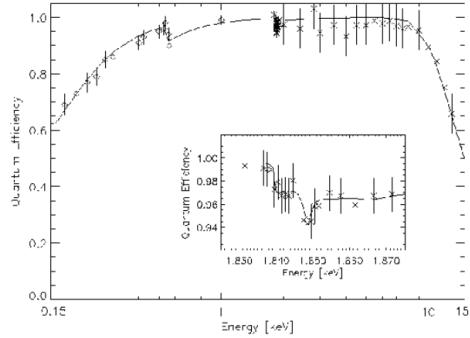


Figura 16: Efficienza quantica di EPIC pn

La camera pn è strutturalmente protetta dal danno causato dai protoni soffici: per arrivare agli strati più profondi dei CCD e causare dunque un aumento della CTI i protoni dovrebbero infatti attraversare i $280\mu m$ di silicio sopra citati e, per energie inferiori alle decine di MeV, il loro potere di penetrazione non è sufficiente per permetterglielo. Questa proprietà della camera pn è dimostrata da studi ad essa dedicata, come [102].

La camera pn, tuttavia, non è immune alla contaminazione dovuta a altre fonti di background; per far fronte al fondo dovuto alla componente infrarossa e ultravioletta della radiazione, si ricorre all'uso dei filtri precedentemente descritti.

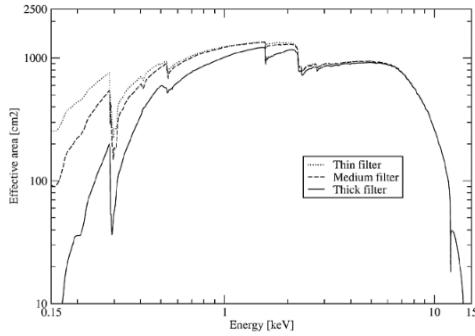


Figura 17: Area efficace di EPIC pn
in funzione del filtro utilizzato

EPIC MOS Le camere MOS sono costituite da sette CCD EEV 22 illuminati frontalmente ([89],[168]), la cui disposizione è visibile in fig.18. Il CCD centrale si trova nel punto focale dell'asse ottico del telescopio mentre i sei esterni sono posizionati ad altezze crescenti per seguire la curvatura del piano focale e rilevare i fotoni provenienti da sorgenti posizionate al di fuori dell'asse ottico. Essi, inoltre, risultano leggermente sovrapposti ($\sim 300\mu m$ per lato) in modo da minimizzare lo spazio morto.

Ogni CCD presenta un'area di imaging di $\sim 2,5 \times 2,5 cm$; complessivamente ogni MOS copre dunque un'area di 28,4 arcmin di diametro.

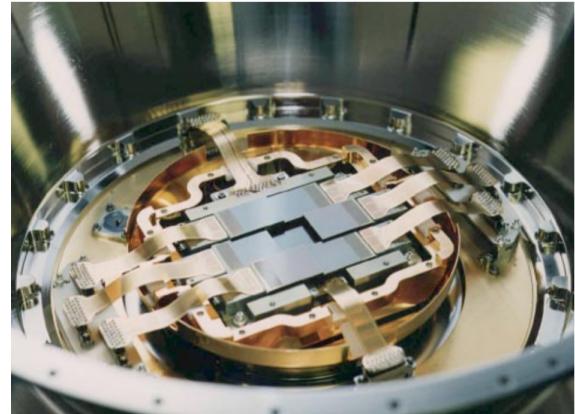
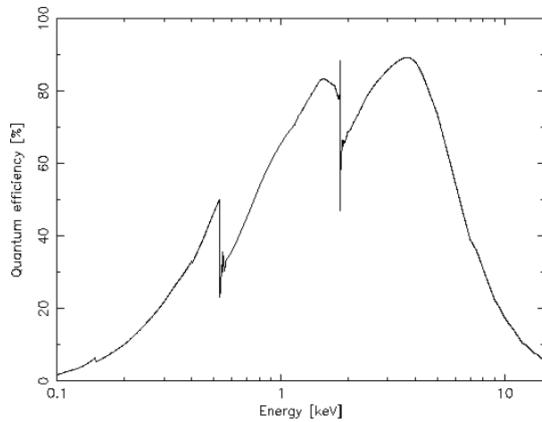


Figura 18: EPIC MOS (foto da [178])

Le due telecamere MOS sono disposte ortogonalmente nel piano focale di XMM-Newton in modo tale che gli spazi morti di $300\mu m$ tra i CCD esterni in una telecamera sono coperti dai loro numeri opposti nell'altra telecamera. La velocità di readout è, di norma, 2,6 s ed equivale al tempo di integrazione per tutti i sette CCD dei due MOS.

Se, tuttavia, la sorgente risulta particolarmente luminosa il pile-up può costituire un problema per l'osservazione; è perciò possibile operare in "fast timing mode" ([186]). Il registro di readout, infatti, è diviso in due sezioni ognuna terminante in un nodo di readout. L'immagine CCD completa può essere letta usando i nodi separatamente (modo standard), o contemporaneamente per dimezzare il tempo di lettura (fast timing mode).

La regione sensibile delle camere MOS è costituita da uno spessore di $40\mu m$ di silicio. Il 40% della superficie degli elettrodi è coperta da uno strato di silicio spesso $0.1\mu m$ e prende il nome di "open electrode"; il restante 60% è coperto da uno spessore di $0.3\mu m$ di silicio e $0.75\mu m$ di diossido di silicio. Le camere MOS sono associate agli RGS che deflettono metà della radiazione incidente su di un detector offset; solo la metà dei fotoni raccolti dal telescopio raggiunge dunque i rilevatori MOS.



L'efficienza quantica mostra leggere variazioni a seconda del CCD esaminato; il crollo di tale grandezza alle alte energie (fig.19) limita fortemente la banda passante di EPIC MOS per $E > 10$ keV. Anche i due EPIC MOS, analogamente a quanto visto per EPIC pn, possono godere della protezione offerta

Figura 19: Efficienza quantica di EPIC MOS
33

dai quattro filtri che abbiamo descritto dal fondo dovuto alla radiazione infrarossa e ultravioletta. In fig.20 è visibile l'andamento dell'area efficace per le camere MOS in funzione del filtro utilizzato.

3.5.2 RGS

RGS è lo strumento imbarcato su XMM-Newton dedicato alla spettroscopia a raggi X ad alta risoluzione spettrale per quanto riguarda le energie comprese tra i 0,33 keV e i 2,5 keV. Questo intervallo di energie è caratterizzato da una densità particolarmente elevata di linee di emissione, come per esempio quelle dovute alle transizioni della shell K degli elementi C, N, O, Ne, Mg e Si; e le transizioni della shell L di elementi più pesanti come Fe e [28]. La possibilità di osservare tali linee di emissione apre le porte allo studio delle reazioni fisiche e delle composizioni chimiche delle sorgenti oggetto delle osservazioni.

RGS è costituito da un array di reticolati di riflessione posizionati in corrispondenza del raggio uscente dal telescopio. La griglia reticolare intercetta circa metà dei fotoni X e li devia verso dei rilevatori CCD offset sul piano focale. La restante metà dei fotoni prosegue il suo cammino e va ad incidere sugli EPIC-MOS.

Oltre ai moduli dedicati all'alimentazione, al controllo e alla comunicazione, le unità RGS montate su XMM-Newton sono costituite da:

- due gruppi retroriflettenti a riflessione (Reflection grating Arrays, RGA) il cui scopo è raccogliere parte della radiazione focalizzata dai telescopi, come spiegato poco sopra;
- due detector nel piano focale (Focal Plane Camera, RFC), cioè nuove CCD retroilluminati di grande formato che operano in modalità di conteggio di fotoni singoli e in modalità di frame transfer⁴

3.5.3 OM

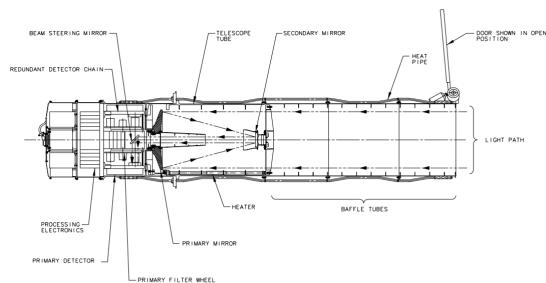


Figura 22: Optical monitor di XMM-Newton

Il settore di cielo indagato da questo strumento ottico è un quadrato di 17 arcmin al centro del FOV dei raggi X.

Il telescopio per monitor ottico/UV (XMM-OM) è uno strumento stand-alone di XMM- Newton che lavora in modo complementare agli strumenti dedicati all'osservazione dei raggi X, estendendo la copertura spettrale di XMM-Newton alla banda comprendente le lunghezze dai 170 nm ai 650 nm; il

⁴in questa modalità metà del CCD (detta image section) è esposta alla luce incidente e metà (detta store section) ne è schermata. La carica accumulata nella parte sensibile, dopo l'esposizione viene rapidamente trasferita nella parte di memoria e successivamente letta lentamente. Questa procedura ha i vantaggi di fornire un dead time praticamente trascurabile ed una lettura particolarmente pulita (il rumore di lettura dipende dalla velocità con cui la lettura stessa viene effettuata: più lenta è questa velocità, minore è il rumore).

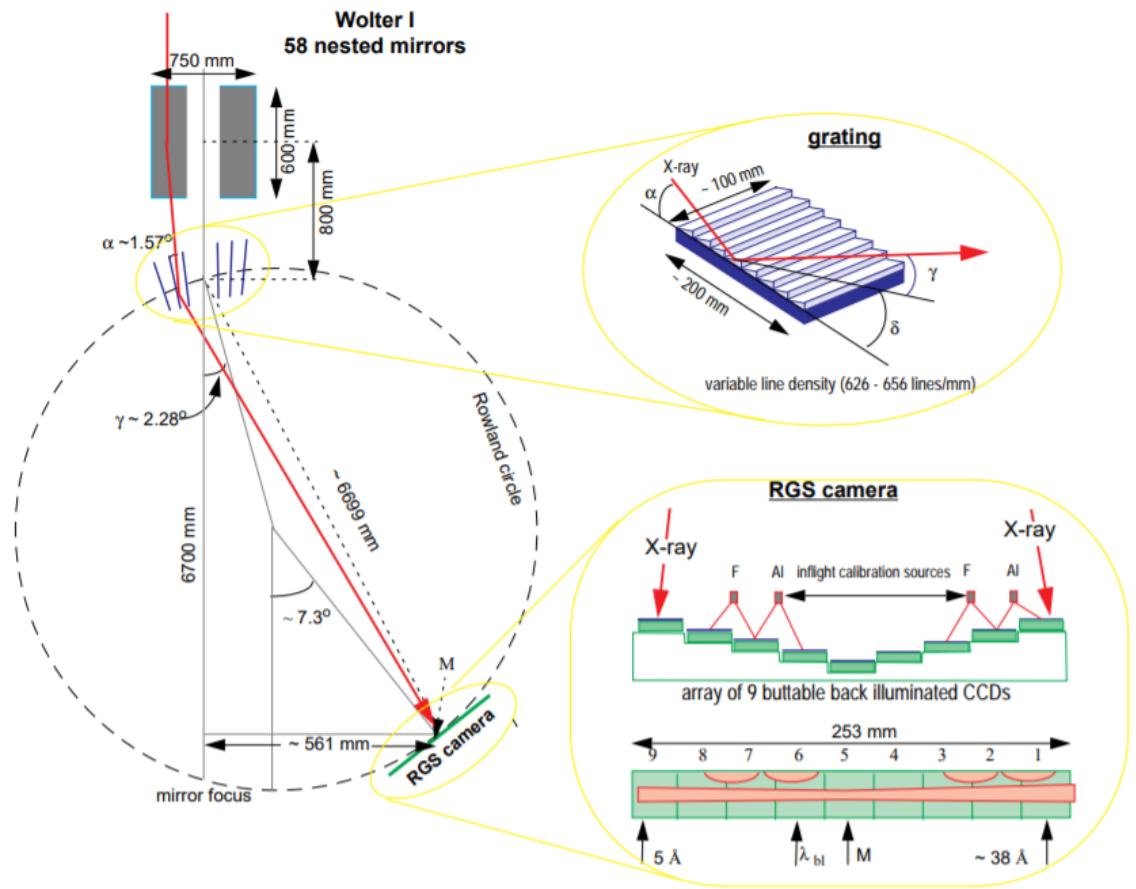


Figura 21: Rappresentazione schematica di RGS, in cui si possono notare RGA (in figura indicato come grating) e RFC (indicato come RGS camera)

[28]

Lavorando contemporaneamente a EPIC e RGS, OM permette di osservare la controparte visibile del target dell'osservazione condotta nella banda dell'X e di effettuare su di essa misurazioni prive delle problematiche, determinate dalla presenza dell'atmosfera, che gravano le misurazioni ottenute utilizzando strumenti dedicati all'osservazione della radiazione in banda ottica posizionati sulla superficie terrestre.

OM è dotato di una serie di filtri per la discriminazione del colore⁵, di grismi per la spettroscopia a bassa risoluzione e di un beam expander che permette una migliore risoluzione spaziale; i suoi detector sono due e ridondanti [132].

Lo specchio primario è uno specchio paraboloida con un basso rapporto focale ($f/2$)⁶ e ha un diametro di 0,3 m; esso indirizza i fotoni verso uno specchio secondario iperboloida che aumenta il rapporto focale a $f/12.7$. Uno specchio piatto situato dietro a quello primario permette di indirizzare la radiazione verso uno dei due detector ridondanti.

3.6 Il Background di EPIC

Una trattazione esaustiva sullo stato dell'arte dello studio del background di XMM-Newton aggiornato a Maggio 2019 può essere trovato in [84], o in alternativa sul sito dell'ESA <https://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton/background>.

In seguito esporremo brevemente le principali componenti del fondo dello

⁵V, B, U, UVW1, UVM2, UVW2 [52]; ad essi si aggiunge una posizione "aperta", detta di luce bianca, e una "chiusa", con un otturatore che impedisce alla radiazione di raggiungere il rivelatore.

⁶Il rapporto focale indica il rapporto esistente tra lunghezza focale (F) di un obiettivo ed il diametro (D) dell'apertura da cui entra la luce $f = \frac{F}{D}$; all'aumentare di questo rapporto diminuisce la luminosità dell'obiettivo. Un basso rapporto focale indica che il telescopio può vantare una grande luminosità in quanto per la stessa quantità di luce può essere utilizzato un tempo di posa più corto, ed ha per questo motivo una migliore capacità di raccogliere luce, a parità di diametro, rispetto a telescopi con un rapporto focale più alto. Un rapporto focale più alto invece garantisce una risoluzione migliore, anche se a scapito della luminosità.

strumento che abbiamo utilizzato per il nostro lavoro di tesi, EPIC.

Le componenti fondamentali del fondo di questo strumento sono due: il fondo di fotoni X dovuto alle sorgenti non risolte e una componente strumentale di segnale di natura non fotonica. Quest'ultima componente può essere a sua volta divisa in rumore intrinseco del detector (contributo rilevante a bassissime energie) e fondo di origine particellare. Le particelle cosmiche con cui il satellite viene in contatto, infatti, possono interagire con le strutture che circondano i rivelatori o con i rivelatori stessi generando un segnale di fondo che danneggia la qualità delle osservazioni di energia superiore al keV.

Il fondo dovuto alla particelle è di due tipi: il fondo di 'flaring', causato dai protoni soffici focalizzati dai telescopi e incidenti sulle camere, repentinamente variabile in tempo ed in intensità, ed una componente più stabile dovuta a particelle di alta energia (tipicamente raggi cosmici) che incidono sui CCD oppure che, interagendo con i materiali che compongono il satellite, producono emissioni di fluorescenza e altra radiazione secondaria.

Ad essi si deve aggiungere il fondo dovuto all'elettronica (rumore di readout, pixel caldi, ecc.)

Riportiamo una tabella riassuntiva delle proprietà spettrali, spaziali e temporali del background di EPIC, tratta da ([157])

	Particelle	Fotoni	Strumentazione
	Protoni soffici	Raggi cosmici	raggi X soffici
	Vento solare	Sciame di particelle prodotti dall'interazione dei raggi cosmici di alta energia con i detector	Raggi X emessi da sorgenti extragalattiche (es: AGN)
Sorgenti			Pixel caldi o overshoot elettronico al readout del pn
Variazioni in orbita singola	Il verificarsi di flares solari può aumentare il flusso fino al 1000% La durata e l'intensità dei flares non sono prevedibili	≈ 10% Non aumenta dopo i flares solari	costante costante
Variazioni da orbita a orbita			cambia con ascensione retta e declinazione
Distribuzione spaziale:	Vignettatura	Si, a causa dello scattering dei protoni	costante costante
	Struttura	Apparentemente no	≈ 10% variabile (dipende dai danni che la strumentazione riporta durante le operazioni)
Distribuzione spettrale		In MOS1 e MOS2 maggiore incidenza sui CCD esterni	sì (singoli pixel caldi o errori in corrispondenza del readout)
		Spettro piatto sovrapposto a fluorescenza e rumore elettronico del detector	righe di emissione per energie < 1 KeV

4 Interazione tra protoni e satellite XMM-Newton

4.1 Interazione tra protoni e telescopio

In un telescopio a raggi X la focalizzazione dei fotoni avviene attraverso la loro riflessione a basso angolo di incidenza in un sistema di specchi concentrici. I protoni soffici, le cui energie variano tra alcune dozzine di KeV a pochi MeV, possono essere riflessi dalle ottiche come i fotoni e raggiungere in questo modo il piano focale. Uno studio sull'efficacia di tale processo può essere trovato in [50]

Il segnale dovuto ai protoni soffici produce un background irriducibile sufficientemente alto da inficiare la precisione delle misurazioni; inoltre, l'interazione tra i protoni e la strumentazione può portare al degrado di quest'ultima, come nel caso delle drammatiche fasi iniziali della missione statunitense Chandra.

Il flusso dei protoni oggetto della nostra analisi viene rivelato dopo aver attraversato il sistema di specchi ed aver interagito con il medesimo, quindi la riflettività degli specchi rispetto ai protoni e la distribuzione angolare ed energetica delle particelle riflesse dalle superfici sono due parametri importanti per la caratterizzazione del flusso di particelle incidente sui detector. È necessario dunque aprire una parentesi sui meccanismi fisici coinvolti nella riflessione e messa a fuoco dei protoni.

Una teoria universalmente condivisa per la descrizione di tali meccanismi non è presente, allo stato attuale, in letteratura; tuttavia sono stati proposti alcuni modelli interpretativi efficaci ([142, 113, 7]). Elenchiamo dunque nei seguenti paragrafi i modelli fisici proposti negli ultimi anni per interpretare l'interazione tra specchi a raggi X e protoni.

4.2 Scattering di Rutherford

Il processo di dispersione più semplice, e dunque il primo ad essere stato proposto, è lo scattering multiplo di Rutherford[175]. Questo modello, che si basa sulla celebre scoperta di E. Rutherford del 1909 [164], prevede che i protoni entrino nello strato riflettente degli specchi del telescopio e penetrino nel campo elettrico generato dai nuclei del loro rivestimento, dove vengono dispersi. Le particelle cariche, attraversando il materiale, subiscono dunque numerosi scattering elastici a piccoli angoli dovuti al campo coulombiano dei nuclei. La sezione d’urto per un singolo scattering è data dalla formula di Rutherford:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{zZd^2}{4\sin^4\theta/2} \frac{mc}{\beta p}$$

In questo tipo di modello la particella in ogni collisione viene deviata molto poco; per avere una grande dispersione è dunque necessario che le particelle interagiscano molte volte con le superfici riflettenti. L’ampiezza di deflessione, inoltre, dipende in modo sostanziale dal numero atomico dell’atomo riflettente: per particelle con carica elettrica bassa, come i protoni, è necessario che il materiale con cui avviene l’interazione abbia una carica elettrica elevata per avere una probabilità significativa che il processo avvenga. A causa della natura stocastica del processo, ci aspettiamo che il fascio di protoni emerga dalla riflessione con una considerevole diffusione angolare. Inoltre, nella deflessione i protoni trasferiscono un momento di rinculo agli atomi dello strato riflettente, quindi dissipano una quantità variabile di energia cinetica: il trasferimento di energia dipende dall’energia del protone, dall’angolo di deflessione e dal numero di dispersioni. L’applicazione dell’approccio a scattering multiplo è stata criticata da Aschenbach ([7]) perché il potenziale necessario per deviare un protone da 100 keV di 0,5 gradi si troverebbe solo all’interno della shell N di un atomo d’oro, che occupa solo una piccola parte del volume dello strato. Poichè lo scattering multiplo di Rutherford è stato implementato nelle librerie GEANT4, si è pensato di utilizzare questo

modello per simulare l'interazione tra protoni e specchi dei telescopi a raggi X (ad esempio in [142, 154]). Ciò che emerge dai processi di simulazione (in particolar modo in [154]) è uno sciarso accordo tra dati empirici e simulativi, il che ha portato la comunità scientifica a cercare altre spiegazioni per il fenomeno osservato.

4.3 Scattering di Remizovich

Il modello analitico di Remizovich [159] descrive la riflessione delle particelle incidenti su di una superficie solida in termini di angoli di incidenza ed utilizzando l'equazione di trasporto di Boltzmann in approssimazione di diffusione. La distribuzione delle particelle riflesse in temini di variabile polare ψ e azimutale χ in questo modello viene espressa dalla formula:

$$W_{el} = \frac{1}{12\pi^2\psi^{\frac{1}{2}}} \left(\frac{\omega^2}{1 + \omega^2} + \omega^2 \operatorname{arctg}\omega \right)$$

Dove ω indica il coefficiente totale integrale di scattering, ossia la probabilità che, nella riflessione, la particella non venga assorbita dal materiale su cui incide.

$$\omega = \left(\frac{3\psi}{\psi^2 - \psi + 1 + (\frac{\chi}{2})^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Poichè la formulazione del modello di Remizovich in approssimazione elastica risulta molto più semplice e i dati ottenuti risultano più generali poichè non dipendono dalle proprietà fisiche del materiale riflettente negli esperimenti di simulazione (per esempio [136, 60, 62]) si tende a prediligere il modello di riflessione semplificato, detto di Firsov, a scapito di quello esteso.

4.4 Scattering di Firsov

Secondo quanto riportato in numerosi studi [49, 113, 175] lo scattering di Rutherford non è sufficiente a spiegare la distribuzione dei protoni riflessi

osservata in sede sperimentale. Il modello proposto da Remizovich sembrerebbe essere più adatto allo scopo, tuttavia la sua elevata difficoltà lo rende poco appetibile in ambito simulativo. Tuttavia, poiché il valore quadrato medio del loro angolo di glancing dei protoni risulta molto più piccolo di quello di riflessione possiamo adottare l'approssimazione elastica e, dalla formula di Remizovich, ricondurci al modello teorizzato da Firsov in [64]. La distribuzione delle particelle diventa:

$$W_{el} = \frac{3}{2\pi} \frac{\psi^{\frac{3}{2}}}{1 + \psi^2}$$

Questo modello è stato utilizzato nella produzione della matrice di risposta in [136] a cui facciamo riferimento in questo lavoro. In [60] esso viene esteso e reso applicabile non solo ai casi di scattering perfettamente elastico, con perdita di energia nulla, ma anche a casi di perdita di energia costante nell'interazione protone/superficie.

4.5 Interazione tra protoni e filtri di XMM-Newton

La missione europea XMM-Newton è provvista di tre tipologie di filtri, differenti per forma e spessore, che possono essere posti a protezione dei CCD in caso di necessità. La loro precipua funzione è quella di filtrare la componente ottica e infrarossa della radiazione elettromagnetica che può alterare significativamente la capacità di un rilevatore a CCD, come quelli imbarcati sulla missione europea, di rilevare correttamente l'energia dei raggi X che costituiscono il target dell'osservazione.

Sappiamo che i protoni con energie sufficientemente elevate (tipicamente dalla decina di MeV in su) attraversano i telescopi a raggi X senza (quasi) interagire. I cosiddetti soft protons, invece, sono caratterizzati da energie più basse e vengono focalizzati dagli specchi, andando a incidere sul piano focale. Per modellizzare l'interazione protone-filtro, è necessario in primo luogo caratterizzare in modo adeguato lo spettro di energie dei protoni do-

po l'interazione con gli specchi del telescopio, in secondo luogo calcolare lo stopping power del filtro.

Lo stopping power di uno strato di materiale, ossia l'energia persa nel mezzo dalla particella interagente a causa degli effetti coulombiani e della ionizzazione, per protoni di energia maggiore a 0,5 MeV, viene calcolata utilizzando il modello di Bethe [21].

Per energie inferiori, invece, i meccanismi che regolano la perdita di energia della particella nel materiale non sono ad oggi pienamente compresi: è necessario, dunque, ricorrere a valori dello stopping power tabulati a partire da evidenze empiriche.

Noi, ad esempio, ci serviremo a questo scopo del database NIST.

Un possibile approccio alternativo, già percorso in passato da alcuni autori ([93]), è quello di realizzare una simulazione Montecarlo servendosi di Geant4 e confrontare i dati emersi dalle simulazioni e quelli ottenuti sperimentalmente.

4.6 Perdita di energia delle particelle cariche pesanti nell'interazione con la materia

I due eventi fisici fondamentali che caratterizzano il passaggio di particelle o ioni carichi attraverso materia sono la progressiva perdita di energia della particella o dello ione e la loro deflessione dalla direzione di incidenza.// I meccanismi fisici sottesi a questo tipo di effetti sono principalmente due:

1. le collisioni anelastiche con gli elettroni degli atomi che compongono il target;
2. lo scattering elastico contro i nuclei

L'effetto macroscopico di tali meccanismi, estremamente frequenti, è dovuto al loro risultato cumulativo. Altri processi rilevanti per la descrizione dell'interazione particella incidente- materia, anche se meno comuni, sono:

1. emissione di radiazione Cherenkov;
2. reazioni nucleari (cattura nucleare, decadimento..);
3. bremsstrahlung.

Per ovvie ragioni ci limiteremo ad analizzare i processi che coinvolgono i protoni nel loro attraversamento di strati di materiale. In [116] si può invece trovare una trattazione estesa ad altre particelle come elettroni, positroni, particelle α , muoni ecc.

Nelle collisioni anelastiche, l'energia viene trasferita dalla particella all'atomo causando un ionizzazione o eccitazione di quest'ultimo. Anche se in ogni urto si perde tendenzialmente una frazione esigua dell'energia cinetica della particella a causa della grande densità della materia che generalmente compone il target il numero di collisioni nel percorso è tuttavia abbastanza grande da causare significativa perdita di energia anche in strati relativamente sottili di materiale. Per esempio un protone da 10 MeV, come riportato

in [116], perde tutta la propria energia in soli 0,25 mm di rame! A seconda delle energie delle particelle incidenti gli effetti delle collisioni anelastiche sugli atomi del target possono essere diversi.

Se le energie in gioco sono relativamente basse (collisioni "morbide") gli atomi bersaglio vengono eccitati; per energie maggiori (collisioni "forti") l'energia trasferita è sufficientemente grande da ionizzarli. In alcuni casi gli elettroni emessi nella ionizzazione hanno energia sufficiente a proficare una ionizzazione secondaria e prendono il nome di raggi δ .

La probabilità che le collisioni anelastiche hanno di verificarsi è determinata dalle leggi della meccanica quantistica. A causa del loro grande numero e della lunghezza macroscopica del percorso, la perdita di energia totale può essere efficacemente approssimata con la perdita di energia media per unità di lunghezza del percorso $\frac{dE}{dx}$. Quest'ultima quantità, detta stopping power, è stata ricavata da Bohr utilizzando le leggi della fisica classica e da Bethe e Bloch con quelle della meccanica quantistica.

Nel prossimo paragrafo mostriremo i risultati del secondo studio, molto utili per modellizzare la fisica del passaggio dei protoni soffici attraverso i filtri. Lo scattering elastico è generalmente meno comune di quello anelastico. Esso si verifica poiché nella maggior parte delle interazioni nucleo-particella il primo ha massa molto maggiore della seconda, dunque la frazione di energia che essa gli cede è minima.

4.7 La formula di Bethe-Bloch

Nella formula di Bethe-Bloch il trasferimento di energia è parametrizzato in termini di trasferimento del momento poiché questa quantità è misurabile mentre il parametro di impatto, utilizzato nel metodo classico di Bhor, non lo è. La formula ottenuta è:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I}\right) - 2\beta^2 \right]$$

Al termine tra parentesi quadre vengono, solitamente, sottratti due termini correttivi. Essi sono il termine effetto di densità δ e l'effetto di shell $\frac{C}{Z}$. Nella formula:

- r_e è il raggio dell'elettrone ($2,8 \cdot 10^{-13}$);
- N_a è il numero di Avogadro;
- m_e è la massa dell'elettrone;
- ρ è la densità del materiale bersaglio;
- Z è il numero atomico dell'atomo bersaglio;
- z è la carica della particella incidente;
- A è il numero di massa dell'atomo bersaglio;
- β è il fattore relativistico $\beta = \frac{v}{c}$ della particella incidente;
- γ è il fattore relativistico $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ della particella incidente;
- v è la velocità della particella incidente;
- W_{max} è l'energia massima trasferita in una sola collisione;
- I è il potenziale medio di eccitazione;

Analizziamo ora nel dettaglio alcuni di questi parametri:

Il potenziale medio di eccitazione Il potenziale medio di eccitazione, I , è il parametro principale della formula di Bethe-Bloch ed equivale ad $h\bar{\nu}$ dove h è la costante di Plank e $\bar{\nu}$ è la frequenza orbitale media.

Per la maggior parte dei materiali il calcolo diretto di I risulta molto difficile; a causa di ciò il valore di eccitazione medio viene generalmente calcolato con la formula semiempirica
$$\begin{cases} \frac{I}{Z} = 12 + \frac{7}{Z} eV & \text{per } Z < 13 \\ \frac{I}{Z} = 9.76 + 58.8 \cdot Z^{-1.19} eV & \text{per } Z \geq 13 \end{cases}$$
 che è

stata ricavata dalle ripetute misure, in diversi materiali, di $\frac{dE}{dx}$ (molto più semplice da quantificare sperimentalmente).

fattori correttivi di densità e shell Le correzioni δ e C assumono rilevanza, rispettivamente, alle alte e basse energie.

La necessità di introdurre la correzione δ deriva dal fatto che la particella incidente, essendo carica, tende a polarizzare gli atomi del materiale bersaglio che si trovano lungo il suo percorso. Gli elettroni più lontani dal percorso della particella non risentono dunque degli effetti del campo elettrico di quest'ultima facendo sì che il loro contributo alla perdita totale di energia, nella formula di Bethe-Bloch, risulti sovrastimato.

La correzione di densità è tanto più importante quanto più la velocità della particella incidente è elevata e la densità del materiale bersaglio grande [116]. La correzione di shell, invece, tiene conto degli effetti che si verificano quando la velocità della particella incidente è comparabile o inferiore alla velocità orbitale degli elettroni atomici del bersaglio. Tali energie sarebbero al di fuori del range di applicabilità della formula di Bethe-Bloch nella sua formulazione classica poiché il moto dell'elettrone non può essere considerato stazionario rispetto alla particella incidente. Grazie alla correzione di shell è possibile dunque ampliare le energie della particella per le quali è possibile applicare la formula di Bethe-Bloch.

Dipendenza dall'energia dello stopping power In ogni materiale, lo stopping power varia al variare del tipo e dell'energia cinetica della particella incidente, come mostrato in figura 23. L'iniziale andamento decrescente della curva è associato a energie per le quali la velocità della particella incidente è non relativistica; il punto di minimo, noto come minimo di ionizzazione, corrisponde a energie per le quali $v \simeq 0.96c$. Questa diminuzione di $\frac{dE}{dx}$ è dovuta alla diminuzione del tempo di interazione (e quindi del trasferimento di energia) tra la particella e mezzo [203]. In corrispondenza del minimo di ionizzazione il valore di $\frac{dE}{dx}$ è simile per tutte le particelle dotate della stessa

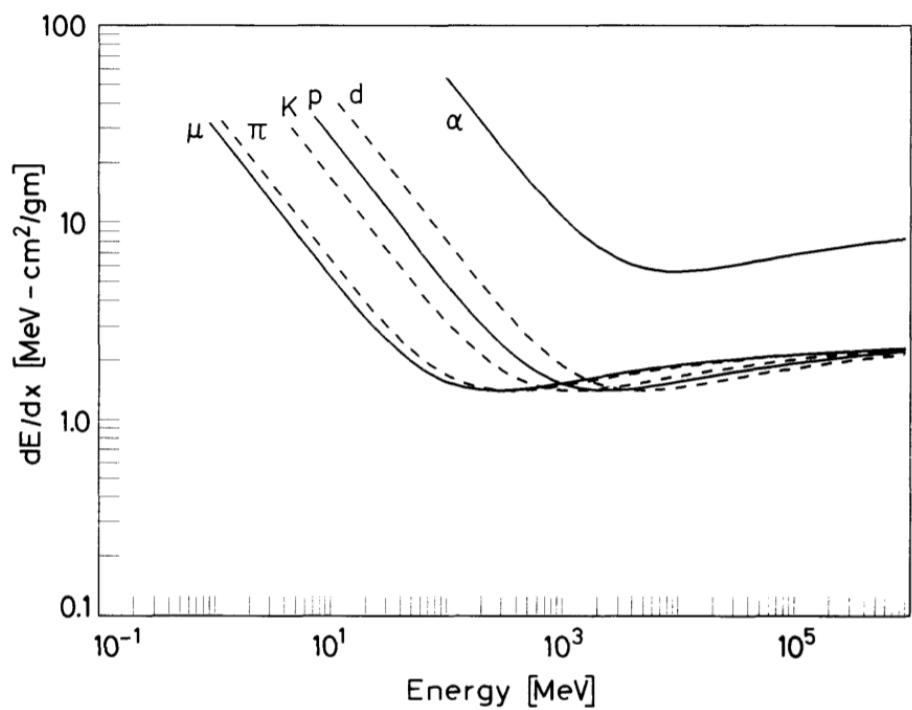


Figura 23: Stopping power in funzione dell'energia per muoni, pioni, kaoni, protoni, deutoni e particelle α

carica, a differenza del tratto precedente la cui variabilità da particella a particella è tale da rendere lo stopping power un criterio di identificazione delle differenti specie di particelle negli esperimenti di fisica subnucleare. Esso inoltre varia poco al variare del materiale che compone il mezzo (si attesta intorno a 1 Mev cm^2/gm) perchè per la maggior parte delle specie atomiche $\frac{Z}{A} \simeq \frac{1}{2}$.

Per energie superiori al minimo di ionizzazione, il termine $\frac{1}{\beta^2}$ assume un valore pressochè costante e la crescita della curva dipende dal termine logaritmico della formula di Bethe-Bloch. Questo andamento prende il nome di crescita relativistica. Utilizzando nella formula la correzione di densità questo fenomeno viene notevolmente ridotto. Per energie estremamente basse, come già sottolineato, la formula di Bethe-Bloch risulta di difficile applicazione a causa dei fenomeni fisici non banali che si possono verificare nell'interazione particella-elettroni atomici.

In questo range di energie, inoltre, diventano rilevanti fenomeni secondari come lo straggling (che tuttavia noi trascureremo nella costruzione del modello empirico).

A causa della difficoltà di introduzione di un termine correttivo teorico generalmente si preferisce ricavare lo stopping power a basse energie a partire dai dati empirici ([95, 190, 3]).

5 Osservazione del Lockman Hole con EPIC MOS in Low Gain Mode

Perchè il Lockman Hole Il Lockman Hole è una regione di cielo, situata nella costellazione dell'Orsa Maggiore, quasi del tutto priva di oggetti appartenenti alla nostra galassia o di ISM. Questa sua peculiarità la rende particolarmente indicata per un gran numero di osservazioni astrofisiche; si prenda, per esempio, lo studio delle galassie lontane effettuato tramite il satellite Herschel (crf fig. 24). Riassumendo, il Lockman Hole è di particolare interesse perchè presenta le seguenti caratteristiche:

- Assenza di sorgenti di raggi X galattiche;
- Assenza quasi totale di ISM.

Se il secondo punto risulta particolarmente rilevante per l'osservazione delle sorgenti lontane (è il caso del satellite Herschel citato poc'anzi) in quanto l'eventuale presenza di colonne di idrogeno e polveri limiterebbe la propagazione dei raggi UV e X impedendone, di fatto, lo studio, il primo punto si presenta come particolarmente utile ai nostri scopi.

La possibilità di ricondurre la quasi totalità del segnale al background dovuto ai protoni soffici della magnetosfera terrestre ci permette di utilizzare XMM-Newton come se fosse un "telescopio di protoni soffici". In questo frangente la presenza di segnale dovuto alle sorgenti di raggi X costituirebbe una sorta di background e dunque l'osservazione del Lockman Hole, quasi privo di tali fonti, si configura come una rilevazione particolarmente pulita.

Cenni Storici La regione prende il nome da Felix Lockman, che per primo ne descrisse posizione e caratteristiche nel 1986 [121]. Studiando il cielo ad una lunghezza d'onda di $\lambda = 21\text{cm}$ fu individuata, in corrispondenza delle coordinate

$$B1950.0 \quad RA \ 10h\ 45m\ 00s \quad De \ +57^\circ\ 20'$$

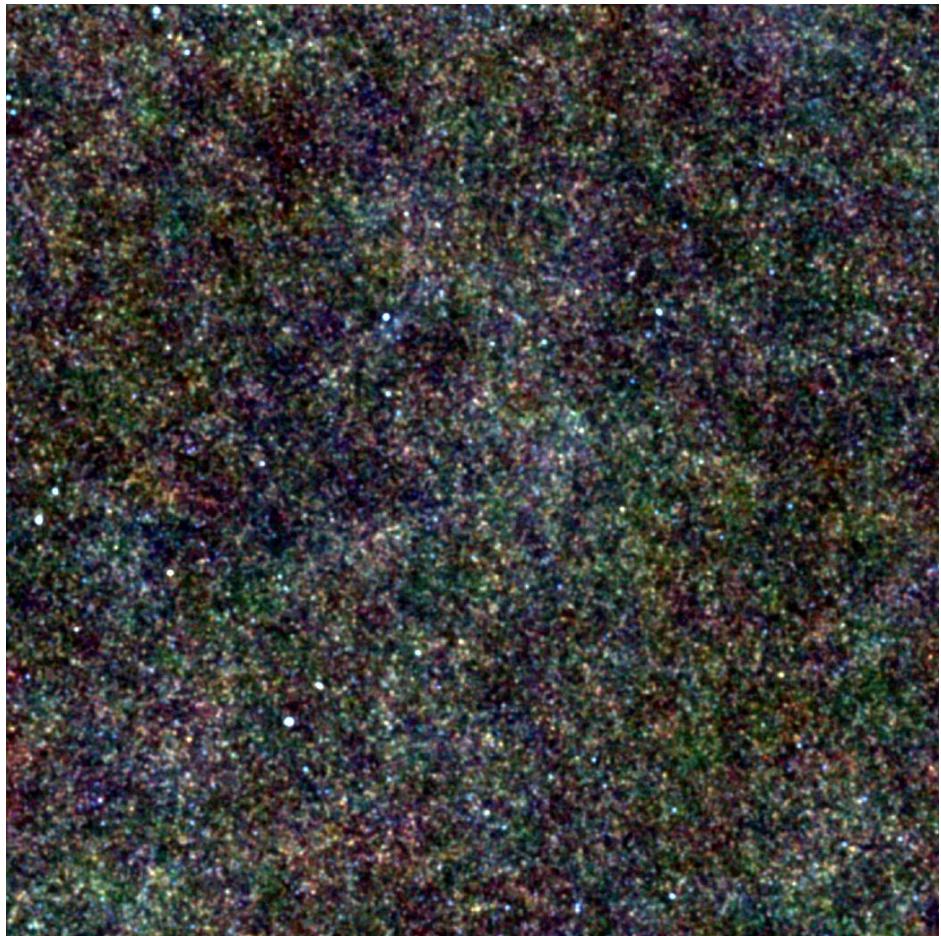


Figura 24: Il Lockman Hole osservato in banda infrarossa dall'Osservatorio spaziale Herschel. Ogni "puntino" di quest'immagine rappresenta una galassia distante. Il pattern della loro emissione integrata prende comunemente il nome di fondo cosmico a infrarossi (CIB, dall'inglese Cosmic Infrared Background). Lo studio di questo tipo di emissione consente di comprendere meglio la natura della materia oscura e dei processi temporali che hanno consentito la formazione delle strutture dell'universo. credit: ESA/Herschel/SPIRE/HerMES

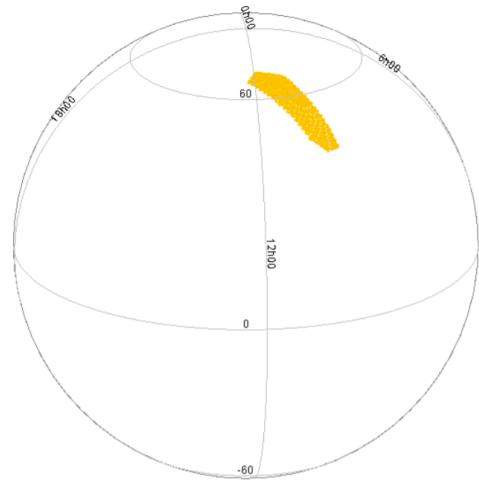


Figura 25: Nell’immagine, in giallo, è evidenziata l’area corrispondente al Lockman Hole. Immagine ottenuta con il tool TOPCAT [179]

(cfr. fig25) l’area dell’emisfero nord con la più bassa densità di idrogeno neutro (densità della colonna di idrogeno: $N_{HI} = 4.5 \cdot 10^{19} cm^{-2}$).

6 Analisi spettrale

6.1 Introduzione alla spettroscopia X

L'analisi spettrale di un segnale della banda dell'X richiede diversi passaggi: in primo luogo è necessario scegliere un modello descritto da un set di parametri che si ritiene rappresenti lo spettro effettivo della sorgente; in secondo luogo bisogna scegliere dei valori appropriati da assegnare a tali parametri. Sulla base di tali valori, è possibile poi calcolare uno spettro di conteggio probabile che verrebbe rilevato dallo spettrometro in un determinato canale se il modello scelto corrispondesse alla realtà fisica oggetto della misurazione. Confrontando lo spettro ottenuto tramite il modello teorico e quello rilevato dallo strumento e manipolando via via i valori dei parametri si può determinare il "best-fit", cioè il modello che spiega i dati osservati.

Gli elementi fondamentali per svolgere un'analisi spettrale in banda X sono [5]:

- un insieme di spettri ricavati sperimentalmente $D(I)$ di cui sia noto il background $B(I)$;
- le risposte strumentali corrispondenti $R(I, E)$;
- un set di spettri modello $M(E)$.

Nei prossimi paragrafi analizzeremo questi elementi più nel dettaglio.

Scelta e validazione del modello Ciò che si ottiene utilizzando uno spettrometro non è lo spettro effettivo dei fotoni provenienti dalla sorgente, bensì il conteggio C_{PI} dei fotoni incidenti sul rivelatore in uno dei canali PI dello strumento.

Si potrebbe pensare di ottenere lo spettro reale $S(E)$ semplicemente invertendo l'equazione

$$C_{PI}(PI) = \int S(E)R(PI, E)dE$$

Dove $R(I, E)$ indica la risposta strumentale ed è proporzionale alla probabilità che un fotone di energia E venga rilevato nel canale PI .

Questa strada, tuttavia, nella realtà risulta impossibile da percorrere poiché non è detto che l'inversione sia univoca e poiché l'eventuale risultato è fortemente dipendente dalle fluttuazioni di $C_{PI}(PI)$ il cui andamento è, per sua definizione, irregolare.

A partire dalla fine degli anni '70 si sono condotti alcuni tentativi di ricavare $S(E)$ con una deconvoluzione diretta dello spettro di raggi X [24, 98, 123]; oggi, tuttavia, la scelta più diffusa è quella di utilizzare una distribuzione modello, scelta in modo da approssimare adeguatamente i dati sperimentali ottenuti dallo spettrometro: in primo luogo si individua una possibile $S(E)$, la si immette nell'integrale riportato poco sopra ottenendo uno spettro di conteggio $C_m(PI)$ e, infine, si confronta tale spettro con quello sperimentale $C_{PI}(PI)$.

La nostra funzione $S(E)$, che determina $C_m(PI)$, dipenderà da un certo numero di parametri p_n ; in primo luogo è necessario dunque utilizzare una procedura di fit volta alla determinazione di quei valori dei parametri tali per cui la funzione $C_m(PI)$ si avvicina di più ai $C_{PI}(PI)$ misurati nell'esperimento. Per determinare il cosiddetto "best-fit", cioè appunto la distribuzione più adatta a fissare i dati reali, si usa il test di verifica d'ipotesi χ^2 definito come segue:

$$\chi^2 = \sum \frac{(C_{PI}(PI) - C_m(PI))^2}{(\sigma(PI))^2}$$

dove $\sigma(I)$ è l'errore relativo al canale I valutato di norma come la radice dei conteggi sperimentali ottenuti nel canale stesso $\sqrt{C(I)}$ [90].

Dalla formula, inversamente proporzionale al quadrato dell'errore, appare evidente che tanto più l'errore è piccolo, quanto più la procedura di fit è importante.

Lo stimatore usato nell'analisi spettrale dei raggi X, di solito, non è il χ^2 in sé ma il cosiddetto $\tilde{\chi}^2$ ridotto, indicato di norma con $\tilde{\chi}^2$

$$\tilde{\chi}^2 = \frac{1}{DOF} \sum \frac{(C_{PI}(PI) - C_m(PI))^2}{(\sigma(PI))^2}$$

dove DOF indica il numero di gradi di libertà calcolato come il numero di canali meno il numero di parametri del modello).

Se $\tilde{\chi}^2$ è approssimativamente uguale a uno allora il set di parametri scelto per descrivere la funzione $S(E)$, e il $C_m(PI)$ da essa ricavato, sono adatti ad approssimare la situazione reale. Se lo stimatore, invece, è molto maggiore di 1 i dati sperimentali non si adattano bene al modello teorico utilizzato; se infine esso è molto inferiore a 1 gli errori sui dati sono stati sopravvalutati.

Lo spettro osservato Per ottenere lo spettro osservato $C_{PI}(PI)$ è necessario introdurre nel programma che si vuole utilizzare per realizzare il fitting spettrale, ad esempio XSPEC⁷ un file $D(PI)$ contenente i dati dell'osservazione da analizzare e il file relativo al background $B(PI)$.

Da questi due file è possibile derivare, sottraendo il background ai dati complessivi, ricavare $C_{PI}(PI)$, il conteggio di fotoni incidenti nell'I-esimo canale, in termini di $\frac{\text{conteggi}}{\text{secondo}}$.

Lo spettro dei conteggi si ottiene così dalla seguente formula:

$$C_{PI}(PI) = \frac{D(PI)}{a_{D(PI)} t_D} - \frac{b_{B(PI)}}{b_{D(PI)}} \frac{B(PI)}{a_{b(PI)} t_B}$$

⁷ programma di fitting spettrale, indipendente dal rivelatore, utilizzato per l'analisi dei dati provenienti dalle principali missioni a raggi X (HEAO-1, Einstein, EXOSAT, ROSAT, ASCA, RXTE, Chandra, XMM-Newton, Integral, Swift fra le altre).

dove $D(PI)$ e $B(PI)$ sono i conteggi nei file di dati e di background; t_D e t_B sono i tempi di esposizione nei rispettivi file; $b_{D(PI)}$ e $b_{B(PI)}$ sono i valori di scaling del background; $a_{D(PI)}$ e $a_{B(PI)}$ sono i valori di scaling dell'area.

la risposta strumentale La risposta $R(PI, E)$ di un sistema rivelatore+telescopio è una funzione continua dell'energia ed è proporzionale alla probabilità che un fotone in arrivo di energia E venga rilevato nel canale PI .

Un software di analisi non può lavorare con una funzione continua: è necessario, dunque, convertirla in una funzione discreta.

Questa funzione discreta può essere calcolata come prodotto di due matrici contenute rispettivamente in un file detto matrice di ridistribuzione (RMF)⁸ e in un file detto di risposta ausiliaria (ARF)⁹.

La possibilità di utilizzare questi file, scritti e validati negli anni di missione, rende più agevole l'analisi permettendo al contempo all'utente di tenere conto della complessità della risposta dello strumento EPIC che varia attraverso il FOV. Lo spettro delle energie viene diviso in intervalli E_J e ogni valore interno alla matrice di risposta viene calcolato secondo quanto segue:

$$R_D(PI, J) = \int_{E_{J-1}}^{E_J} \frac{R_r(PI, E)}{E_J - E_{J-1}} dE$$

Dove $R_r(PI, E)$ è la risposta del rivelatore che viene assunta come nota.

7 Descrizione della perdita di energia nei filtri di EPIC MOS

L'obiettivo della nostra analisi è studiare la perdita di energia delle particelle incidenti, che assumiamo essere protoni, nell'attraversamento del filtro sottile

⁸matrice che tiene conto, canale per canale, della risposta del rivelatore 

⁹Matrice che tiene conto, canale per canale, dell'azione del telescopio, ed in particolare dell'efficienza degli specchi

e del filtro spesso posti a protezione delle camere EPIC MOS di XMM-Newton.

Per fare ciò confronteremo gli spettri derivanti dall'osservazione del Lockman Hole con un modello empirico derivante dai dati NIST (National Institute of Standards and Technology) per la perdita di energia dei protoni nei materiali che compongono i filtri.

7.1 Peculiarità dell'osservazione

L'osservazione del 5 Maggio 2000, che andiamo ad utilizzare per la nostra analisi, è unica nel suo genere: oltre ad avere come target il Lockman Hole, come abbiamo già sottolineato, essa è stata condotta in low gain mode.

In questa modalità di osservazione, raramente utilizzata in XMM-Newton e solo nelle fasi iniziali della missione, è possibile caratterizzare lo spettro dei protoni soffici, azione invece assai difficile in altre modalità operative.

Infatti il low gain mode consente di osservare il cielo in una gamma di energie più estesa¹⁰ grazie al fatto che il guadagno nella lettura del segnale¹¹ diminuisce di un fattore 10.

L'osservazione in esame, inoltre, fornisce dati relativi allo stesso flare osservato in due configurazioni diverse: il MOS1, infatti, nel corso della presa dati, è stato schermato con il filtro sottile; il MOS2, invece, è stato schermato con il filtro spesso.

Realizzando una simulazione dell'energia finale e della perdita di energia nell'attraversamento del filtro dei protoni e confrontando i dati ottenuti dai due rivelatori si può verificare quale sia la natura del flare e dunque si può caratterizzare lo stesso.

¹⁰fino a ≈ 120 keV per i MOS, fino a ≈ 300 keV per il pn

¹¹ovvero l'amplificazione del numero di elettroni prodotti dall'energia depositata nel rivelatore da un qualunque evento, generato da un fotone o una particella

7.2 Preparazione dei dati

L'archivio dei dati delle osservazioni di XMM-Newton è pubblico e liberamente accessibile sul sito <https://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton/xsa>. Qui è possibile scaricare, inserendo il nome o le coordinate equatoriali o galattiche dell'oggetto celeste che si desidera studiare, i dati relativi a tutte le osservazioni compiute da XMM-Newton che hanno per oggetto quel target.

I due strumenti, durante l'osservazione che prendiamo in esame, sono stati equipaggiati con due filtri diversi: l'EPIC MOS 1 è stato schermato con il filtro sottile mentre l'EPIC MOS 2 è stato schermato con quello spesso. Dal confronto dei dati ottenuti tramite i due rivelatori, virtualmente identici, sarà possibile ottenere dunque un confronto fra la capacità di fermare i protoni soffici dei due differenti filtri e di conseguenza caratterizzare meglio lo spettro delle particelle incidenti.

Dopo aver scaricato i file ODF¹² relativi all'osservazione ci prepariamo ad analizzarli tramite l'apposito tool ESA per la riduzione dei dati e la loro analisi, SAS (XMM-Newton Scientific Analysis System [77]). 

All'interno degli ODF sono contenuti i file in formato FITS (Flexible Image Trasport System), ognuno dei quali contiene i dati relativi all'osservazione compiuta da un singolo strumento, il cui codice identificativo appare nel nome del file FITS preceduto dall'id dell'osservazione e seguito dal codice che identifica la tipologia della stessa.

Per processare i dati grezzi utilizziamo il tool SAS.

Le osservazioni effettuate dal satellite XMM-Newton vengono suddivise, all'interno dell'archivio dei dati, in diverse esposizioni ciascuna delle quali è provvista di un numero identificativo di dieci cifre (quello dell'osservazione che utilizzeremo, per esempio, è 0123700901).

La durata temporale di ogni esposizione può variare da $\approx 5,000$ a $\approx 130,000$

¹²Observation Data Files, files di dati in formato FITS non processati. Per ulteriori informazioni rimandiamo al XMM-Newton Data Files Handbook http://xmm-tools.cosmos.esa.int/external/xmm_user_support/documentation/dfhb/

s (corrispondente alla durata della massima finestra osservativa di ogni orbita del satellite); le varie osservazioni, inoltre, sono condotte utilizzando diversi strumenti che operano in diverse modalità.

I dati relativi alle osservazioni sono disponibili nell'archivio in formato ODF che contengono tutte le informazioni necessarie per condurre un'analisi scientifica (durata dell'osservazione, posizione, numero della rivoluzione del satellite, strumenti utilizzati ecc.) ma per essere utilizzati devono prima essere riprocessati utilizzando le opportune pipeline che vengono fornite dall'ESA.

I file ottenuti dopo aver riprocessato i file ODF (detti "raw") con le pipeline sono del tipo:

PiiiiijjkkaablllCCCCCnmmm.zzz

Dove *iiiiijjk* indicano le dieci cifre corrispondenti all'ID dell'osservazione, *aa* la sigla identificativa del detector (nel nostro caso M1 e M2, cioè MOS 1 e MOS 2), *b* indica la programmazione dell'osservazione (può infatti indicare un'osservazione programmata se viene riportata la lettera S, Scheduled, o non programmata se riporta la U, Unscheduled), *lll* il numero di esposizioni nell'osservazione, *CCCCCC* indica il tipo di detector utilizzato e la tipologia di dato (nel nostro caso MIEVLI, MOS Imaging mode EVent Llist) e le ultime 4 cifre indicano il numero di sorgenti, nel nostro caso 0000.

L'estensione dei file, per le nostre osservazioni, è FIT; essi possono essere dunque processati con programmi dedicati come sas.

7.3 Riduzione dei dati

I dati sono stati ridotti utilizzando prevalentemente la routine standard del XMM-Newton Science Analysis System (XMM-SAS); a questa sono tuttavia state apportate delle variazioni in considerazione di tre aspetti assolutamente peculiari della nostra osservazione ed analisi:

- l'osservazione è stata condotta in low gain mode¹³;
- l'oggetto della nostra osservazione non sono fotoni bensì protoni;
- la nostra analisi non ha come obiettivo la descrizione di una sorgente di raggi X il cui segnale è geometricamente circoscritto nell'array di pixel ma un flare protonico che interessa contemporaneamente tutto il FOV.

Il software di analisi scientifica SAS (<http://xmm.esac.esa.int/sas/>) è una suite di circa 125 programmi e script utile per eseguire la riduzione dei dati e alcune analisi preliminari sulle osservazioni di XMM-Newton.

Questo software consente di mettere a display l'immagine relativa all'osservazione (i nostri dati sono infatti del tipo imaging) e di operare le prime fondamentali operazioni di filtraggio e selezione. Dopo una prima preparazione dei dati con i file di calibrazione ccf.cif (current calibration file) è possibile cominciare l'analisi vera e propria..

Analisi della curva di luce Le osservazioni effettuate con MOS1 e MOS2 sono state condotte simultaneamente. Dalle curve di luce (fig.26) si può notare come una prima parte dell'osservazione sia fortemente contaminata da quello che presumiamo essere il flare protonico; a partire dai $\approx 73935\text{ks}$ (cioè a 10ks dall'inizio dell'osservazione), invece, il rate dei conteggi scende drasticamente (in particolare nell'osservazione condotta con il MOS 2, equipaggiato con il filtro più spesso).

La differente intensità del segnale nelle due curve è data dalla minor incidenza di protoni sul MOS 2 dovuta al maggior spessore (e conseguentemente alla maggior capacità di frenare le particelle incidenti) del filtro posto a protezione di questa camera. Il MOS 1, la cui curva luce rileva un segnale medio dell'ordine di grandezza dei $10000 \frac{\text{conteggi}}{\text{s}}$, è protetto dal filtro sottile, il MOS

¹³Solo i CCD da 2 a 7 operano in low gain mode: per questo motivo, nella nostra analisi, avremo sempre cura di eliminare da nostro pool di dati quelli provenienti dal CCD 1

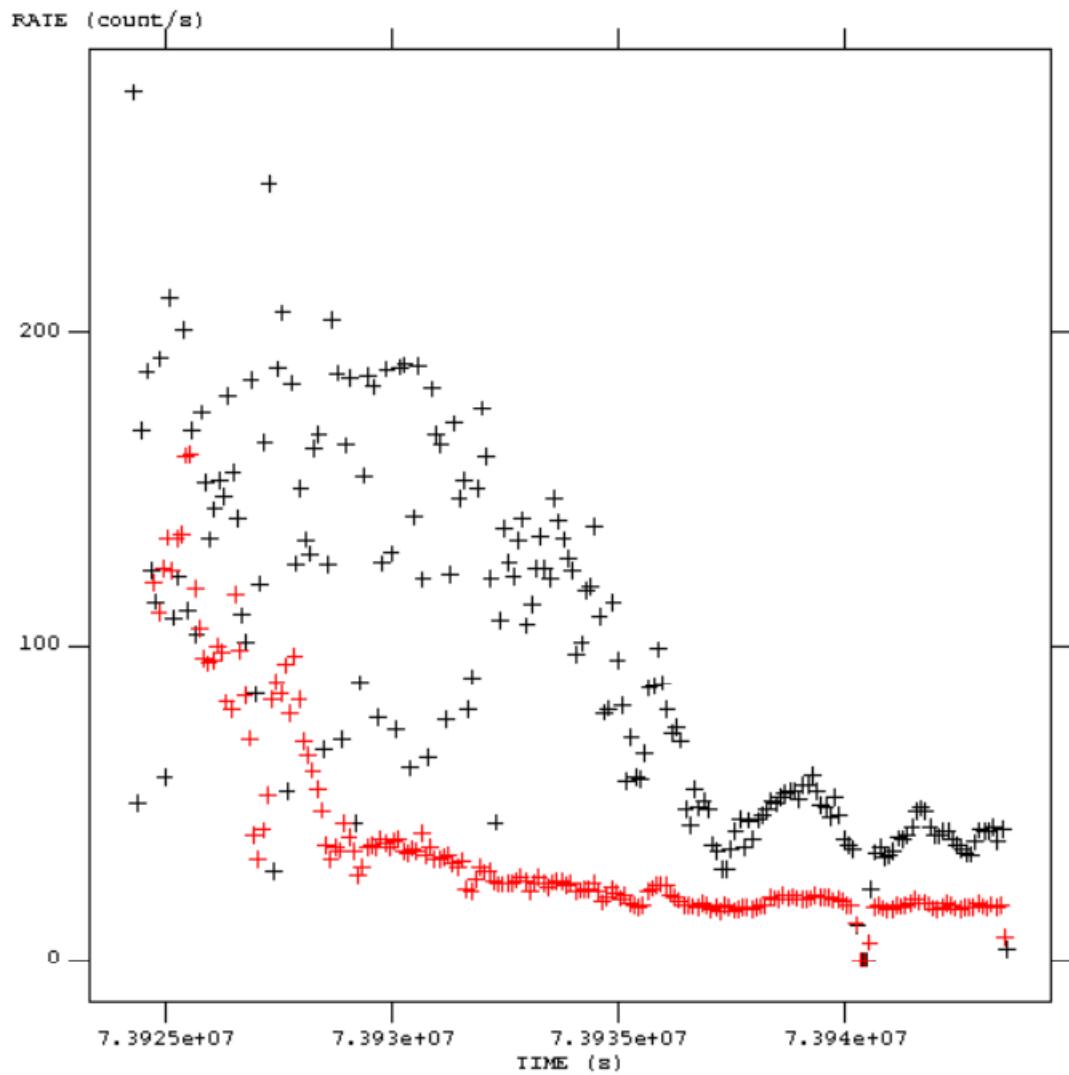


Figura 26: In nero: curva di luce relativa al MOS 1. In rosso: curva di luce relativa al MOS 2

2, con un segnale medio prossimo alla decina di conteggi/secondo, è schermato dal filtro più spesso. Quanto detto ci porta ad individuare all'interno della nostra osservazione, come mostrato in fig.27, un intervallo di tempo dominato dal segnale dovuto ai protoni soffici, dal quale estrarremo i due spettri da analizzare, e un intervallo "quiescente", da quale invece estrarremo il fondo. Per mantenere la perfetta confrontabilità i due intervalli scelti sono gli stessi per le due camere.



Analisi dell'immagine Il primo passaggio che effettuiamo è quello di creare un'immagine relativa all'osservazione (da linea di comando con il comando evselect, da GUI con la funzione xmmslect) e visualizzarla utilizzando il software ds9.

Come si può notare dall'immagine il fatto che il flare di protoni affligga tutto e solo il campo di vista è evidente; ad ulteriore verifica di ciò utilizzando una task di ds9 andiamo a disegnare una circonferenza di diametro 30 arcominuti (che è il FOV di EPIC) e notiamo che la figura geometrica si sovrappone perfettamente al segnale che supponiamo essere dovuto ai protoni soffici.

Il segnale dovuto ai protoni soffici, infatti, come già notato da De Luca e Molendi ([45], ripreso da [111]), interessa esclusivamente la porzione dell'immagine relativa al FOV poiché i protoni vengono focalizzati dagli specchi dei telescopi di XMM-Newton¹⁴.

Per questo motivo, andiamo innanzitutto a delimitare l'area dalla quale intendiamo estrarre lo spettro. Scegliamo di utilizzare un'area di forma circolare interna al campo di vista, avendo cura di escluderne le regioni più periferiche. Scegliamo di utilizzare un'area di estrazione della stessa dimensione per entrambe le camere MOS. Dopo aver delimitato la regione ne calcoliamo l'area



¹⁴la modellizzazione della risposta degli specchi e la ricostruzione dei meccanismi di riflessione dei protoni sugli stessi sono uno dei target scientifici dell'ESA. Sono infatti stati recentemente stanziati dei fondi riservati a questo tipo di ricerca, che richiederà, oltre a simulazioni, anche sperimentazioni in laboratorio.

Per questo motivo nella nostra analisi non ci serviremo di alcun file .arf, che avrebbe come scopo precipuo la restituzione all'analisi del contributo dei telescopi.

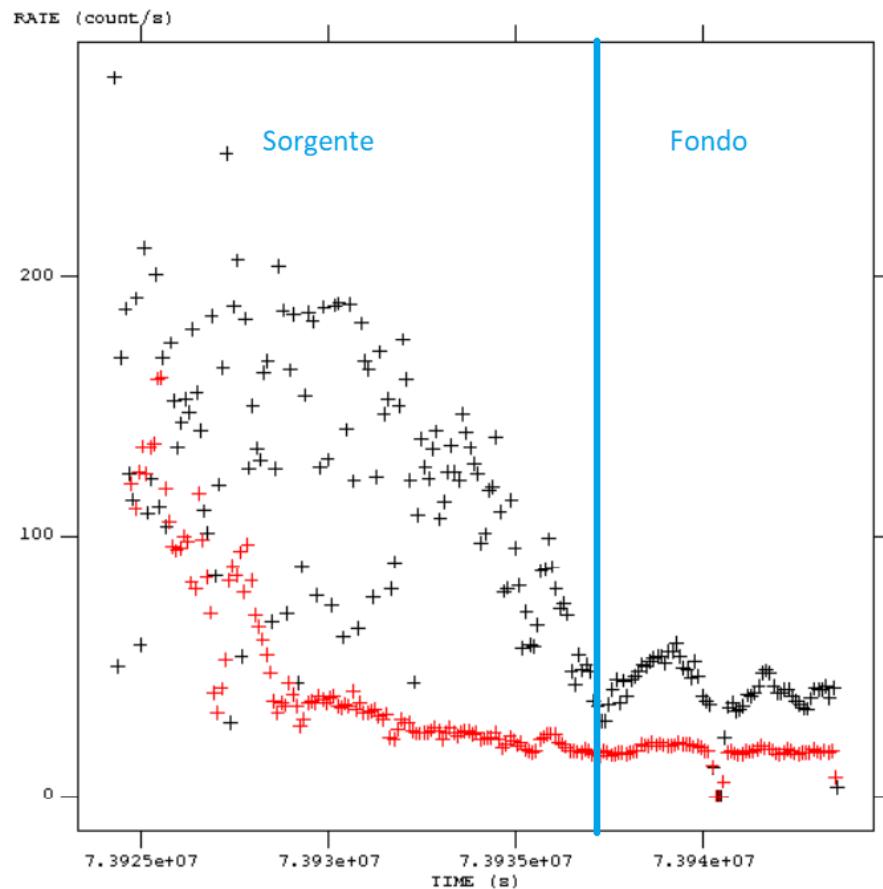


Figura 27: Curva di luce in cui sono evidenziati l'intervallo di tempo di segnale e di fondo

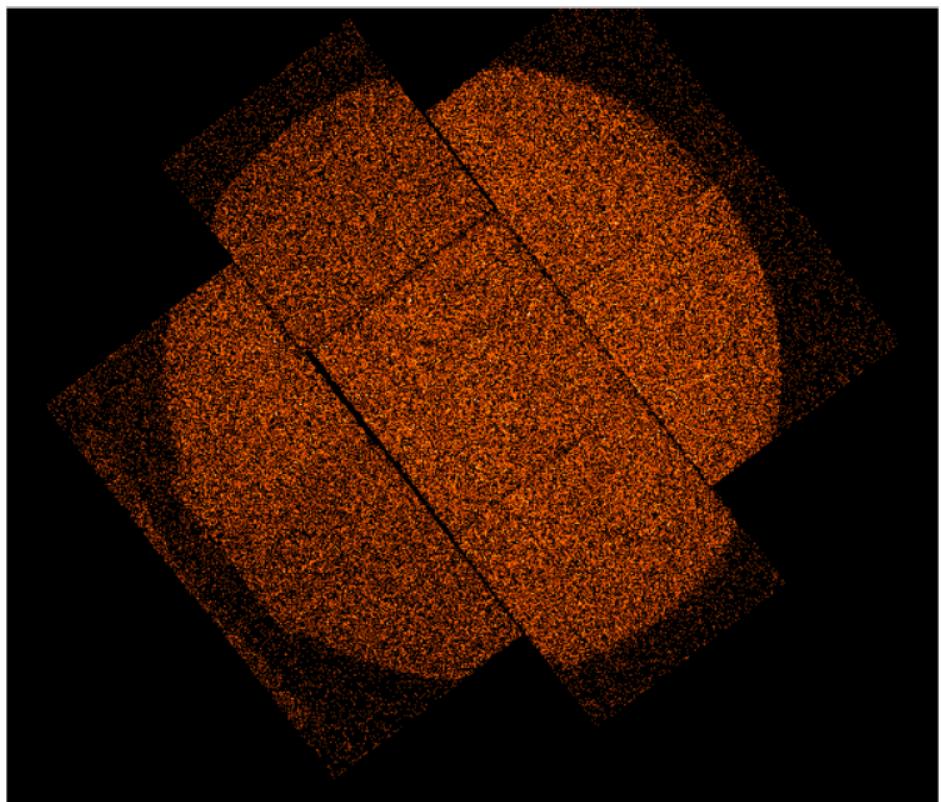


Figura 28: Immagine di MOS1

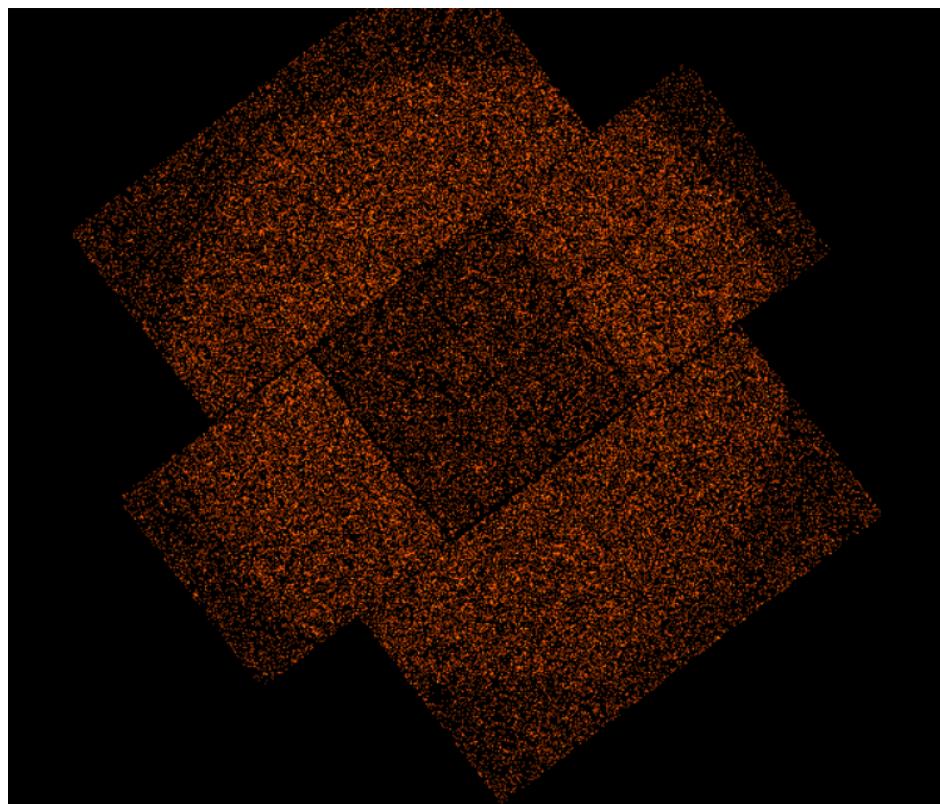


Figura 29: Immagine di MOS2

in unità fisiche quadrate, avendo escludere le aree che la matrice di 7 CCD¹⁵ che costituisce il detector non copre.

Filtrare i dati per PATTERN e per FLAG Ognuna delle due telecamere EPIC MOS è composta da sette CCD da 600 x 600 pixel.

Questi detector sono dotati di un sistema di rigetto automatico degli eventi dovuti ai raggi cosmici.

I dati che raggiungono terra vengono identificati automaticamente dallo strumento: il segnale viene identificato come tale se supera una soglia che varia da osservazione a osservazione; l'intera matrice di CCD viene suddivisa in un sistema di matrici di 5x5 pixel. I segnali che superano il valore di soglia vengono organizzati a seconda di quali e quanti pixel all'interno della matrice sono interessati dal segnale: si hanno in questo modo segnali di pixel singolo, doppio, triplo...

Non tutte le possibili configurazioni di pixel sono compatibili con un segnale di raggi X (o, nel nostro caso, di protoni): dei 32 pattern possibili solo i pattern da 0 a 12 (corrispondenti agli eventi di pixel singolo, doppio, triplo e quadruplo) sono considerati affidabili per un'analisi di soli raggi X.

I pattern da 26 a 29, detti diagonali, sono utili per valutare problemi relativi al pile up o se si sospetta una fluorescenza nella riga del silicio; i pattern 30 e 31, infine, tengono conto del segnale relativo ai raggi cosmici.

Inoltre, selezionndo FLAG==0, è possibile eliminare dall'osservazione i pixel caldi o danneggiati e quelli vicini ai bordi.

Per la nostra analisi abbiamo scelto di selezionare i pattern da 0 a 12.

Estrazione dello spettro e preparazione del fitting spettrale Dopo aver indicato la dimensione e il range dei bin nelle energie, andiamo a indicare

¹⁵noi usiamo solo i 6 CCD periferici: il settimo e centrale, il CCD 1, non opera infatti in low gain mode

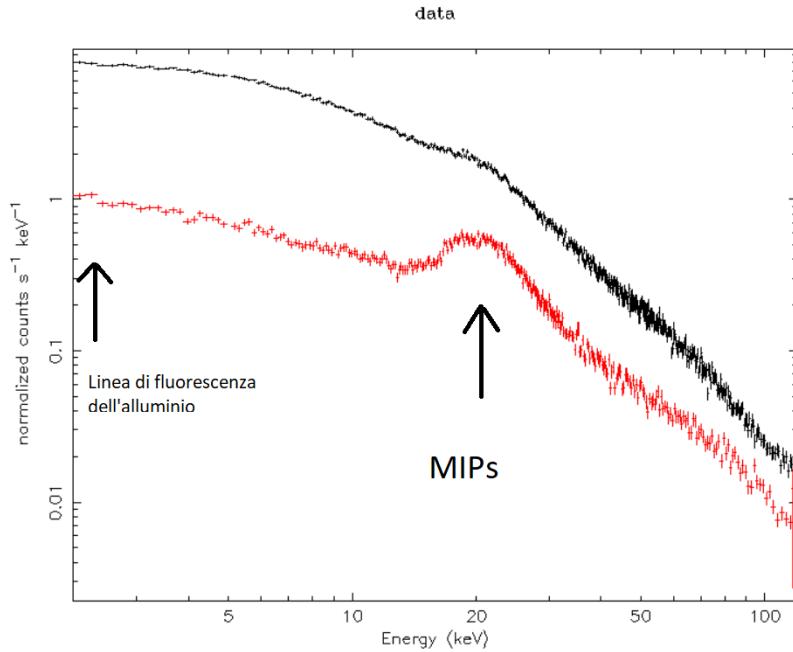


Figura 30: Spettro del segnale (senza background). Si nota il picco dovuto alle MIPs (Minimum Ionizing Particles) intorno ai 20 keV

come area di estrazione dello spettro quella circolare interna al campo di vista e come intervallo di tempo del segnale i primi 1,5 ks di osservazione. In questa fase utilizziamo inoltre dei file di GTI di cui parleremo in seguito.

Dopo aver estratto lo spettro relativo al segnale è necessario ripetere la stessa operazione per estrarre lo spettro di background, per il quale usiamo la stessa area circolare utilizzata per l'estrazione del segnale, ma che andiamo ad individuare nell'intervallo di tempo che, nell'analisi della curva di luce, abbiamo definito quiescente.

La matrice di risposta Creare una matrice di risposta significa trovare e descrivere il legame tra lo spettro rilevato dal rivelatore, che è noto, con quello che va fisicamente a incidere sull'ottica, che è ignoto.

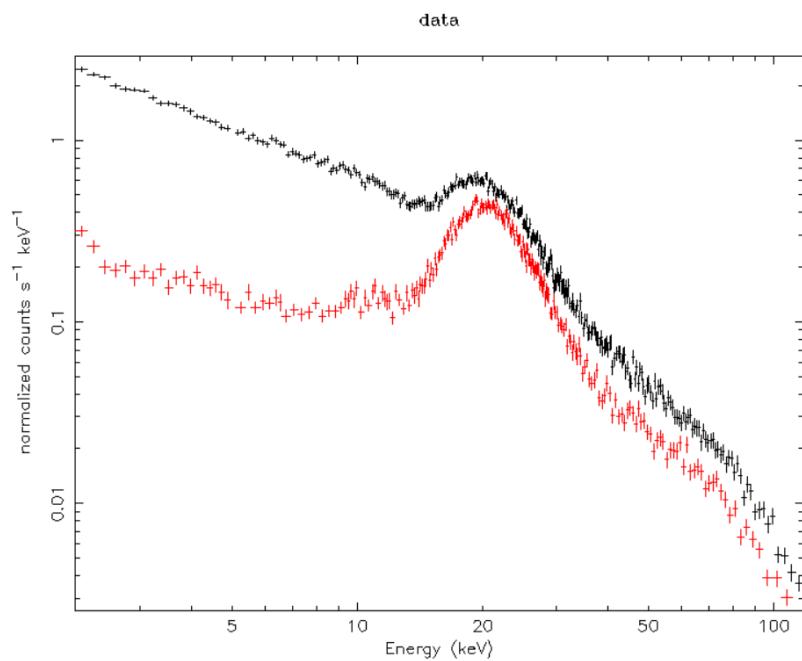


Figura 31: Spettro del background

La matrice di risposta deve includere due parametri strumentali fondamentali: l'area effettiva delle ottiche e la ridistribuzione delle energie all'interno del rivelatore.

Il caso che andiamo ad analizzare, tuttavia, gode di caratteristiche peculiari: ciò che viene riflesso dalle ottiche e che arriva ad incidere sui MOS non è un segnale costituito da fotoni bensì un fascio di particelle massive ed elettricamente cariche, i protoni.

Ciò causa la necessità di scrivere matrici di risposta ad hoc per questo fenomeno (non è possibile, infatti, utilizzare le matrici standard, che descrivono l'incidenza dei fotoni X).

Nel nostro caso utilizziamo una matrice di risposta diagonale.

Nella nostra analisi, inoltre, non possiamo servirci del file di risposta ausiliario (.arf), che avrebbe lo scopo di tener conto della riflessione dei protoni sugli specchi, poichè i meccanismi di interazione specchio-particella sono tutt'ora in corso di studio e non sono pienamente compresi.

GTI Ai fini del raggiungimento degli obiettivi scientifici della nostra analisi è necessario che gli spettri estratti dalle misurazioni dei due MOS siano confrontabili.

Alcuni CCD del MOS 1, tuttavia, in alcuni intervalli di tempo, mostrano un comportamento "non standard", misurando in counting mode o spegnendosi. Per ovviare a questo problema abbiamo utilizzato negli spettri relativi al segnale dei file di GTI, andando ad escludere in questo modo gli intervalli di tempo in cui i CCD hanno mostrato un comportamento anomalo.

Rebining, Selezione di area di estrazione, di background e di matrice di risposta L'ultimo passaggio necessario prima dell'analisi spettrale consiste nell'associare allo spettro da fissare lo spettro relativo al background, l'area di estrazione del segnale, l'area di estrazione del background e la matrice di risposta. Rebinniamo gli spettri estratti a 100.

Per rinormalizzare gli spettri di segnale e background abbiamo utilizzato le aree calcolate precedentemente.

7.4 Il Modello Empirico

Per protoni di energia ordinaria è possibile calcolare il potere di arresto di ogni materiale utilizzando la formula di Bethe-Bloch. Il limite inferiore delle energie per le quali è applicabile questa formula è, per i protoni, fissato intorno ai 0,5 MeV; al di sotto di tale energia l'interazione particella-materia va esaminata basandosi sulle evidenze sperimentali. I protoni in esame in questo lavoro hanno energie nettamente inferiori ai 500 keV: non abbiamo dunque potuto usare un modello teorico per predire la perdita di energia teorica delle particelle nell'attraversamento del filtro. Abbiamo quindi scelto di utilizzare un modello empirico ricavato dal raccordo dei dati disponibili nel database PSTAR di NIST (National Institute of Standards and Technology). PSTAR è un database in grado di fornire, per protoni di energia cinetica compresa tra 1 keV e 10 GeV attraversanti uno o più dei 74 materiali tabulati [19], una stima delle seguenti grandezze:

- Stopping Power (in $MeV \frac{cm^2}{g}$)¹⁶;
- Stopping Power nucleare (in $MeV \frac{cm^2}{g}$)¹⁷;
- Stopping Power totale (somma di elettronico e nucleare);
- Range CDSA (Continuous Slowing Down Approximation, in $\frac{g}{cm^2}$)¹⁸;

¹⁶detto anche *stopping power elettronico*, è il tasso medio di perdita di energia della particella incidente per unità di lunghezza del percorso. Tale perdita di energia è dovuta alle interazioni Coulombiane con gli atomi del target; l'azione della particella può provocarne la ionizzazione.

¹⁷tasso medio di perdita di energia della particella incidente per unità di lunghezza del percorso. Tale perdita di energia è dovuta all'urto elastico della particella contro i nuclei del bersaglio. In tali urti la particella trasferisce energia al nucleo bersaglio, che rincula.

¹⁸integrale rispetto all'energia del reciproco dello stopping power totale. Tale grandezza equivale approssimativamente al cammino medio di una particella carica mentre rallenta

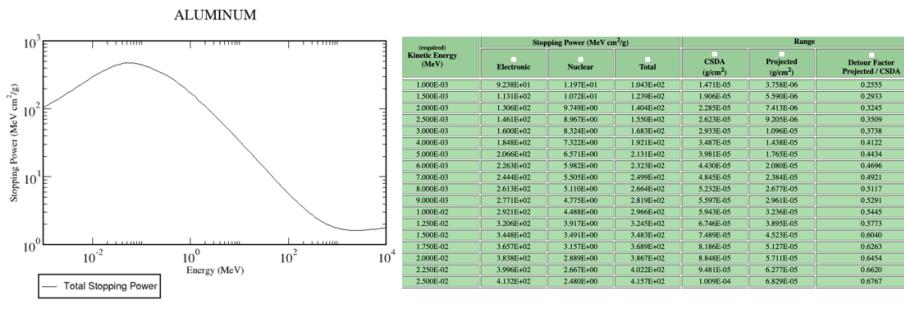


Figura 32: Esempio (per l'alluminio) dei dati forniti da PSTAR: in tabella troviamo, per ognuna delle energie cinetiche dei protoni, gli stopping power previsti e i range nel mezzo.

- Il range (proiettato lungo la direzione iniziale della particella, in $\frac{g}{cm^2}$)
- il Detour Factor ($\frac{Range}{CSDA}$)¹⁹.

Su tali stime, facendo riferimento al report ICRU del 1993 [20], PSTAR indica come range di errore dal 2% al 5% a 1000 keV, dal 5% al 10% a 100 keV, dal 10% al 15% a 10 keV e almeno dal 20% al 30% a 1 keV.

Nella costruzione del modello empirico si è dunque tenuto conto degli errori indicati nei rispettivi range energetici. Per le energie di nostro interesse, le grandezze sopracitate sono ricavate da fitting di dati sperimentali [3] utilizzando opportune approssimazioni e modelli teorici [190, 56, 138, 118].

Poichè ciascuno dei due filtri in esame è costituito da strati di differenti materiali (il filtro sottile è costituito da un film spesso 1600 Ådi poliimmide con 400 Ådi alluminio evaporato su un lato; il filtro spesso è costituito da un film spesso 3300 Ådi polipropilene con 1100 Ådi alluminio e 450 Ådi stagno

fino a fermarsi, nell'ipotesi in cui la lunghezza del cammino medio sia calcolata in approssimazione di rallentamento continuo, cioè assumendo che il tasso di perdita di energia in ogni punto lungo il binario sia uguale allo stopping power totale.

¹⁹Questo fattore tiene conto del percorso effettivo compiuto dalla particella che, a causa dello scattering multiplo, può essere molto maggiore rispetto alla sua proiezione lungo la direzione iniziale del moto della particella. Il Detour Factor, quindi, in molti casi pratici è <1 .

evaporati su un lato) il contributo di ciascun costituente è stato calcolato utilizzando la regola di additività di Bragg [182]. Nella costruzione del modello sono state fatte alcune assunzioni al fine di agevolare il calcolo:

- Gli effetti di straggling e di distribuzione dei protoni nelle energie finali sono stati trascurati;
- Si è assunto che la perdita di energia dei protoni sia interamente dovuta all’interazione con i filtri, trascurando il possibile assorbimento di energia da parte dell’elettronica dei CCD di EPIC MOS²⁰;

7.4.1 Costruzione del modello

In prima approssimazione, è assunto che i protoni conservino la propria energia durante tutto il tragitto attraverso il filtro. Tale assunzione è valida qualora si consideri assorbitore di spessore infinitesimo; per questi assorbitori, infatti, anche la perdita di energia è infinitesima.

Sotto tali ipotesi la perdita di energia infinitesima dei protoni nei due filtri, ricavata applicando una routine precedentemente implementata ai dati PSTAR relativi allo stopping power dei protoni nei materiali dei filtri, è la seguente:

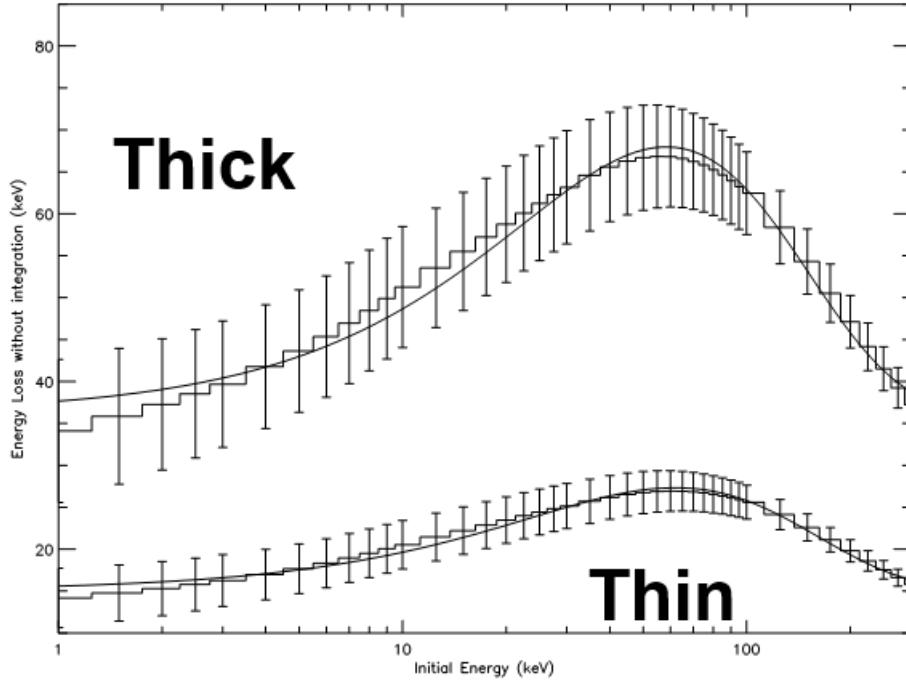
$$dE(E) = \Delta E + C \cdot E \cdot e^{-\frac{E}{E_f}}$$

I parametri riportati nell’equazione assumono i seguenti valori:

Strumento	ΔE	C	E_f
MOS1	$15 \pm 2 \text{ keV}$	$0,5 \pm 1$	62 ± 12
MOS2	$36 \pm 5 \text{ keV}$	$1,5 \pm 0,4$	58 ± 11

Per essere ricondotti all’ipotesi di assorbitore sottile, i due filtri sono stati suddivisi in mille bin di spessore equivalente; utilizzare la sopracitata routine

²⁰l’impatto sulla forma spettrale della perdita di energia nell’elettronica del CCD è, per le energie in gioco nella nostra analisi per le incertezze abbiamo considerato, trascurabile (<20% alle alte energie, molto meno a basse energie)



già valida per la perdita di energia infinitesima, calcolata per un singolo bin, è stata integrata al fine di calcolare la perdita di energia complessiva nel filtro ΔE . Il risultato ottenuto, visibile in fig.34, mostra come la perdita di energia nei due filtri sia debolmente dipendente dall'energia. In prima approssimazione assumeremo dunque che la perdita di energia nei filtri sia costante.

7.5 Fitting Spettrale

Alcune indagini di fitting spettrale riguardanti il segnale dovuto ai protoni soffici si possono rintracciare in letteratura ([109] [111] [45]); questi studi, tuttavia, hanno come obiettivo il fitting del segnale dovuto alle particelle qualora esso non sia eccessivamente intenso (fino a $1.0-2 \frac{\text{conteggi}}{\text{s}}$ sopra il livello di quiescenza).

Nel caso di osservazioni interessate da flare di protoni soffici la prassi comune

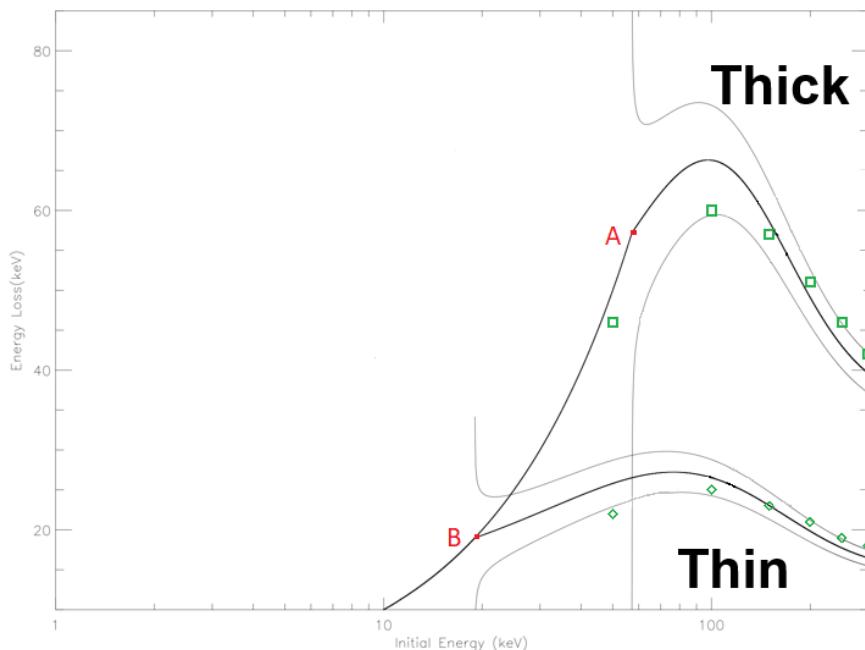


Figura 33: Perdita di energia in funzione dell’energia iniziale. In grigio: barre di errore a 3σ . Se l’energia finale è =0, la perdita di energia è impostata come uguale all’energia iniziale (da 0 ad A per il filtro sottile, da 0 a B per il filtro spesso). In verde sono riportati i valori della perdita di energia calcolati indipendentemente per i filtri della camera pn (tali filtri sono molto simili, seppur non identici, a quelli delle camere MOS)

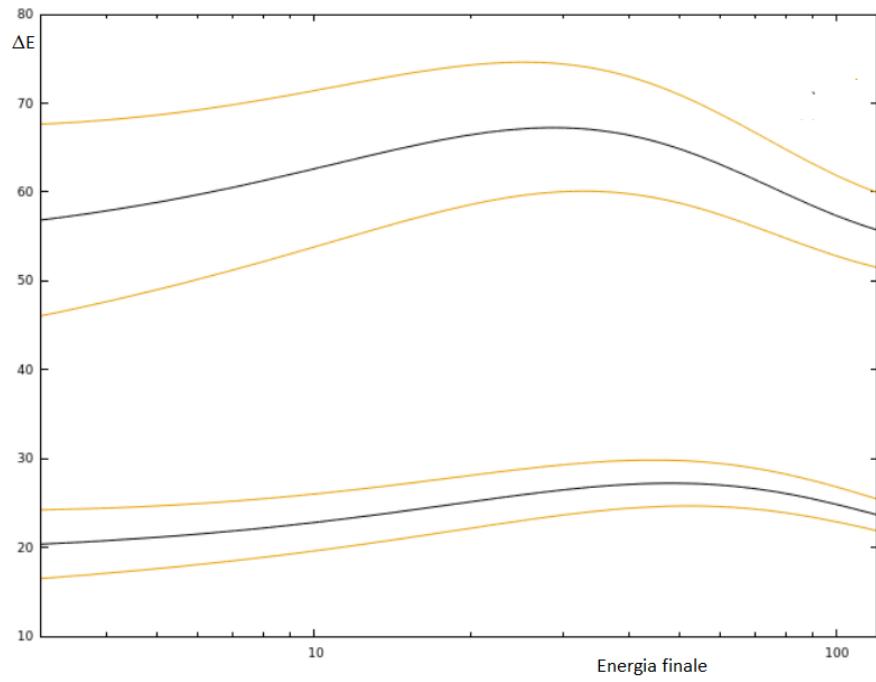


Figura 34: Perdita di energia integrata in funzione dell’energia finale della particella. In giallo gli errori stimati a partire da quanto indicato da NIST.

consiste nell'identificare l'intervallo di tempo affetto da segnale protonico ed espungerlo dal GTI (Good Time Interval).

Lo scopo della nostra analisi, invece, consiste nell'andare a studiare quegli intervalli di tempo e quelle osservazioni che in letteratura vengono scartate.

Modello costante In prima approssimazione assumiamo che la perdita di energia sia costante (questa approssimazione è possibile grazie alla debole dipendenza dall'energia del ΔE).

Il modello utilizzato per il fitting è dunque $C(E) = a(E + \Delta E)^{-b}$.

Fittando gli spettri, limitiamo in un primo momento il range di energie tra 20 e 120 keV (abbiamo visto, infatti, che l'approssimazione di perdita di energia costante non è ottimale per le bassissime energie).

Il risultato del fitting è il seguente (gli errori sono calcolati a 3σ):

Strumento	ΔE_c	c	χ^2_r	
MOS1	(20 – 4; +5) keV	3,8 – 0,2; +0,3	1,04	/560 d.o.f.
MOS2	(55 – 4; +5) keV	3,8 – 0,2; +0,3	1,04	/560 d.o.f.

Come si può notare dalla figura, i valori delle costanti ottenuti dal fitting dei dati sperimentali è compatibile con il modello empirico entro le incertezze stabilite.

Tuttavia, estendendo il range di energie a $2 \text{ keV} < E < 120 \text{ keV}$, il modello costante non fitta più adeguatamente i dati, come si può vedere in figura 37: è necessario dunque trovare un modello per l'energy loss che rispecchi meglio l'andamento degli spettri sperimentali al di sotto dei 20 keV.

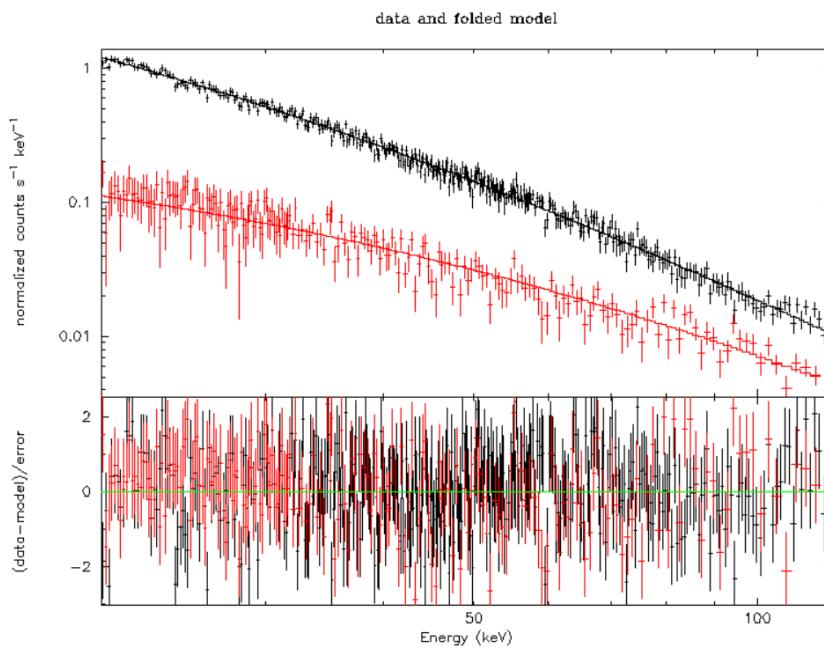


Figura 35: In alto: Fitting con $C(E) = a(E + \Delta E)^{-b}$ per $20 \text{ keV} < E < 120 \text{ keV}$. In basso: residui in unità di deviazioni standard.

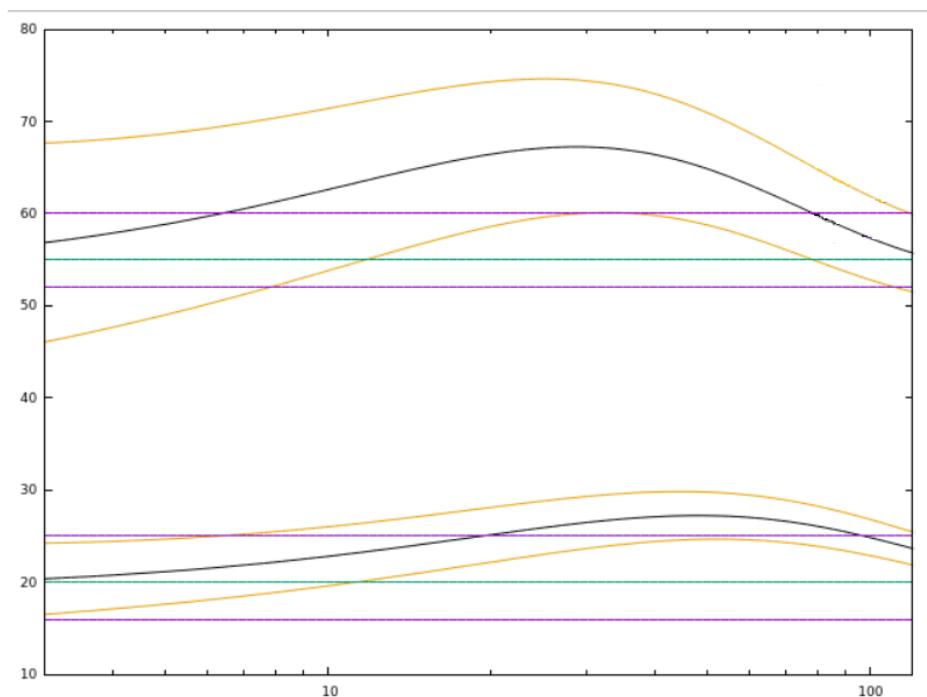


Figura 36: Confronto tra modello e perdita di energia costante ricavata dal fitting dei dati (spettri con $20 \text{ keV} < E < 120 \text{ keV}$). In giallo: incertezze del modello empirico. In verde: bert fit della perdita di energia costante. In viola: incertezze (3σ) sulla stima della perdita di energia costante.

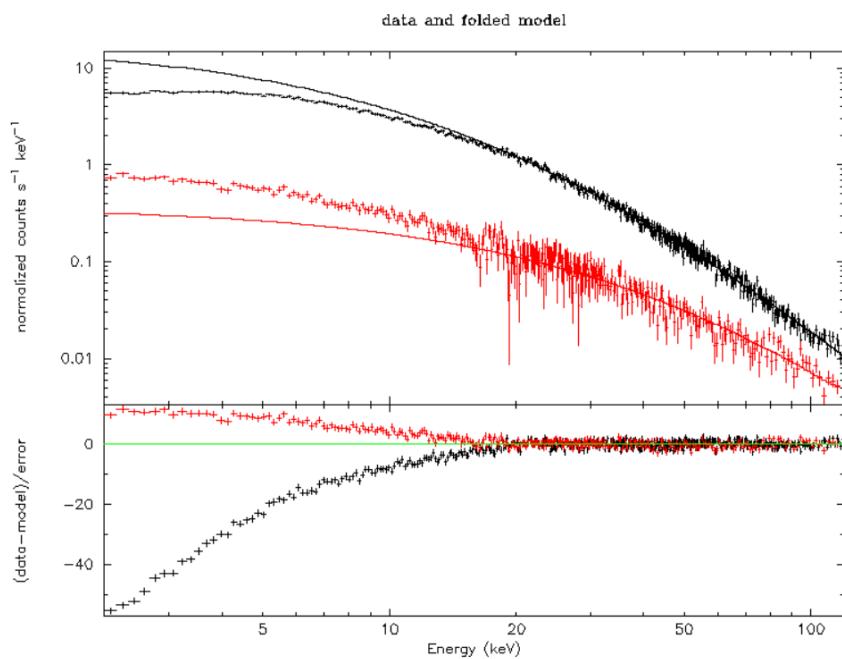


Figura 37: In alto: spettri di MOS 1 e MOS 2 fittati con $C(E) = a(E + \Delta E)^{-b}$ per $2 \text{ keV} < E < 120 \text{ keV}$. In basso: residui in unità di deviazioni standard.

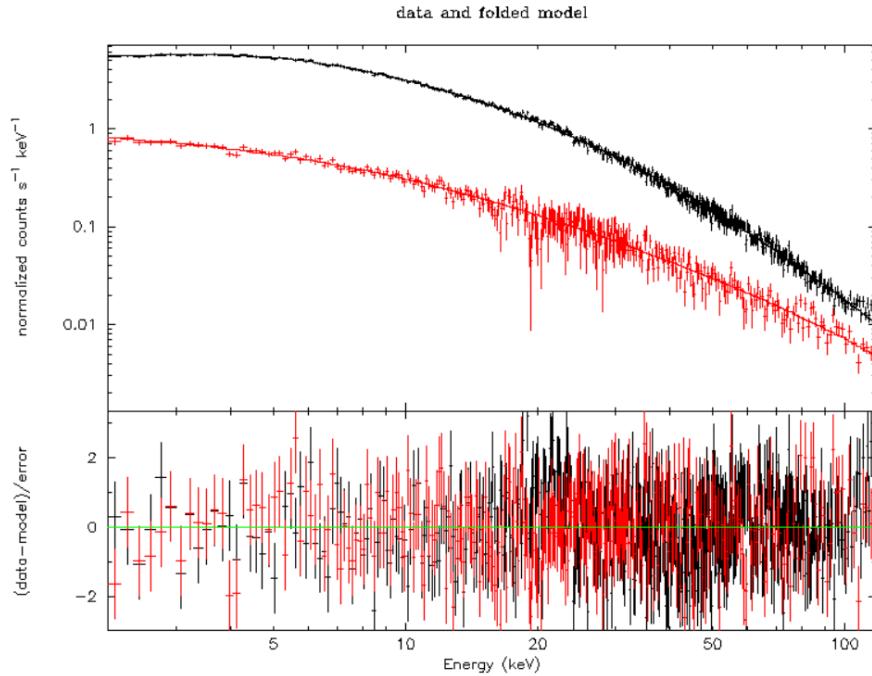


Figura 38: In alto: spettri di MOS 1 e MOS 2 fittati con $C(E) = a(E + \Delta E_c + c \cdot E \cdot e^{-\frac{E}{E_f}})^{-b}$ per $2 \text{ keV} < E < 120 \text{ keV}$. In basso: residui in unità di deviazioni standard.

Perdita di energia dipendente dall'energia In seconda istanza abbiamo ipotizzato che la perdita di energia della particella nel filtro fosse

$$\Delta E = \Delta E_c + c \cdot E \cdot e^{-\frac{E}{E_f}}$$

e che si trattasse dunque di una quantità dipendente dall'energia.

Il modello utilizzato per il fitting spettrale, in questa nuova ipotesi, è:

$$C(E) = a(E + \Delta E_c + c \cdot E \cdot e^{-\frac{E}{E_f}})^{-b}$$

Come si spuò notare da fig.38, utilizzando il nuovo modello il fit dai dati a energie $< 20 \text{ keV}$ è molto migliore. Fittando gli spettri precedentemente

estratti con questo nuovo modello otteniamo i seguenti parametri: Confron-

Strumento	ΔE_c	c	E_f	b	χ^2_r
MOS1	(24 -2;+2 keV)	10 -2;+3	$1,1 \pm 0,1$	$4,25 \pm 0,2$	1,05 /792 d.o.f
MOS2	(48 -2;+3 keV)	$0,9 \pm 0,1$	$45,7 -7;+9$	$4,25 \pm 0,2$	1,05 /792 d.o.f

tando la perdita di energia che si ottiene utilizzando i valori dei parametri ottenuti dal fitting dei dati sperimentalni e il modello empirico (fig.39) notiamo che essi sono compatibili entro le incertezze stimate. Possiamo dunque ritenere che la natura del flare osservato sia protonica.

7.6 Modelli alternativi per la selezione di sorgente e background

7.6.1 Selezione alternativa per gli intervalli di tempo di segnale e di fondo

Un secondo metodo di selezione del segnale e del fondo che abbiamo sperimentato ha richiesto una differente scelta degli intervalli di tempo in cui estrarre i due spettri. Questi nuovi intervalli, visibili in fig.40, differiscono dai precedenti perchè separati da un intervallo di circa 5 ks (su un totale di circa 20 ks di osservazione). Questa differente scelta è dovuta alla difficoltà di individuare in modo preciso l'istante finale del flare.

Abbiamo scelto dunque di selezionare come fondo solo la parte finale dell'osservazione onde evitare di includere nel background, e dunque di sottrarre allo spettro, segnale dovuto a protoni soffici.

Utilizzando questo approccio otteniamo, come si può vedere in fig. 41 e in fig.42, dei residui molto maggiori rispetto alla prima strategia di individuazione di sorgente e fondo. Ciò è dovuto alla minore statistica derivante dalla riduzione degli intervalli di tempo. Utilizzando il modello costante otteniamo i seguenti parametri:

Tali valori, come si può vedere in figura 43, sono compatibili con il modello empirico. Utilizzando invece il modello in cui la perdita di energia

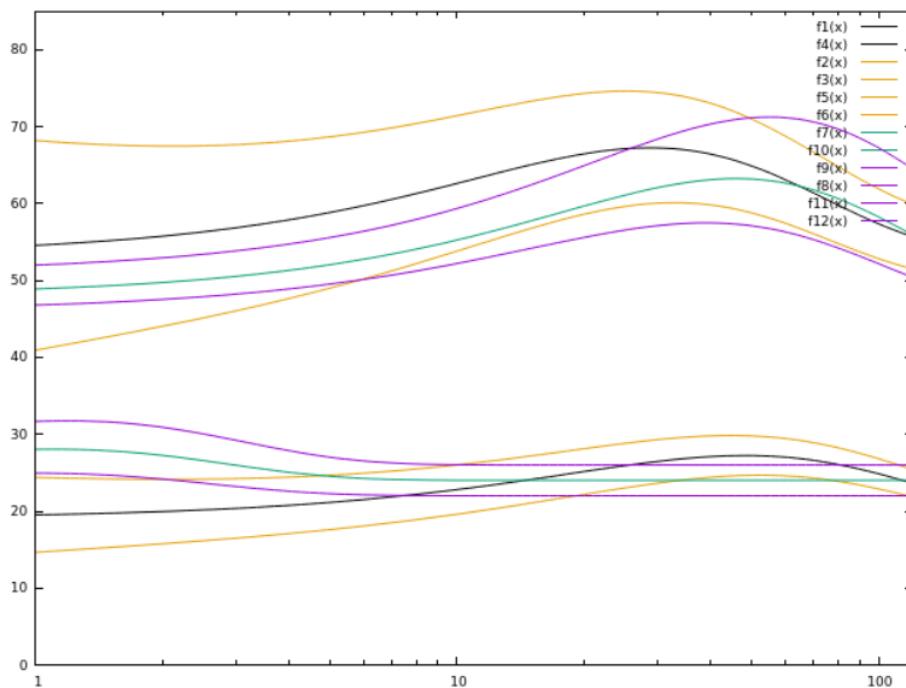


Figura 39: Confronto tra modello e perdita di energia dipendente dall’energia ricavata dal fitting dei dati (spettri con $2 \text{ keV} < E < 120 \text{ keV}$). In giallo: incertezze del modello empirico. In verde: best fit della perdita di energia dipendente dall’energia. In viola: incertezze (3σ) sulla stima della perdita di energia costante.

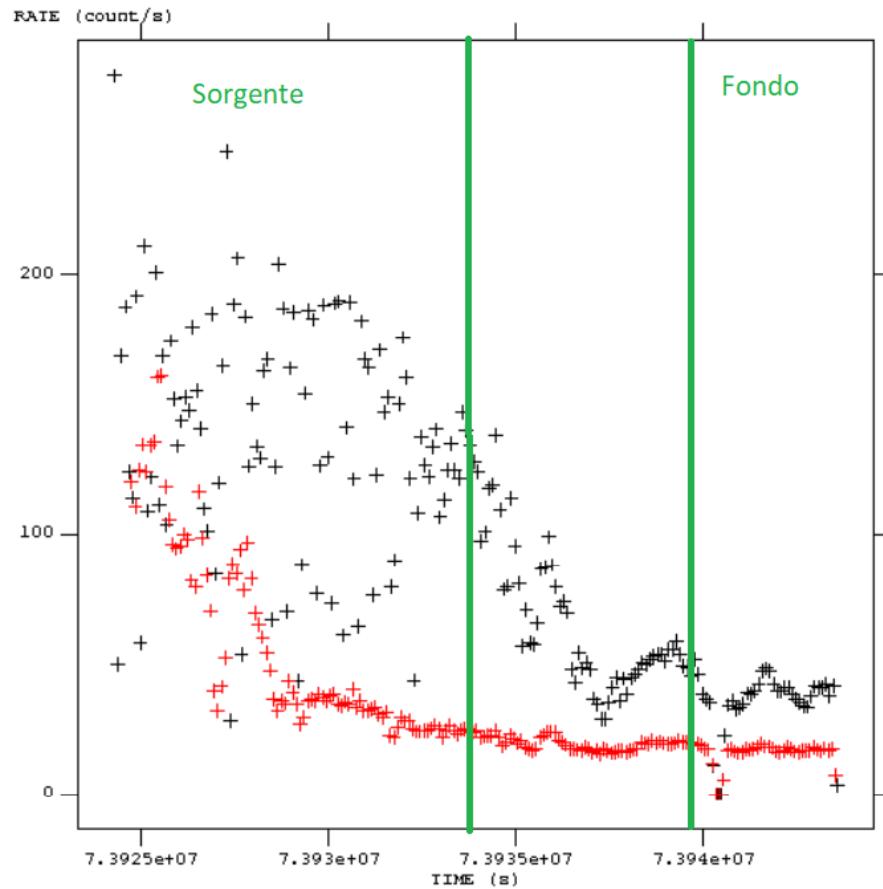


Figura 40: Curva di luce dell'osservazione condotta dal MOS 1 (in nero) e dal MOS 2 (in rosso) in cui sono evidenziati i nuovi intervalli temporali di sorgente e fondo

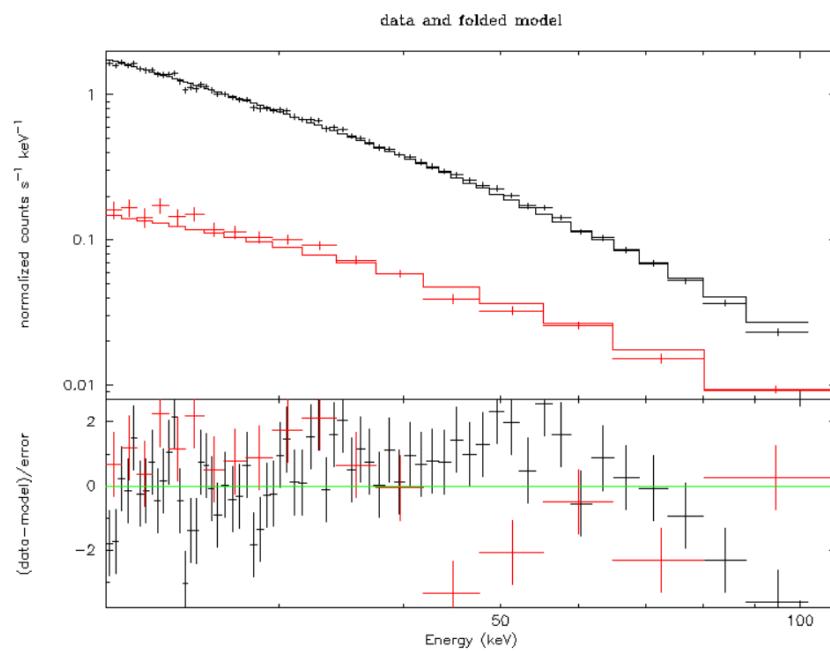


Figura 41: Spettro estratto utilizzando la seconda tecnica di selezione del fondo e fissato con il modello in cui la perdita di energia nei filtri è costante. Le energie sono comprese tra i 20 keV e i 120 keV

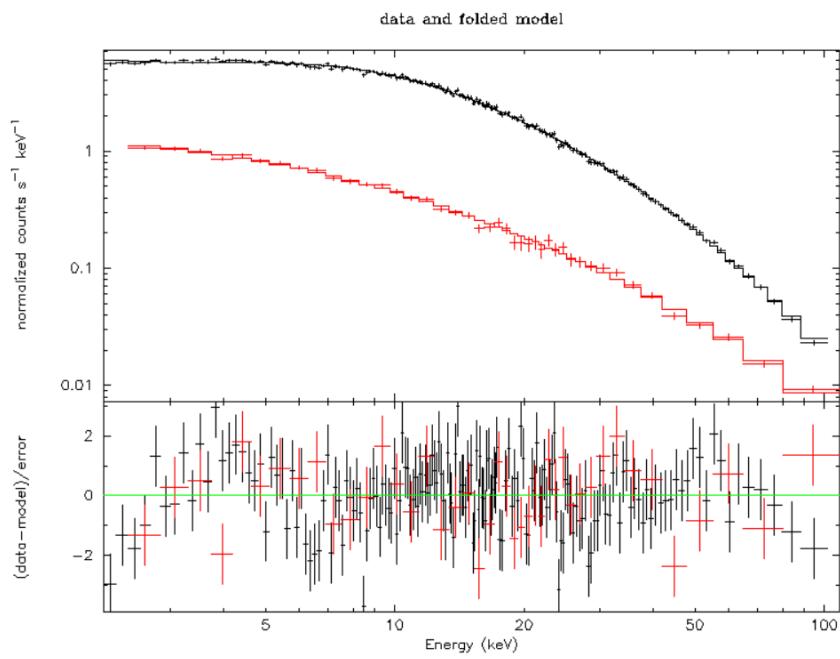


Figura 42: Spettro estratto utilizzando la seconda tecnica di selezione del fondo e fittato con il modello in cui la perdita di energia nei filtri dipende dall'energia

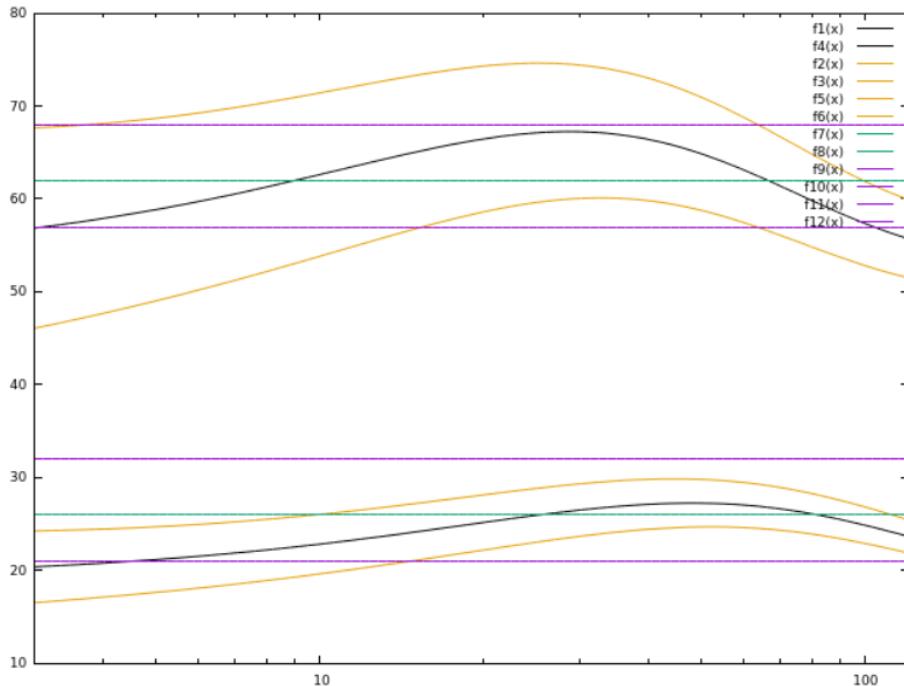


Figura 43: Confronto tra modello e perdita di energia costante ricavata dal fitting dei dati (spettri con $20 \text{ keV} < E < 120 \text{ keV}$). In giallo: incertezze del modello empirico. In verde: best fit della perdita di energia costante. In viola: incertezze (3σ) sulla stima della perdita di energia costante.

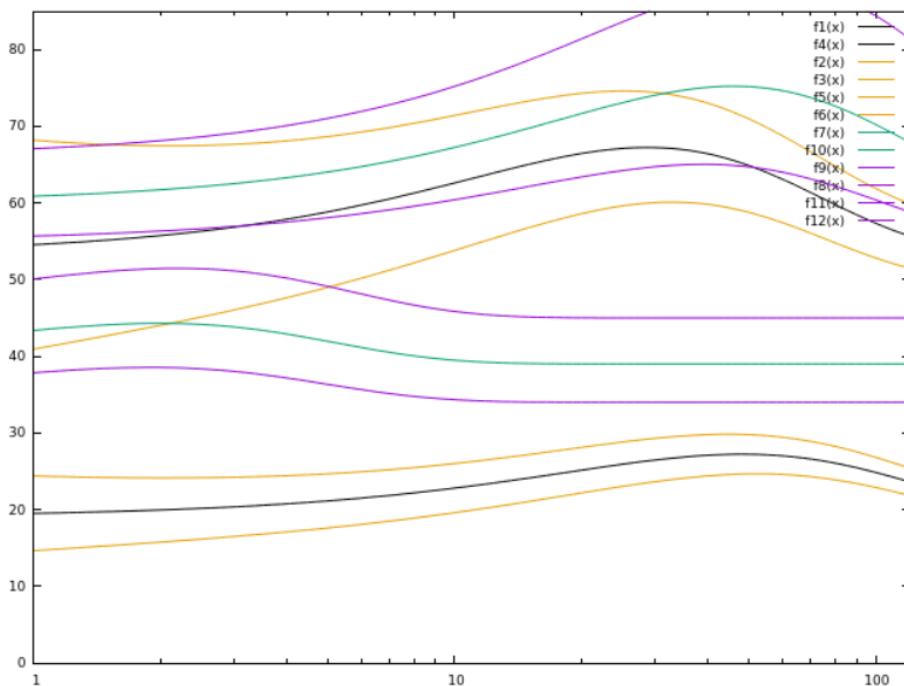


Figura 44: Confronto tra modello e perdita di energia dipendente dall'energia ricavata dal fitting dei dati (spettri con $2 \text{ keV} < E < 120 \text{ keV}$). In giallo: incertezze del modello empirico. In verde: best fit della perdita di energia dipendente dall'energia. In viola: incertezze (3σ) sulla stima della perdita di energia.

Strumento	ΔE	α	χ^2_r
MOS1	(26 -5;+6 keV)	$4,4 \pm 0,4$	1,9 /76 d.o.f.
MOS2	(62 -5;+6 keV)	$4,4 \pm 0,4$	1,9 /76 d.o.f.

dipende dall'energia otteniamo i seguenti parametri: Ciò che appare imme-

Strumento	ΔE_c	c	E_f	b	χ^2_r
MOS1	(39 -5;+6 keV)	$7,2 -0,7;+0,8$	$2,0 -0,1;+0,2$	$5,2 \pm 0,5$	1,3 /208 d.o.f.
MOS2	(60 -5;+6 keV)	$0,9 \pm 0,2$	$46 -7;+10$	$5,2 \pm 0,5$	1,3 /208 d.o.f.

diatamente dal confronto dei valori derivanti dal fit e da quelli derivanti dal modello empirico è che, in particolare per quanto riguarda il filtro spesso, i primi risultano maggiori dei secondi ed essi non sono compatibili nelle nostre incertezze.

Stando a questo risultato, dunque, la perdita reale di energia dei filtri sarebbe maggiore di quanto stimato nel modello empirico semplificato.

Abbiamo formulato alcune ipotesi per giustificare questa presunta perdita di energia ulteriore.

In prima istanza abbiamo supposto che tale perdita di energia fosse avvenuta nell'elettronica dei CCD dei MOS, che sono front-illuminated; tuttavia per le energie in gioco nella nostra analisi tale perdita di energia dovrebbe essere molto inferiore al 20% e dunque trascurabile.

Un'altra possibile causa di incongruenza tra spettro misurato e modello potrebbe essere la bassa statistica che abbiamo ottenuto utilizzando il secondo metodo di selezione di segnale e fondo.

Questo problema affligge principalmente l'osservazione del MOS 2, dotato di filtro spesso, il cui conteggio medio è di per sè molto inferiore a quello dell'osservazione condotta con il MOS 1; a sostegno di questa ipotesi notiamo, osservando la fig.44, che è proprio la curva ricavata per il MOS 2 a essere incongruente con quella teorica.

7.6.2 Fondo outFOV

Una terza ipotesi di lavoro prevede l'estrazione del segnale del background dall'outFOV.

In letteratura ([112]), infatti, è stato segnalato come il segnale dovuto ai protoni sia totalmente incluso nel campo di vista in quanto queste particelle vengono focalizzate dagli specchi dei telescopi.

Una delle componenti fondamentali del fondo, il segnale dovuto alle MIPs, affligge invece tutta l'area dei CCD in modo uniforme. L'importanza del contributo delle MIPs agli spettri di segnale e soprattutto a quelli di fondo è ben visibile in fig.46.

Utilizzando come spettro di background quello estratto dall'area fuori dal campo di vista, quindi, andiamo a sottrarre un segnale che, sicuramente, è di natura non protonica e che quindi costituisce un rumore per il nostro studio dei protoni.

Procediamo quindi come segue:

- In primo luogo estraiamo lo spettro del segnale in-FOV rilevato dai due MOS in modo del tutto analogo a quanto fatto nel corso della prima preparazione dei dati (ed in particolare utilizzando anche in questo caso i file GTI);
- In secondo luogo, sempre utilizzando i file GTI e gli altri parametri utilizzati durante l'estrazione dello spettro relativo al segnale (intervallo di tempo, pattern, pi, rigetto dei dati del CCD1..) estraiamo, questa volta da un'area anulare esterna al FOV, lo spettro del fondo;
- Impostiamo per gli spettri di segnale e di fondo come matrice di risposta la matrice diagonale, rinormalizziamo i due spettri con le aree geometriche dove sono stati estratti e li rebinniamo a 1000;
- Fittiamo gli spettri filtrati e confrontiamo i risultati ottenuti con i due MOS con quelli previsti dal modello empirico.

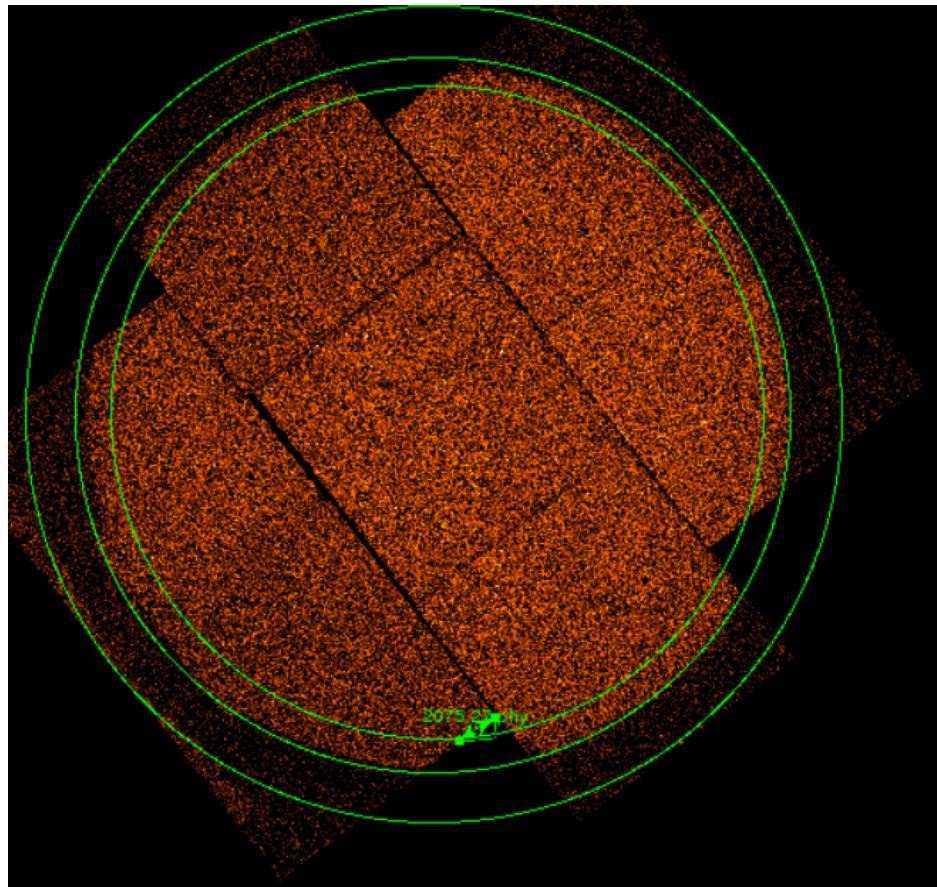


Figura 45: In verde: area circolare da cui abbiamo estratto lo spettro del segnale; area anulare da cui abbiamo estratto lo spettro del fondo.

Riportiamo in figura le aree relative al MOS 1

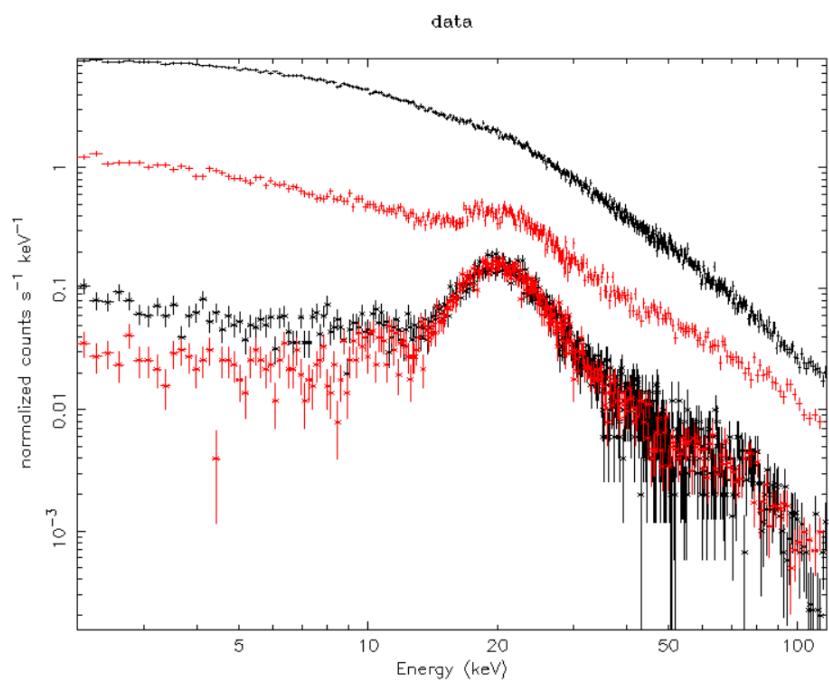


Figura 46: Spettri del segnale plottati insieme ai loro background. Negli spettri del fondo è visibile il largo picco delle MIPs

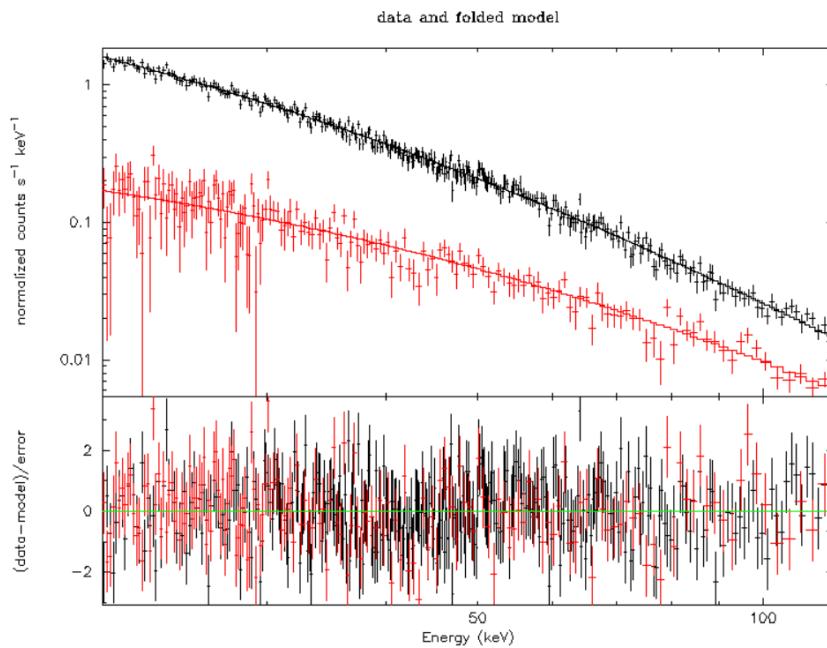


Figura 47: Spettro estratto utilizzando la terza tecnica di selezione del fondo e fittato con il modello in cui la perdita di energia nei filtri è costante. Le energie sono comprese tra i 20 keV e i 120 keV

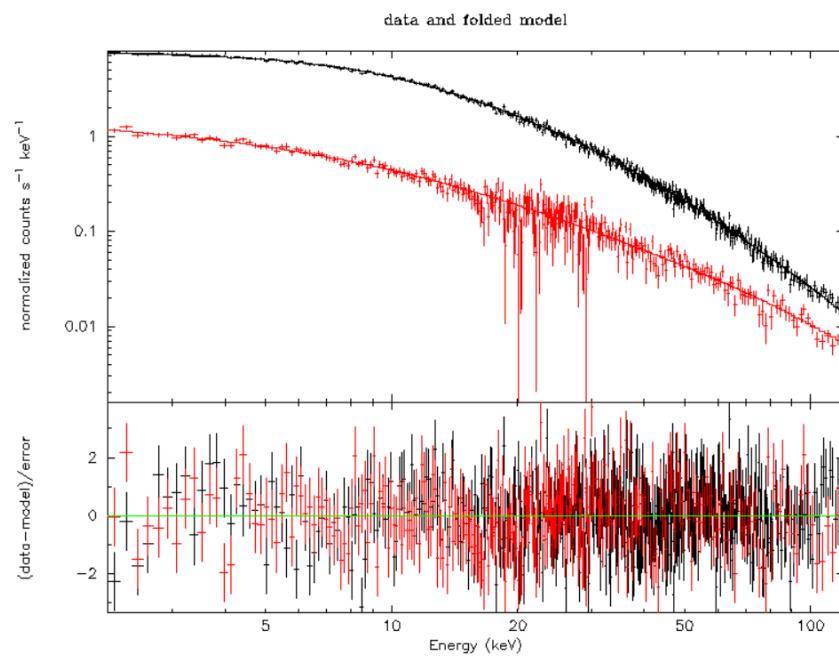


Figura 48: Spettro estratto utilizzando la terza tecnica di selezione del fondo e fittato con il modello in cui la perdita di energia nei filtri dipende dall'energia

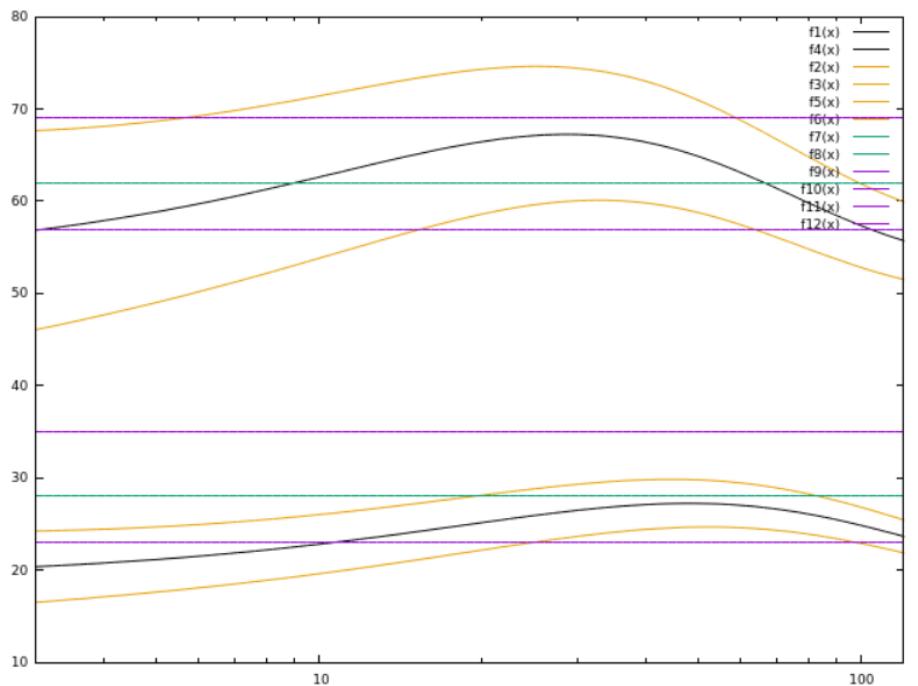


Figura 49: Confronto tra modello e perdita di energia costante ricavata dal fitting dei dati (spettri con $20 \text{ keV} < E < 120 \text{ keV}$). In giallo: incertezze del modello empirico. In verde: best fit della perdita di energia costante. In viola: incertezze (3σ) sulla stima della perdita di energia costante.

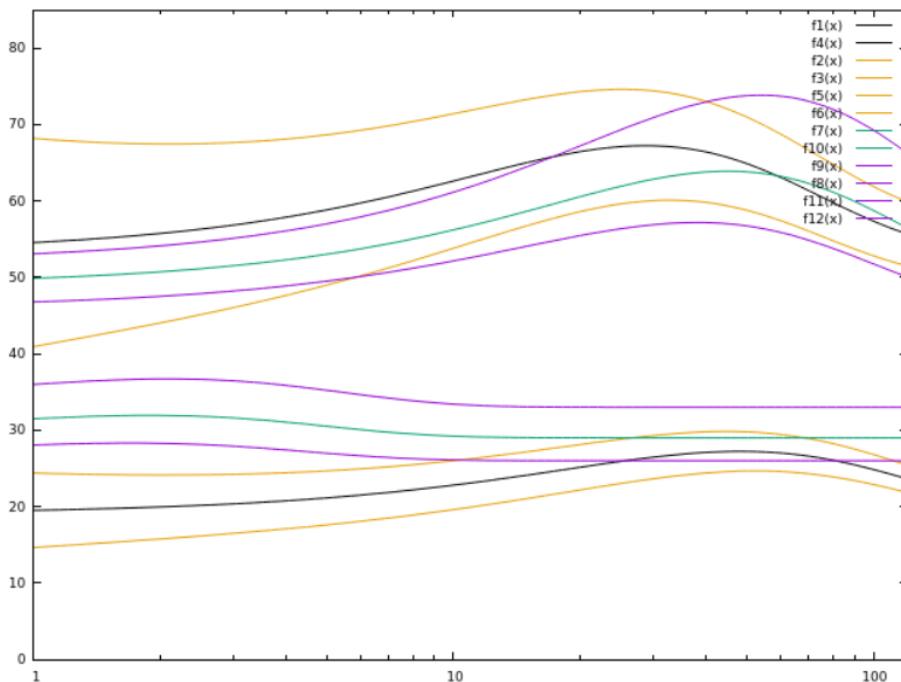


Figura 50: Confronto tra modello e perdita di energia dipendente dall’energia ricavata dal fitting dei dati (spettri con $2 \text{ keV} < E < 120 \text{ keV}$). In giallo: incertezze del modello empirico. In verde: best fit della perdita di energia dipendente dall’energia. In viola: incertezze (3σ) sulla stima della perdita di energia.

Fittando i dati sperimentali con il modello con perdita di energia costante ($C(E) = a(E + \Delta E)^{-b}$, fig.50) e limitando il range delle energie a quelle comprese tra i 20 e i 120 keV otteniamo come valori dell'energy loss per il filtro sottile $(28 - 5; +7)\text{keV}$ e $(62 - 5; +7)\text{keV}$ per il filtro spesso; tali valori, come si può vedere in fig.49, sono compatibili con il modello empirico.

Usando invece come modello per il fitting

$$C(E) = a(E + \Delta E_c + c \cdot E \cdot e^{-\frac{E}{E_f}})^{-b}$$

(fig.48) si ottengono i seguenti valori per i parametri: Confrontando tali

Strumento	ΔE_c	c	E_f	b	χ^2_r
MOS1	$(29 - 3; +4 \text{ keV})$	$4,2 - 0,5; +0,6$	$1,9 \pm 0,2$	$4,3 - 0,2; +0,3$	$1,12 / 753 \text{ d.o.f}$
MOS2	$(49 \pm 3 \text{ keV})$	$0,9 - 0,1; 0,2$	$45 - 7; +9$	$4,3 - 0,2; +0,3$	$1,12 / 753 \text{ d.o.f}$

parametri con il modello empirico, come si può vedere in figura, possiamo concludere la previsione teorica è coerente con i dati sperimentali.

7.7 Perdita di energia delle particelle α nei filtri

Per verificare se i risultati ottenuti avessero come univoca conseguenza la natura protonica dei flare abbiamo pensato di applicare la stessa routine utilizzata per ricavare un modello empirico per i protoni ai dati relativi alle particelle α .

Tali dati sono stati reperiti nel database ASTAR, analogo a PSTAR ma dedicato alle particelle α e sempre di proprietà di NIST.

I nuclei di elio sono più pesanti dei protoni e ci aspettiamo che perdano nei filtri più energia delle particelle studiate nei paragrafi precedenti.

In questa sede non scenderemo nei dettagli relativi a come sono stati ricavati i dati disponibili nel database; ci limitiamo a sottolineare come, anche in questo caso, lo stopping power delle particelle α in esame debba essere stimato

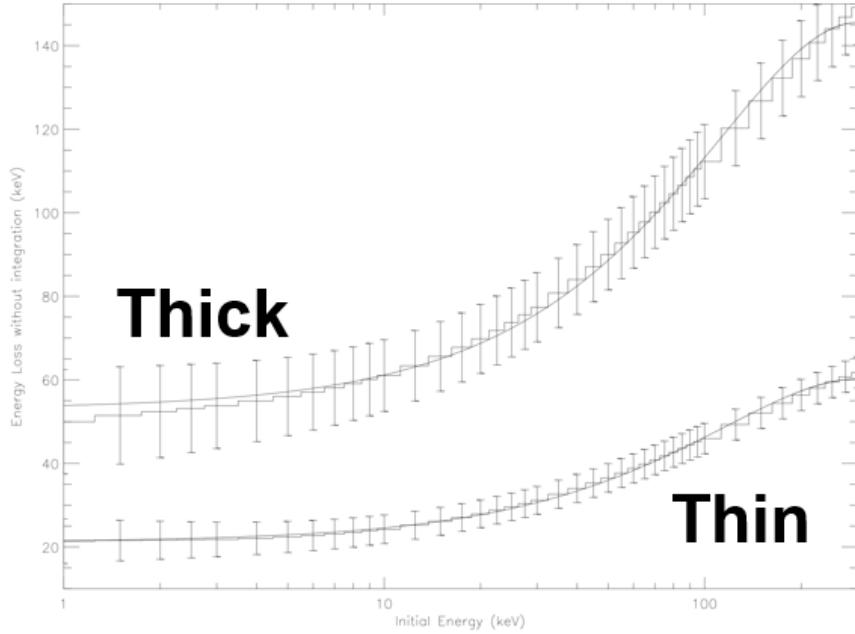


Figura 51: Andamento della perdita di energia infinitesima calcolata per le particelle α a partire dai dati del database ASTAR

empiricamente (il limite al di sotto del quale la formula di Bethe-Bloch non è più applicabile è, per i nuclei di elio, fissato a 2 MeV).

Tutti i dettagli tecnici relativi ad ASTAR possono essere trovati sul sito di NIST (<https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/programs.html>).

In primo luogo è necessario fare la stessa assunzione fatta per i protoni che, per uno strato infinitesimo di assorbitore, anche la perdita di energia sia infinitesima e che abbia la seguente dipendenza funzionale:

$$d(E) = \Delta E + C \cdot E \cdot e^{-\frac{E}{E_f}}$$

I parametri della formula assumono, per le particelle α , i seguenti valori:

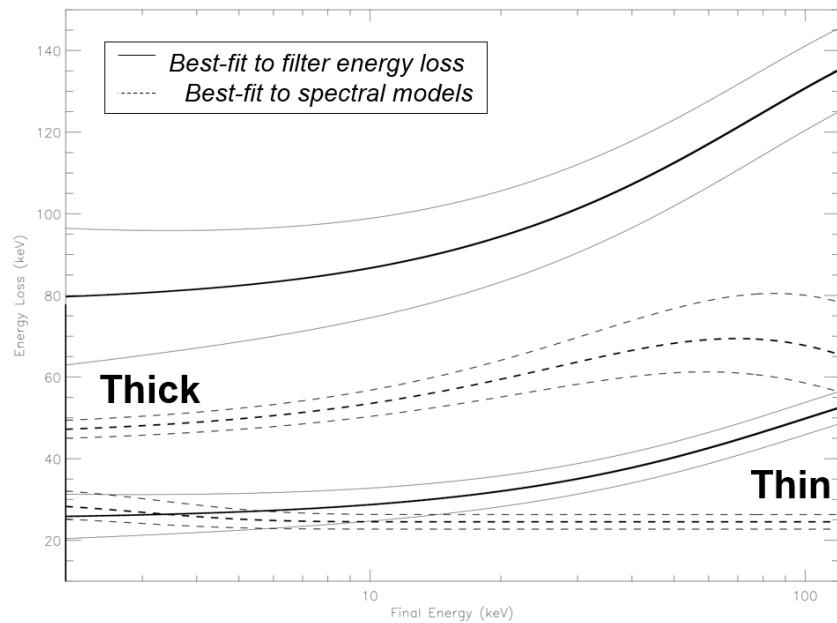


Figura 52: Andamento della perdita di energia integrata delle particelle α nei filtri a confronto con il best fit dei dati sperimentali. Gli errori del modello sono calcolati secondo le incertezze indicate sul sito di ASTAR; gli errori del best fit sono a 3σ

Strumento	ΔE	C	E_f
MOS1	$(21 \pm 3 \text{ keV})$	$0,35 \pm 0,1$	$(300 \pm 100 \text{ keV})$
MOS2	$(53 \pm 8 \text{ keV})$	$0,8 \pm 0,3$	$(300 \pm 100 \text{ keV})$



8 Conclusioni

Il contributo al fondo delle osservazioni della banda dell’X dovuto ai protoni soffici è un annoso problema ben noto alla comunità scientifica. Queste particelle, focalizzate dai telescopi secondo meccanismi fisici ad oggi non ancora pienamente compresi, incidono sui rivelatori di satelliti come Chandra e XMM-Newton, causando un aumento di background difficilmente riducibile e, a volte, arrivando a danneggiare la strumentazione.

La letteratura scientifica fornisce numerosi esempi di metodi di selezione del fondo per pulire le osservazioni dal segnale dovuto ai protoni soffici. Lo scopo del presente lavoro di tesi, invece, è stato quello di studiare quel segnale di natura protonica che, generalmente, viene espunto dal pool dei dati di interesse.

La nostra ipotesi è stata quella che il segnale rilevato dalle due camere gemelle EPIC MOS nel Lockman Hole (che viene considerato una sorta di blank field naturale) fosse da imputarsi ad una popolazione di protoni focalizzata dai telescopi del satellite europeo XMM-Newton. Un’osservazione di questo tipo avrebbe consentito uno studio di grande valenza scientifica in quanto la componente protonica del fondo delle osservazioni X, se da un lato è molto pericolosa per la qualità della ricerca scientifica condotta tramite telescopi, dall’altro è anche poco studiata nelle sue caratteristiche energetiche e spettrali.

Un primo limite allo studio dell’interazione tra protoni di bassa energia e telescopi spaziali è dovuto all’esiguità dei dati a disposizione: per uno studio efficace dei protoni, ad esempio condotto a partire dai dati di XMM-Newton, è necessario che l’osservazione sia condotta in low gain mode (il satellite ope-

ra solo raramente in questa modalità); inoltre, se i protoni costituiscono un fondo difficilmente eliminabile nell’analisi spettrale dei raggi X, i fotoni di questa banda energetica, allo stesso modo, costituiscono un fondo difficile da eliminare nello studio degli spettri delle particelle cariche oggetto della nostra trattazione.

Le osservazioni non “contaminate” dalla presenza di segnale dovuto a raggi X, nel database di missioni adibite precipuamente all’osservazione di questo tipo di radiazione, non sono ovviamente molto abbondanti.

Un secondo limite è legato alla difficoltà di eseguire simulazioni di interazioni tra protoni e materia nel range di energie in gioco. I protoni che abbiamo studiato, infatti, hanno energie comprese tra pochi keV e poco più del centinaio di keV. Queste energie sono al limite minimo di applicabilità (una parte del nostro spettro si trova persino al di sotto del limite di applicabilità) del più diffuso software di simulazione di eventi fisici, Geant4. Abbiamo dunque dovuto cercare un metodo alternativo alla simulazione per lo studio dei nostri spettri sperimentali.

Un terzo limite è legato alla mancanza di un modello teorico dell’interazione protone-materia per energie cinetiche inferiori ai 500 keV. Abbiamo ovviato a questo problema utilizzando un database di dati tabulati a partire da evidenze empiriche. 

Un quarto ed ultimo limite, eventualmente risolvibile in futuro, è legato all’assenza di esperimenti dedicati allo studio dell’interazioni con i filtri dei protoni di bassissima energia. Ciò è dovuto alla difficile realizzazione di esperimenti di questo tipo: ottenere un fascio di protoni di pochi keV, focalizzarlo e farlo incidere contro un target presenta numerose difficoltà.

Se l’assenza di dati registrati in laboratorio su fasci di protoni di bassa energia costituisce un limite per lo studio che abbiamo condotto, rivela d’altra parte l’eccezionale occasione fornita dall’osservazione che abbiamo studiato di confrontarci con un fenomeno raro, poco conosciuto e difficilmente riproducibile a terra, ma la cui comprensione risulta di fondamentale importanza anche

pratica. Ci aspettiamo, infatti, che anche le missioni future come Athena siano esposte al rischio di venire a contatto con i protoni soffici: lo studio di tali particelle costituisce un fondamentale step preliminare per la preparazione di misure protettive per la futura generazione di telescopi della banda dell'X.

Dopo questa doverosa premessa, illustriamo i risultati ottenuti nel presente lavoro di tesi.

Un primo risultato è stato quello di confermare la natura protonica del flare rilevato da EPIC MOS nel Lockman Hole. Per fare ciò abbiamo confrontato gli spettri ottenuti con il fit dei dati sperimentali seguendo tre diverse procedure di riduzione dei dati in primo luogo fra loro, deducendo che la perdita di energia risultava maggiore nel filtro spesso che in quello sottile, e poi con un modello empirico, ricavato da dati NIST. Gli spettri (ad eccezione dello spettro relativo al MOS 2, equipaggiato con il filtro spesso, nella seconda tecnica di preparazione dei dati, a causa della bassa statistica ottenuta) sono risultati sostanzialmente compatibili con il modello previsto. 

In secondo luogo abbiamo escluso che il segnale potesse essere dovuto a particelle velando in questo modo la grande sensibilità del nostro approccio all'analisi dei dati rispetto alla massa e alla carica delle particelle incidenti.

Svolgendo un'analisi preliminare, infine, abbiamo rilevato che persiste l'evidenza di protoni anche a bassi flussi (cioè in quello che noi, in prima approssimazione, abbiamo assunto essere l'intervallo quiescente e che abbiamo utilizzato come background). La presenza di protoni nel fondo causa una sovrastima di quest'ultimo e va ad inficiare, seppur parzialmente, la qualità della nostra analisi spettrale.

Un possibile sviluppo futuro di questo studio sarebbe quindi una selezione più attenta dell'intervallo di quiescenza ed un suo studio mirato a determinare l'eventuale presenza di un eccesso di altre particelle o fotoni di alta energia, anche di origine secondaria, all'interno del campo di vista.

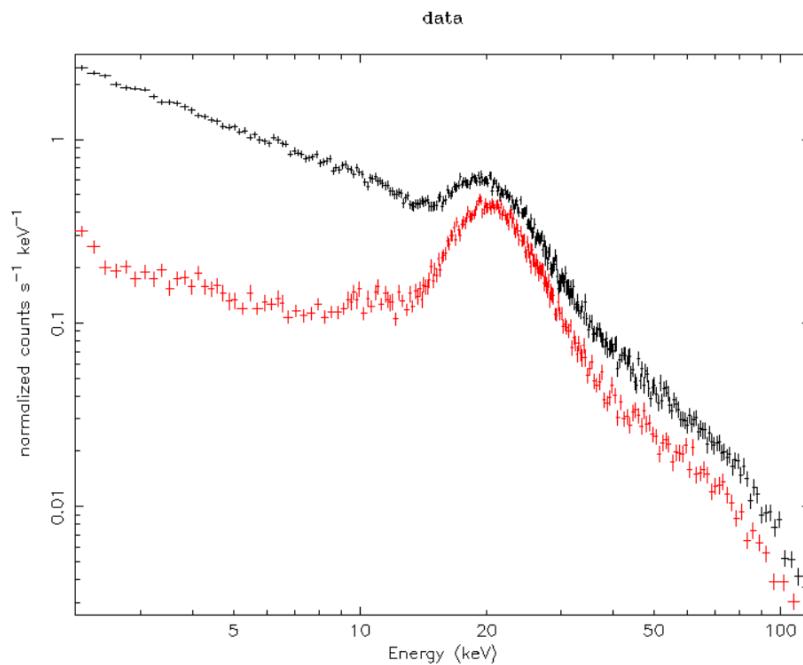


Figura 53: Spettro del segnale interno al campo di vista durante l’intervallo quiescente. Intorno ai 20 keV si può notare il largo picco causato dal contributo delle MIPs. La differenza tra i due spettri, quello relativo al MOS 1 e quello relativo al MOS 2, suggerisce che la natura del segnale non sia del tutto fotonica. Se il segnale fosse stato interamente dovuto a fotoni, infatti, i due spettri sarebbero stati identici in quanto lo spettro dei fotoni è indipendente dalla costituzione del filtro.

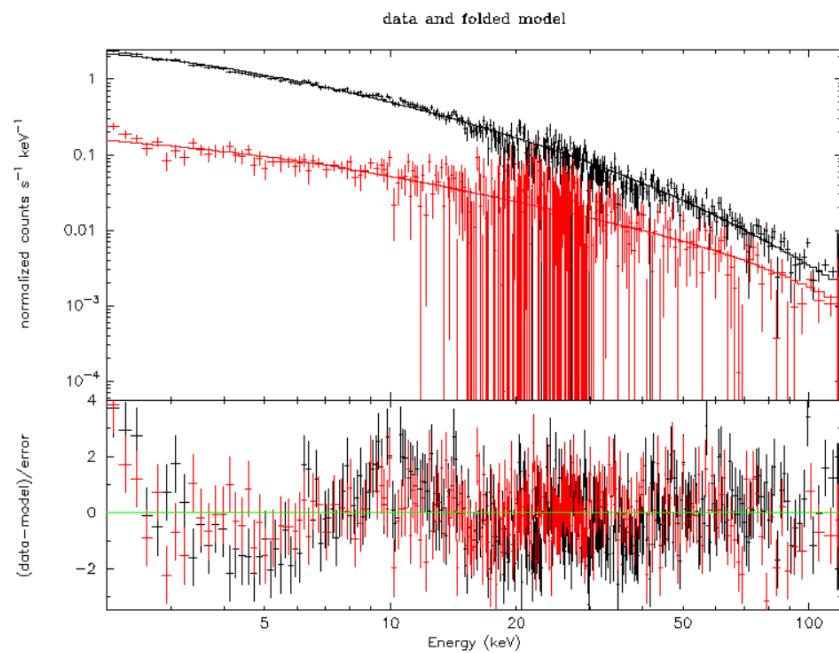


Figura 54: Fit dello spettro precedente a cui è stato sottratto come fondo il segnale estratto dallo stesso intervallo di tempo ma nella regione anulare out-FOV. Questa seconda immagine suggerisce che, nell'intervallo di tempo quiescente, è presente una componente residuale di segnale dovuto ai protoni soffici.

Appendice

A Storia delle missioni per i raggi X

A.1 Nascita dell'astronomia dei raggi X

La nascita dell'astronomia X si fa di solito coincidere con la scoperta, da parte dei Naval Research Laboratories statunitensi, di raggi X di origine solare, emessi con un periodo di 11 anni circa. Tale scoperta fu fatta tramite l'utilizzo di contatori Geiger montati su razzi tedeschi V-2 catturati durante la Seconda Guerra Mondiale [73].

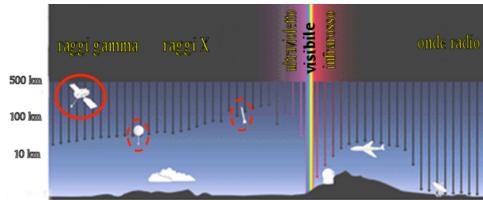


Figura 55: rappresentazione artistica della capacità della radiazione di diverse lunghezze d'onda di penetrare l'atmosfera terrestre e raggiungere il suolo. In rosso sono evidenziati un satellite, un pallone aereostatico ed un razzo, strumenti protagonisti dell'osservazione dei raggi X

po fievoli²² per essere osservate con la strumentazione dell'epoca [72]. Alcuni

²¹flusso di $\approx 10^6 \frac{\text{fotoni}}{\text{cm}^2 \text{s}}$

²²Una stella di tipo solare, posta ad una distanza di un anno luce dalla Terra, avrebbe produrrebbe un flusso di soli $2.5 \cdot 10^{-4} \frac{\text{fotoni}}{\text{cm}^2 \text{s}}$

vennero comunque condotti tra la fine degli anni '50 e l'inizio del decennio successivo, tutti con esito fallimentare [88]. Le potenzialità dell'astrofisica dei raggi X, tuttavia, apparvero subito evidenti poichè, raggi X erano la radiazione del dominio delle alte energie (che comprende raggi X e γ) meglio riusciva a raggiungere la Terra portando informazione riguardo processi di alta energia provenienti da sorgenti di distanze cosmologiche.

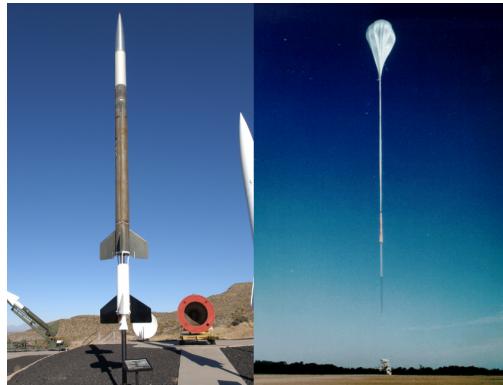


Figura 56: A sinistra: un razzo; a destra: un pallone stratosferico

scarsità di statistica [74]. Per aumentare la sensibilità degli strumenti Riccardo Giacconi, affiancato in seguito da Bruno Rossi, ipotizzò di progettare un esperimento di grande area, capace di raccogliere moltissimi fotoni, munito di uno scudo di anticoincidenza per schermare il background indotto dalle particelle: la sensibilità della strumentazione arrivò a $0.1 \frac{\text{fotoni}}{\text{cm}^2\text{s}}$. Fu così che si arrivò, nel 1962, alla scoperta di Sco X-1, la seconda sorgente di raggi X più brillante del nostro cielo. Già a partire da quegli anni, inoltre, Wolter mise a punto le configurazioni di telescopi a focalizzazione che ancora oggi portano il suo nome [207]; la grandissima precisione richiesta nella loro realizzazio-

Si prese in considerazione la possibilità di studiare i fotoni della banda dell'X provenienti da resti di supernova e dalla Luna per quanto il flusso di fotoni provenienti dalla Luna, ritenuta la seconda sorgente più brillante del cielo, fosse stimato $0,4 \frac{\text{fotoni}}{\text{cm}^2\text{s}}$, 50 volte inferiore al limite massimo di osservabilità dell'epoca, poichè gli strumenti avevano una sensibilità di circa $10/10^2 \frac{\text{fotoni}}{\text{cm}^2\text{s}}$. Le stime dei flussi, inoltre, all'epoca erano di difficile realizzazione e forzatamente incerte, a causa della

ne, tuttavia, rese questa opzione impraticabile ancora per qualche decennio. L'aspetto innovativo della scoperta di Sco X-1 non consisteva tanto nell'osservazione di una sorgente a raggi X in sé ma nelle inaspettate proprietà che la stella stava manifestando.

Se nel Sole l'intensità della radiazione della banda dell'X è 10^{-6} volte la radiazione visibile, in Sco X-1 essa è invece 1000 volte più intensa. La luminosità intrinseca di questa stella è inoltre 10^3 volte quella del Sole: Sco X-1 doveva essere un corpo celeste dalle caratteristiche ignote e regolato da meccanismi sconosciuti. Per comprendere appieno le sue caratteristiche era necessario introdurre uno nuovo strumento, che dominerà il panorama dell'astronomia X per i successivi sessant'anni: il satellite.

A.2 L'era dei satelliti

A.2.1 Il progenitore dei satelliti X: UHURU

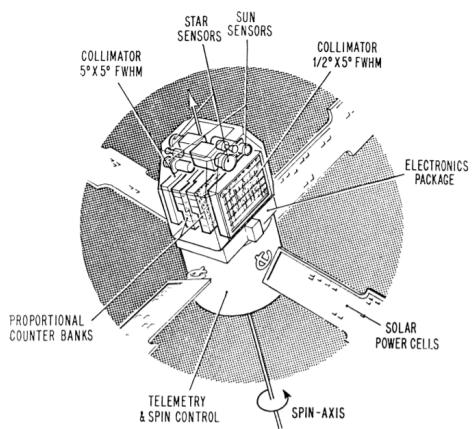


Figura 57: rappresentazione artistica del satellite UHURU (da [173])

UHURU fu il primo satellite dedicato all'astronomia X a essere messo in funzione. Fu posizionato in un'orbita ellittica di 560 km di apogeo e 520 km di perigeo, 3 gradi di inclinazione, con un periodo di 96 minuti. Il range di energie osservabili andava da 2 a 20 Kev, con una sensibilità che arrivava a 10^{-3} volte la luminosità nell'X della nebulosa del Granchio e il suo payload scientifico era costituito da due contatori proporzionali²³.

Fu lanciato nel 1970 dalla piattafor-

²³<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/uhuru/uhuru.html>

ma di lancio italiana San Marco, posta in territorio kenyota; in onore di ciò venne battezzato con la parola che in swahili significa "libertà".

A UHURU si deve la prima survey completa del cielo e la scoperta di ben 339 sorgenti di raggi X (sistemi stellari binari, resti di supernova galassie Seyfert e cluster di galassie) da cui vennero ricavati i primi 4 cataloghi di sorgenti X [100].

La missione si concluse nel 1973, dopo quasi 3 anni di attività.

A.2.2 Il primo satellite con telescopio X: Einstein (HEAO-2)

L'Osservatorio Einstein (HEAO-2) è stato lanciato con successo il 13 novembre 1978. Questo satellite è grado di eseguire studi delle sorgenti X con una sensibilità fino a 10^3 volte maggiore del suo predecessore UHURU [71].

Seconda missione statunitense dedicata all'astrofisica delle alte energie, HEAO-2 è stato il primo satellite dotato di un telescopio progettato per la focalizzazione dei raggi X.

Il range di radiazione osservabile andava da 0.2 a 20 KeV. Il suo payload scientifico ²⁴ era costituito da

- il già citato telescopio ad incidenza radente, fdi tipo Wolter I (da 0.1 a 4 KeV);
- un contatore proporzionale IPC (Imaging Proportional Counter; da 0.4 a 4.0 keV, area efficace: 100 cm^2 , risoluzione spaziale $< 1 \text{ arcmin}$);



Figura 58: Il satellite Einstein

²⁴<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/einstein/heao2.html>

- HRI (High Resolution Imager; da 0.15 a 3 keV, area efficace: da 5 a 20 cm^2 , FOV: 25', risoluzione spaziale: <2 arcmin);
- spettrometro di stato solido SSS (Solid State Spectrometer; da 0.5 a 4.5 keV, area efficace: 200 cm^2 , FOV: 6', $\frac{E}{\Delta E}$ da 3 a 25);
- un altro spettrometro FPCS (Focal Plane Crystal Spectrometer; da 0.42 a 2.6 keV, area efficace: da 0.1 - 1.0 cm^2 , FOV: 6', 1' · 20', 2' · 20', 3' · 20', $\frac{E}{\Delta E}$: da 50 a 100 per $E < 0.4$ keV, da 100 a 1000 per $E > 0.4$ keV).

I quattro strumenti erano operativi uno alla volta; essi erano montati su una ruota per essere alternati sul piano focale. Il telescopio era inoltre fornito di un contatore proporzionale (MPC) coallineato al telescopio e un grism (OGS) usato insieme allo strumento HRI.

La missione permise di osservare con inedita precisione il cielo nella banda dell’X portando all’individuazione di migliaia di sorgenti X e a scoperte di grande valore scientifico per due anni circa e si concluse nel 1981.

A.2.3 La mappa completa del cielo a raggi X: ROSAT

Nato da una collaborazione tedesco-statunitense ROSAT (dal tedesco *Röntgensatellit*, satellite a raggi X) ebbe il grande merito di fornire una mappa completa del cielo 1000 volte più profonda di quella di UHURU, comprendente più di 150000 sorgenti X [195, 171].

Il payload scientifico del satellite era costituito da due strumenti coallineati: il telescopio a raggi X XRT, di tipo Wolter-I, dotato di un sistema di 4 specchi coassiali, nel cui piano focale erano posizionati due contatori proporzionali PSPC (position-sensitive proportional counters) e un detector ad alta riso-

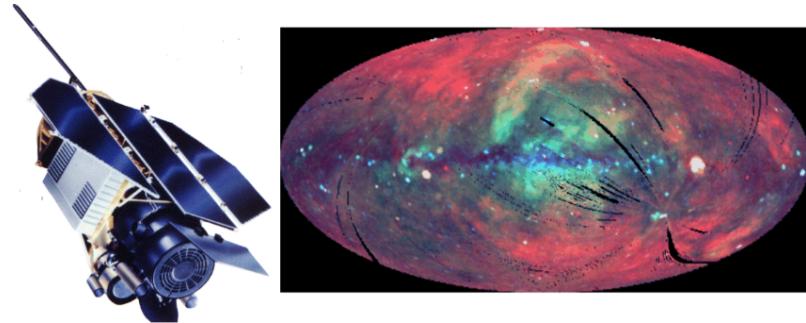


Figura 59: A sinistra: il satellite ROSAT. A destra: mappa del cielo ricavata dalle osservazioni di ROSAT.

luzione HRI (High-Resolution Imager); e un telescopio EUV chiamato WFC (Wide Field Camera) [27].

A.2.4 Il satellite X italiano: BeppoSAX

Il Satellite di Astronomia X BeppoSAX ("Beppo" in onore di Giuseppe "Bepo" Occhialini, SAX per Satellite italiano per Astronomia X) è un progetto dell' ASI (Agenzia Spaziale Italiana) con la partecipazione dell' Agenzia Spaziale Olandese (NIVR)²⁵ ed è il primo dei satelliti X del nuovo millennio.

La durata della missione BeppoSAX fu di circa 6 anni, dal 1996 al 2002, e portò a significativi passi avanti nella comprensione dei fenomeni astrofisici delle alte energie, in particolare dei GRBs (Gamma Ray Burst), dei quali mise in luce l'origine extragalattica.

La banda di energia osservabile era di un'ampiezza senza precedenti e andava da 0.1 a 300 KeV con una risoluzione di 1'.5 [25]. Il suo payload scientifico era costituito dal NFI (Narrow field Instrumen-

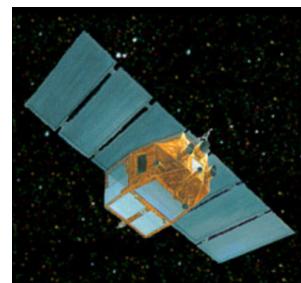


Figura 60: Il satellite BeppoSAX

²⁵<https://agile.asdc.asi.it/bepposax/italver.html>

ts), che comprendeva 4 telescopi X aventi nel piano focale lo spettrometro LECS (Low Energy Concentrator Spectrometer), i tre spettrometri MECS (Medium Energy Concentrator Spectrometer), il contatore proporzionale HPGSPC (High pressure Gas Scintillator Proportional Counter) e lo strumento PDS (Phoswich Detection System). Oltre all’NFI BeppoSAX era dotato anche di una Wide Field Camera, collocata perpendicolarmente al precedente strumento e con opposto puntamento.

A.2.5 Il Rossi X-ray Timing Explorer

Il satellite RXTE (Rossi X-ray Timing Explorer) fu messo in orbita nel 1995 per studiare, a bassa risoluzione spettrale, la variabilità temporale delle emissioni delle sorgenti di raggi X. Il range delle energie osservabili da questo satellite andava da 2 a 250 KeV e la scala dei tempi andava dall’ordine dei millisecondi fino alle decine di giorni. La durata nominale della missione doveva essere di soli due anni; essa, tuttavia, rimase operativa fino al 2012, fornendo dati alla comunità scientifica per più di 16 anni²⁶.

Il payload scientifico comprende tre strumenti: il PCA (Proportional Counter Array), il HEXTE (High Energy X-ray Timing Experiment) e il ASM (All-Sky Monitor). Il PCA, formato da 5 contatori proporzionali identici, sensibili a raggi X di energie tra 2 e 60 KeV, con un’risoluzione temporale di 1 μ s, fu lo strumento responsabile di più scoperte di carattere astrofisico.

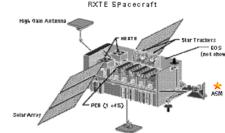


Figura 61: Il satellite RXTE

²⁶<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/xte1st.html>

B Caratteristiche fondamentali di un telescopio a raggi X

Il telescopio è uno strumento capace di raccogliere fotoni provenienti da una grande porzione di spazio e di concentrarli in un punto.

La radiazione viene generalmente prelevata da uno specchio o un'antenna, elaborata tramite specifici strumenti come filtri o uno spettrografo, e analizzata da un rivelatore.

Le principali caratteristiche di un sistema telescopio + filtro + rivelatore sono la banda in cui esso funziona, la sua area efficace e la sua risoluzione angolare e spettrale.

Ogni banda di energia richiede device specificamente progettati per la sua osservazione: i fotoni della banda dell'X, ad esempio, sono sufficientemente energetici da trapassare qualsiasi tipo di specchio, a meno che l'angolo di incidenza non sia vicino a 90° . Per condensare la luce di questi fotoni si usa dunque l'incidenza radente, cioè specchi formati da corone di paraboloidi coassiali. Dato che una singola corona riflette solo i fotoni provenienti da una piccola sezione circolare del cielo, per ottenere una grande area efficace è necessario disporne coassialmente diverse decine.

Per ovviare alla bassa profondità di campo di una configurazione di questo tipo vengono adottati accorgimenti che vedremo nel paragrafo dedicato ai telescopi di tipo Wolter; in particolare parleremo della seconda riflessione operata dallo specchio iperboloidale.

I rivelatori più diffusi per l'osservazione dei raggi X sono i CCD e le camere a scintillazione, in cui del gas neutro viene immerso in un forte campo elettrostatico; al passaggio di un fotone X il gas si ionizza, provocando una rottura del dielettrico e la conseguente emissione elettrica.

Vedremo rapidamente quali sono i tipi di detector attualmente a disposizione della comunità scientifica.

B.1 Introduzione all'ottica nella banda X

Nel seguente paragrafo richiameremo i concetti di fisica fondamentali di cui tenere conto nell'approccio alla tecnologia dedicata all'osservazione dei raggi X.

Per comprendere la necessità della configurazione a incidenza radente degli specchi dei telescopi X, ad esempio, è necessario tenere presente che nel caso dei raggi X, a causa delle loro alte energie, l'indice di rifrazione sarebbe minore di 1 in tutto lo spettro, rendendo poco efficace l'incidenza normale. Affrontiamo dunque le leggi che riguardano la riflessione e la rifrazione dei fotoni nella loro interazione con la materia.

Leggi di Snell, equazioni di Fresnel, legge di Abbe Per questo paragrafo faremo riferimento a [134].

Le leggi di Snell e le equazioni di Fresnel sono formulazioni che descrivono il comportamento di un raggio luminoso incidente sulla materia e costituiscono le fondamenta dell'ottica geometrica. In seguito riportiamo le leggi di Snell, che descrivono la riflessione e la rifrazione all'interfaccia tra due materiali (o tra un materiale e il vuoto):

$$\theta_i = \theta_r;$$

$$n_0 \operatorname{sen}(\theta_0) = n_1 \operatorname{sen}(\theta_1) =$$

La prima legge afferma che l'angolo di incidenza θ_i deve essere uguale all'angolo di riflessione θ_r ; la seconda mette in luce come l'angolo di rifrazione dipenda dal rapporto fra gli indici di rifrazione²⁷ dei materiali.

²⁷In fisica l'indice di rifrazione è definito come il rapporto tra la velocità della luce nel vuoto e quella di fase nel mezzo; esso è dunque >1.

In fisica moderna, invece, esso si esprime come

$$n = 1 - \delta - i\beta = \frac{N_A r_e}{2\pi A} \lambda^2 \rho(f_1 + if_2)$$

dove r è il raggio classico dell'elettrone, N il Numero di Avogadro, A il numero di massa atomica, f_1 ed f_2 sono i fattori di scattering atomico. f_1 (primo coefficiente di scattering

Per questo motivo l'angolo di rifrazione non può superare i 90° e che esiste per esso un valore limite, detto *angolo critico* dato da:

$$\operatorname{sen}(\theta_0) = \frac{n_1}{n_0} \implies \theta_0 > 0$$

Le equazioni di Fresnel invece quantificano l'intensità del raggio riflesso e trasmesso:

$$r_s = \frac{n_0 \operatorname{sen}(\theta_0) - n_1 \operatorname{sen}(\theta_1)}{n_0 \operatorname{sen}(\theta_0) + n_1 \operatorname{sen}(\theta_1)}$$

$$t_s = \frac{2n_0 \operatorname{sen}(\theta_0)}{n_0 \operatorname{sen}(\theta_0) + n_1 \operatorname{sen}(\theta_1)}$$

L'alta energia dei raggi X fa sì che per questo tipo di radiazione l'angolo critico sia molto piccolo; perciò, per massimizzare la riflessione, è necessario adottare la cosiddetta tecnica dell'incidenza radente.

Un altro fattore fondamentale di cui tenere conto per valutare le proprietà ottiche del telescopio è la diversa riflettività dei materiali in funzione dell'energia della radiazione incidente, come si può evincere dalla figura 62. Un'ultima legge ottica che è necessario citare in questa sezione è la cosiddetta Legge dei seni di Abbe, che dice che una lente (o un telescopio) forniscono un'immagine nitida solo se il seno dell'angolo di uscita è proporzionale al seno dell'angolo in entrata.

Il mancato rispetto di tale condizione è stata nelle prime configurazioni ottiche per l'osservazione dei raggi X la più importante fonte di aberrazioni.

atomico) è il numero di elettroni di scattering per atomo. Per energie molto più grandi dell'energia di legame della shell K f_1 può essere approssimato con Z . Il secondo coefficiente di dispersione f_2 tiene conto del fotoassorbimento.

δ e β sono invece i fattori di correzione di dispersione e assorbimento il cui calcolo semiempirico può essere trovato ad esempio in [41]; poiché questi due fattori dipendono dall'energia della radiazione incidente, anche n è funzione dell'energia.

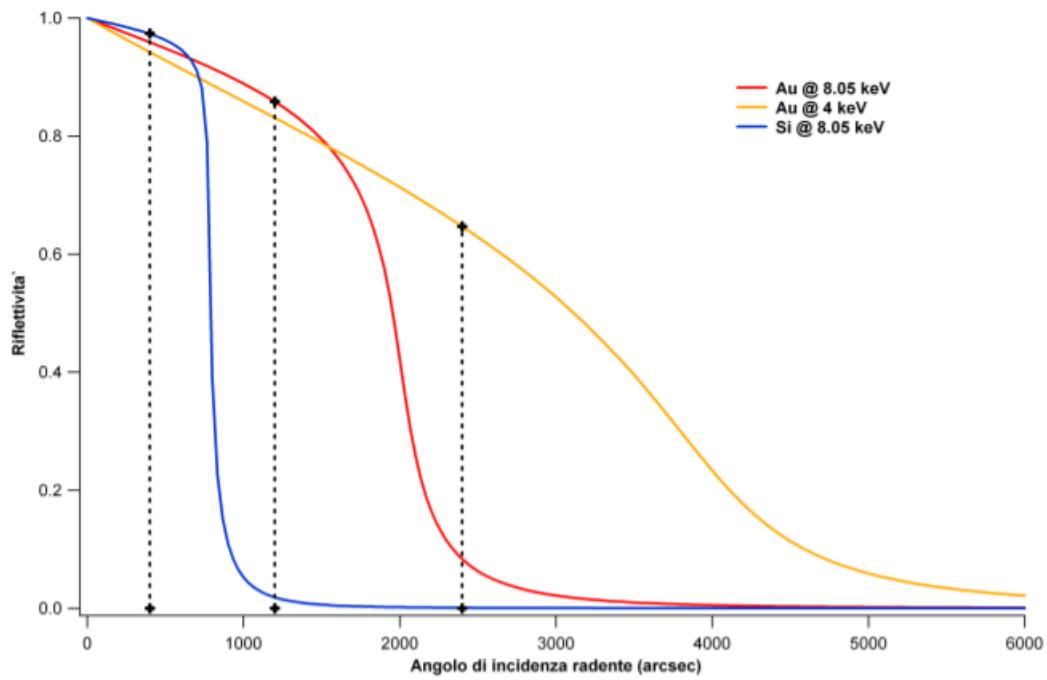


Figura 62: Curve di riflettività di Oro e Silicio ad 8.05 e 4 keV in incidenza radente. L'angolo critico, come si può vedere, fissata l'energia diminuisce con la densità del materiale; esso invece aumenta al diminuire dell'energia.

Assorbimento fotoelettrico, scattering, produzione di coppie L'assorbimento fotoelettrico, lo scattering elastico o anelastico, la produzione di coppie sono i tre fenomeni che descrivono l'interazione radiazione-materia per quanto concerne i fotoni di alta energia.

La sezione d'urto di ognuno di questi fenomeni varia al variare dell'energia della radiazione incidente e dello del target, come si può vedere in figura 63 dove appunto ne viene descritto l'andamento.

A seconda della tipologia di telescopio questi tre fenomeni possono essere utilizzati per caratterizzare l'energia della radiazione incidente e la posizione nel cielo della sorgente.

Nell' **Effetto fotoelettrico**, dominante per i raggi X di energie da 1 a 100 keV, l'interazione avviene tra il fotone e l'atomo.

Il fotone incidente viene assorbito e trasferisce la sua energia a uno degli elettroni dell'atomo bersaglio, che viene emesso o passa a una shell più esterna. L'energia cinetica di questo elettrone è pari a

$$E = h\nu - B$$

Nel caso dell'assorbimento dei fotoni X i fotoelettroni emessi appartengono principalmente alla shell K. Il target, a causa dell'emissione dell'elettrone, si trova in uno stato eccitato; per diseggitarsi può andare incontro, a seconda del suo numero atomico, a due possibili fenomeni.

Se l'elettrone emesso proveniva dalla shell K, il target si diseggità emettendo

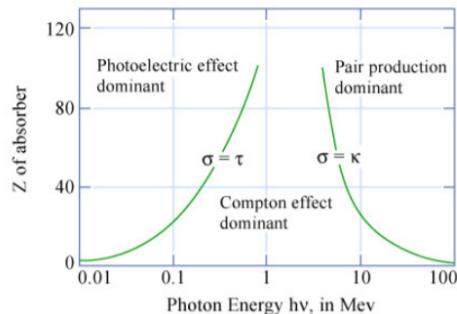


Figura 63: sezioni d'urto in funzione dell'energia di effetto fotoelettrico, scattering e produzione di coppie a confronto

un fotone X, la cui energia è pari alla differenza delle energie della shell di arrivo e della shell di partenza del fotoelettrone. Questo fenomeno è detto fluorescenza.

In alternativa l'atomo target può emettere un elettrone, che prende il nome di elettrone Auger.

A energie minori si verificano lo **Scattering elastico di Rayleigh** (per $h\nu \ll mc^2$) o quello **anelastico di Compton** ($h\nu \gg B$, B energia di legame).

Per quanto riguarda la rivelazione dei raggi X la probabilità che questo tipo di evento si verifichi è del tutto trascurabile rispetto a quella dell'effetto fotoelettrico. L'effetto Compton è invece fondamentale per la rivelazione dei raggi γ .

I telescopi Wolter Nel 1952 Hans Wolter ([207]) propose tre configurazioni ottiche in grado di riflettere e focalizzare raggi-X.

Tutte e tre le configurazioni prevedono una prima superficie diflettente di forma paraboloidale, poichè quest'ultima consente di concentrare un raggio parassiale nel proprio fuoco senza dare luogo ad alcuna aberrazione, a differenza della forma sferica.

Essa, tuttavia, presenta un importante inconveniente: è soggetta all'aberrazione di coma²⁸.

Ridurre il campo di vista per limitare l'aberrazione di coma, in un telescopio X, è impensabile: un accorgimento di questo tipo, infatti, limiterebbe in modo eccessivo l'operatività della missione.

Un secondo modo per limitare l'aberrazione di coma è realizzare una superficie riflettente che rispetti la condizione dei seni di Abbe: cioè, tuttavia,

²⁸Il coma, o aberrazione comatica, è un tipo di aberrazione per la quale sorgenti puntuali appaiano distorte mostrando una sorta di "chioma" (significato appunto del termine coma in lingua latina). Questo fenomeno è ricorrente, per gli specchi paraboloidi, nelle sorgenti posizionate molto distanti dall'asse ottico. Qualora la radiazione non sia monocromatica, l'aberrazione di coma dipende dalla lunghezza d'onda della radiazione incidente (per questo motivo viene detta aberrazione cromatica)

sembra incompatibile con una superficie paraboloidale perché quest'ultima rispetta la sopraccitata condizione solo in prossimità del vertice, dove può essere approssimata come una superficie sferica; qui, tuttavia, l'incidenza dei raggi è prossima all'incidenza normale e dunque la riflettività, nel caso della radiazione di alta energia, è quasi nulla.

Per ovviare al problema Wolter ebbe la geniale intuizione di aggiungere alla prima superficie riflettente, di forma paraboloidale, una seconda superficie ad essa confocale, di forma iperboloidale.

Questo escamotage permetteva inoltre di quasi dimezzare la lunghezza focale diminuendo in questo modo difficoltà di realizzazione e costi.

Le tre configurazioni da lui proposte sono mostrate in figura 64.

Delle tre configurazioni possibili la prima, Wolter-I, è l'unica utilizzata nelle missioni astrofisiche: essa, tra le tre, è quella che a parità di prestazioni garantisce una lunghezza focale minore.

Specifiche di un telescopio Wolter-I Vediamo in seguito i principali parametri tecnici che caratterizzano il funzionamento di un telescopio di tipo Wolter-I.

Nel paragrafo successivo si darà una breve descrizione di tali parametri, valida per un generico telescopio X.

L'area efficace di un Wolter-I si esprime come

$$A_e(E) = 8\pi f L \theta^2 R^2;$$

dove f è la lunghezza focale, L la lunghezza dello specchio, θ l'angolo di incidenza della radiazione e R è la riflettività dello specchio, espressa in funzione dell'energia, che nella formula appare al quadrato perché la radiazione viene riflessa due volte.

L'angolo di incidenza della frazione di radiazione rilevabile da ogni specchio

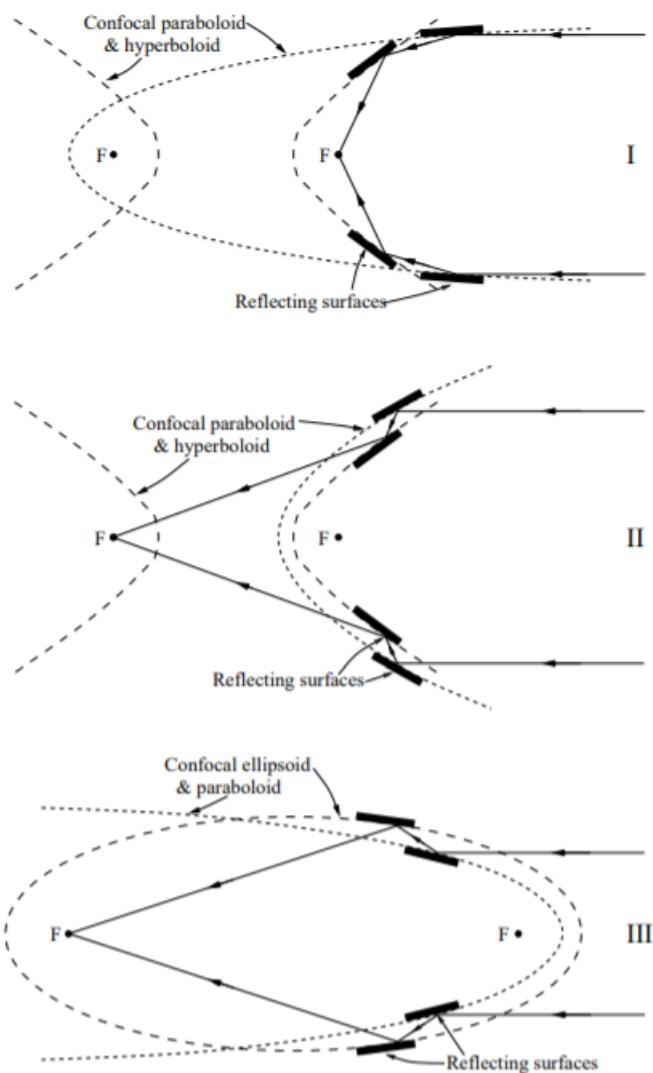


Figura 64: Schemi ottici proposti da Wolter, 1952. (da:
<http://www.roe.ac.uk>)

paraboloide si ricava dalla formula

$$\theta = \arctan\left(\frac{R}{4f}\right)$$

dove R è il raggio di apertura della superficie paraboloide.

L'area efficace di ogni sistema di specchi è molto piccola, in quanto per mantenere $R(E)$ accettabilmente grande θ deve essere molto piccolo (proprio per questo tale tipo di ottica prende il nome di *ottica a incidenza radente*).

Per questo, nelle missioni X, i telescopi sono costituiti da un sistema di diverse decine di specchi coassiali: in questo modo l'area effettiva del telescopio, risultante dalla somma delle aree efficaci di ogni specchio, risulta sufficientemente grande per garantire la buona riuscita della missione.

Inoltre il rapporto diametro di apertura/lunghezza focale viene mantenuto molto piccolo (da 0.02 a 0.01 per XMM-Newton, da =0.09 a 0.12 per Chandra): come si può dedurre dalla formula riportata poco sopra, ciò aiuta ad aumentare l'area efficace.

B.2 Specifiche tecniche fondamentali di un telescopio X

Banda Energetica La banda energetica dell'X ha un'estensione molto ampia; non esiste attualmente una missione che copra tutto il range delle energie disponibili. Nella foto seguente vediamo il range energetico dei principali telescopi X.

Efficienza di rivelazione Generalmente l'efficienza di rilevazione viene descritta in termini di percentuale o di frazione della radiazione incidente.

Essa viene distinta in efficienza assoluta, ossia il rapporto tra il numero di eventi rivelati e quelli che effettivamente hanno avuto luogo nella sorgente, efficienza quantica, rapporto tra eventi rivelati ed eventi che hanno effettivamente raggiunto il rivelatore, efficienza relativa, rapporto tra l'efficienza

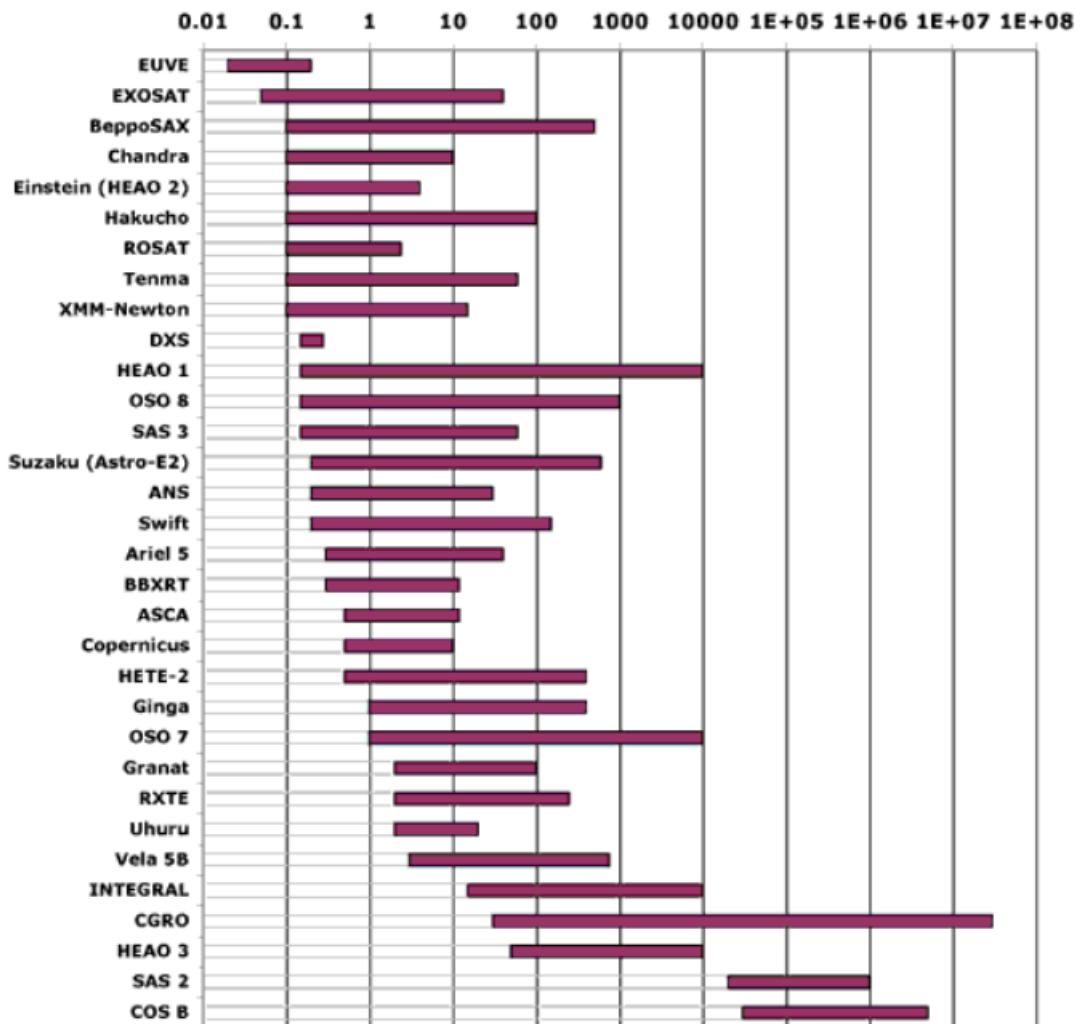


Figura 65: Bande energetiche delle principali missioni X a confronto

assoluta del rivelatore in esame e quella di un rivelatore standard, ed efficienza al fotopicco.

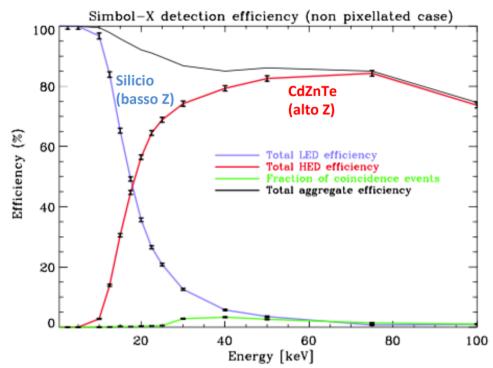


Figura 66: efficienza relativa agli strumenti del satellite SIMBOL-X

Essa è definita come il prodotto tra l'area geometrica (area di raccolta dei fotoni) e la sua efficienza (effettiva rivelazione di fotoni, che tiene conto di fattori come la riflettività delle ottiche, l'efficienza quantica del rivelatore, ecc...):

$$A_e = A_{geom} \cdot \epsilon$$

Risoluzione angolare La risoluzione angolare descrive la capacità di un rivelatore di poter risolvere due sorgenti puntiformi distinte.

Nei telescopi X i parametri che descrivono la risoluzione angolare sono l'Half Energy Width (HEW), che consente di stimare la frazione di fotoni focalizzati sul rivelatore, e l' Half Power Diameter (HPD), definito il diametro angolare in cui cade la metà dei fotoni focalizzati.

Poichè le sorgenti X sono generalmente deboli e con aree di raccolta ridotte, è poco indicato, seppur possibile, esprimere la risoluzione rispetto alla

L'efficienza di un rivelatore dipende da molti fattori, in particolare dal coefficiente di attenuazione e dallo Z del materiale in cui è realizzato, da suo spessore e dall'energia della radiazione incidente, come si può evincere dalla figura 66

Area Efficace L'area efficace rappresenta la proiezione dello specchio primario sul piano focale e quantifica la frazione dei fotoni che vengono raccolti in base alla geometria ottica dello strumento.

FWHM (Full Width Half Maximum) come invece viene fatto nei telescopi ottici. Questo anche perché difficilmente le PSF possono essere ricondotte a distribuzioni di tipo gaussiano in quanto per i raggi X queste presentano "code grasse" [174].

La risoluzione angolare è un valore dipendente dall'energia e dalla posizione della sorgente sul rivelatore; essa può essere diminuita da errori di figura (deformazioni della rotondità e del profilo dello specchio reale rispetto allo specchio teorico) o da microirregolarità della superficie riflettente.

Risoluzione energetica Si definisce risoluzione energetica la capacità di un rivelatore di discriminare due fotoni di energia distinta.

Essa viene espressa in termini di larghezza a mezza altezza (FWHM) del profilo gaussiano del fotopicco.

Essa viene generalmente espressa tramite la formula

$$R = \frac{FWHM}{H_0} = \frac{2.35\sigma}{H_0}$$

Per H_0 e σ si veda 67

Vignettatura La vignettatura riguarda l'attenuazione del segnale off-axis nelle estremità dell'immagine. Rapresenta la frazione di fotoni persi in funzione dell'angolo off-axis rispetto all'asse ottico e dipende dall'energia della radiazione incidente.

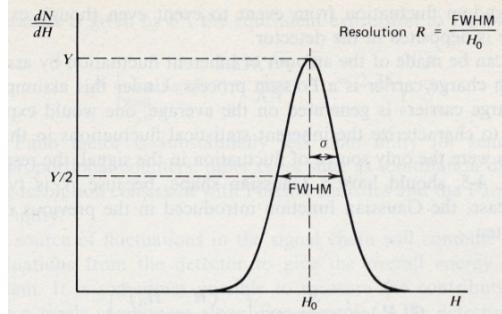
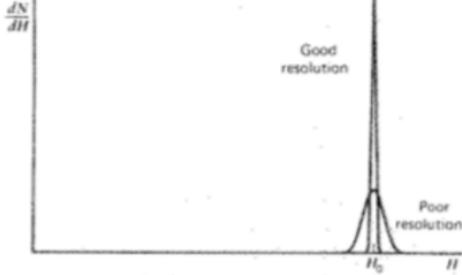


Figura 67: Andamento gaussiano della risoluzione energetica. Nel grafico sono evidenziati H_0 e σ .



Sensibilità La sensibilità indica l'intensità luminosa minima che una sorgente deve avere per poter essere rivelata dal telescopio. al di sotto del quale una sorgente astrofisica non può essere rivelata.

Viene generalmente espressa come fotoni per unità di tempo, area ed energia $\frac{\phi}{cm^2 skeV}$ o in unità di Crab,

cioè come rapporto del flusso della sorgente in esame e del flusso integrato della Crab.

Essa si ricava eseguendo il rapporto segnale su rumore SNR (signal-to-noise ratio):

$$SNR = n_\sigma = \frac{C_S}{\sqrt{C_S + C_{background}}}$$

Aumentando la sensibilità del rilevatore si aumenta anche la profondità del campo di vista poiché, essendo le sorgenti lontane generalmente deboli, minore è il flusso minimo osservabile, e maggiore è la distanza massima di osservazione raggiungibile.

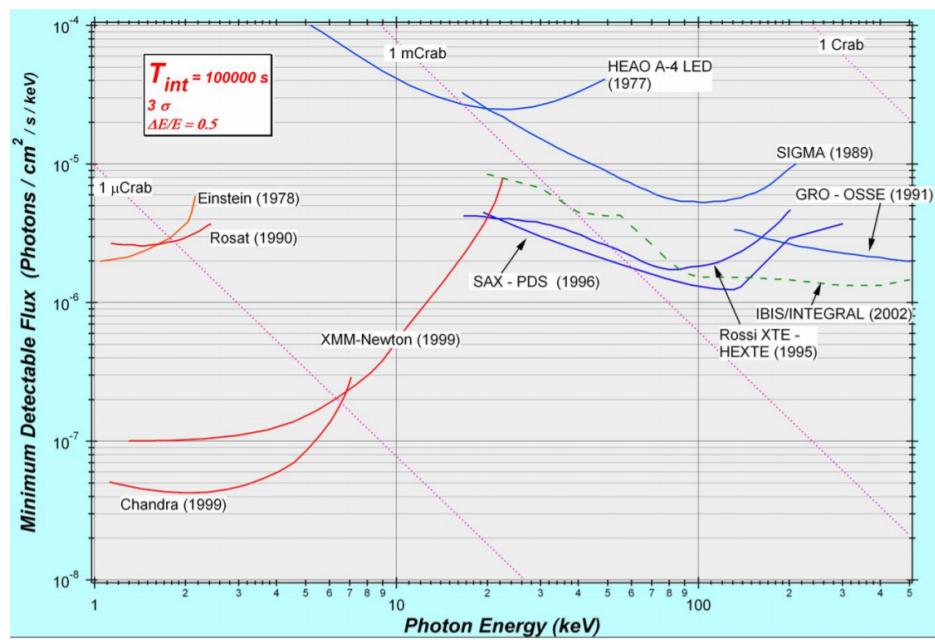


Figura 68: andamenti a confronto delle sensibilità delle più importanti missioni X in funzione dell'energia della radiazione incidente

C Le missioni spaziali per i raggi X Chandra e Athena

C.1 I prodromi: Chandra

Il Chandra X-Ray Observatory (CXO) (formalmente AXAF, Advanced X-Ray Astrophysics Facility) è uno grandi osservatori della NASA ed è dedicato all'osservazione del cielo nella banda dell'X.

È stato lanciato il 23 luglio 1999 (pochi mesi prima di XMM-Newton) dallo Space Shuttle Columbia. La sua orbita è altamente ellittica (140000 km di apogeo e 10000 km di perigeo 69) In questa orbita solo una porzione pari all'80% del tempo complessivo di volo è utile all'osservazione delle sorgenti di raggi X in quanto il restante 20% è interno alle fasce di radiazione di Van Allen la cui popolazione di protoni rappresenta una seria minaccia non solo alla qualità delle misurazioni ma persino all'integrità della strumentazione imbarcata sul satellite.

CXO è in grado di fornire dati di altissima qualità per quanto riguarda l'imaging a sub-arcosecondo, imaging spettrometrico e spettroscopia dispersiva ad alta risoluzione sulla banda dei raggi X di energie 0,08-10 keV (lunghezze d'onda 15-0,12 nm) [201, 200].

Il sistema di telescopi comprende il High-Resolution Mirror Assembly (HRMA), il Optical Bench Assembly (OBA) e due reticoli di trasmissione (OTG). Il HRMA è costituito da una coppia di ottiche di quattro specchi coassiali rivestiti in iridio (materiale dall'alta riflettività e stabilità chimica) e pensate per l'incidenza radente di raggi X.

Il payload scientifico della missione statunitense è composto da un detector di paricelle (Electron Proton Helium Instrument, EPHIN) e dall'X-ray subsystem che comprende, oltre all'HRMA, l'High-Resolution Camera (HRC) e l'Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS). Entrambi gli strumenti for-

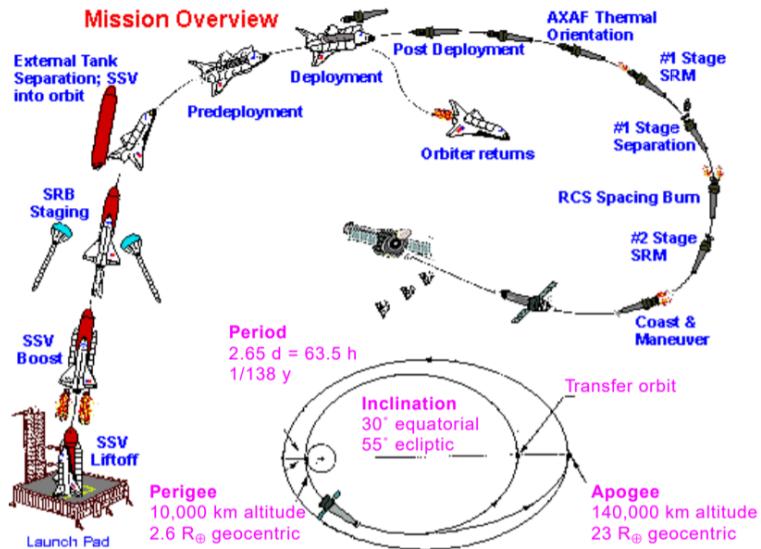


Figura 69: Orbita dell'osservatorio di raggi X di Chandra. Dopo la separazione dallo shuttle Columbia, un Inertial Upper Stage (indicato come IUS nella figura), poi un Integral Propulsion System (indicato come IPS) hanno posizionato Chandra nella sua orbita operazionale di forma estremamente ellittica con perigeo di 10.000 km di altitudine e apogeo di 140.000 km di altitudine.

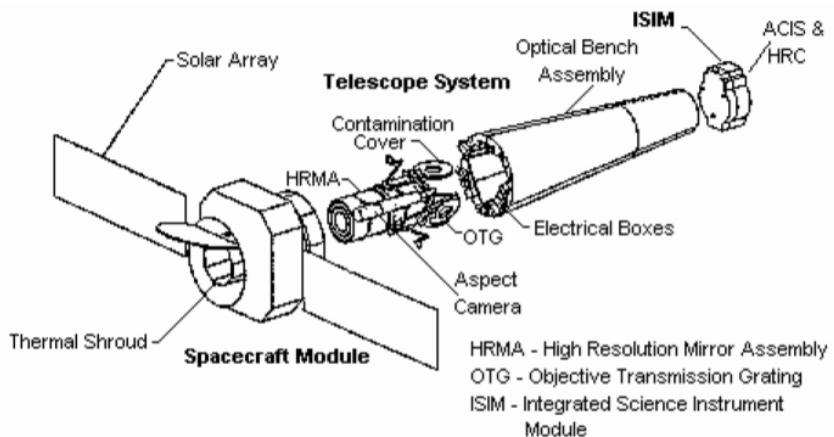


Figura 70: Schema delle componenti di Chandra. Disegno di proprietà di TRW

niscono dati riguardo l’imaging e la spettrometria nella banda dell’X. ACIS, in particolare, rileva i fotoni dispersi dal sistema di reticolari.

Si noti che, a differenza di quanto avviene in XMM-Newton, la strumentazione non ha una posizione fissa nel piano focale: si prevede infatti che gli strumenti non vengano utilizzati contemporaneamente e il device di volta in volta in uso venga spostato nel fuoco del sistema di specchi [201].

C.1.1 Ambiente di radiazione dell’Osservatorio di raggi X di Chandra

L’ambiente spaziale può costituire un problema per l’operatività dei satelliti come Chandra: i fattori ambientali potenzialmente dannosi, infatti, comprendono le fasce di radiazione, i SEP, i raggi cosmici, i plasma e gas interplanetari e i micrometeoriti. Tra questi il contributo più interessante ai fini del nostro studio è sicuramente quello dato dalle fasce di radiazione e dalle particelle che le popolano.

Lo studio e il monitoraggio delle fasce di radiazione, per quanto riguarda Chandra, sono affidati principalmente allo strumento EPHIN (Electron, Proton, Helium Instrument, per una descrizione dettagliata si vedano [140, 170]) coadiuvato sporadicamente dallo scudo ad anticoincidenza HRC [194]. Lo strumento è progettato per misurare l’energia di elettroni nel range 150 KeV-10 MeV e protoni (o ioni) da 5 a 50 MeV. Esso è costituito da 5 array di silicio in anticoincidenza che possono lavorare in diverse modalità $\frac{\Delta E}{\Delta x}$ vs E e ha un campo di vista di 83°.

La fase prelancio Per prevenire i danni dovuti all’interazione con l’ambiente spaziale, nella progettazione della missione Chandra furono adottati alcuni accorgimenti.

Innanzitutto venne scelta un’orbita altamente ellittica, in modo da massimizzare la frazione di tempo passata all’esterno delle fasce di radiazione, cioè ad una altitudine superiore ai 60000 km.

Per massimizzare l’efficienza della missione era inoltre necessario mettere a

punto un modello della radiazione ambientale che il satellite avrebbe incontrato lungo l'orbita.

I modelli che CXC (Chandra X-ray Centre) prese in considerazione furono molti; infatti la grande dinamicità della magnetosfera e la varietà dei meccanismi che la governano precludono una conoscenza totale dell'ambiente circostante la Terra.

Il primo importante modello a essere proposto fu il AP-1/AE-1 [180] (negli anni aggiornatosi ed evolutosi fino alla sua versione AP-8/AE-8 [167, 191]), il cui output primario erano i flussi di protoni ed elettroni intrappolati nel campo magnetico terrestre [194].

Ciò che si ottiene tramite questo modello è una mappa integrale onnidiarezionale dei flussi degli elettroni di energie comprese tra 40 KeV e 7 MeV (mappa AE) e dei protoni (AP) di energie comprese tra 100 KeV e 400 MeV organizzati in funzione di energia e $\frac{B}{B_0}$ (intensità del campo magnetico normalizzato al suo valore equatoriale lungo le linee di campo).

I dati necessari per la costruzione di tali mappe sono tratti da quelli provenienti da 20 diverse missioni spaziali operative tra gli anni '60 e '70.

Anche a causa dell'obsolescenza di questi dati fin dagli anni '90 sembrò opportuno [115] proporre un modello più recente. Infatti, se AP-8 risulta utile per la valutazione degli effetti della radiazione ionizzante e non ionizzante sui materiali che compongono il satellite e si presenta come uno strumento emolto valido per la stima del flusso mediato su numerose orbite che Chandra può incontrare nelle sue operazioni, questo modello presenta altresì numerosi limiti (come la mancanza di un modello realistico per il ciclo solare e una modellizzazione adeguata ai dati degli anni '70, ma ormai obsoleta, della dinamica della magnetosfera terrestre) che lo rendono poco adatto alle predizioni riguardo l'ambiente spaziale di orbita singola [91].

Un secondo modello, alternativo a AP-8, fu dunque strutturato nella fase prelancio, ed in seguito rivisto alla luce dei dati raccolti nel primo anno di

attività: il CRMFLX (Chandra Radiation Model of ion FluX)[22, 23].

Si trattava di un modello empirico, progettato per la mitigazione del rischio legato alle interazioni del satellite con le popolazioni ambientali di particelle tramite la pianificazione dei tempi delle operazioni dello strumento ACIS, volta cioè a limitarne l'impiego durante le sezioni dell'orbita più pericolose. Per fare ciò esso è disegnato per la modellizzazione accurata dei protoni di energie tra i 100 e i 200 KeV [22] tenendo in considerazione i modelli più aggiornati riguardante il vento solare, la magnetosfera, la magnetopausa (tratti da [185]) e il bow shock (da [18]).

Dopo la messa in orbita Dopo la messa in orbita, l'aumento della CTI riportato dal satellite Chandra mise in evidenza l'insufficienza dei modelli dell'ambiente di radiazione formulati nella fase prelancio. Questo aumento della CTI, come vedremo, era infatti causato da un'imprevista abbondanza lungo l'orbita di protoni di bassa energia.

Fu dunque implementata una seconda versione di CRMFLX, detta CRMFLX v2, progettata per uno studio più puntuale e dettagliato limitatamente alle particelle che costituivano un problema per la missione americana [108]; le specifiche tecniche di questa missione si possono trovare in [23].

C.1.2 Il problema dei protoni soffici in Chandra

I CCD illuminati sul lato anteriore di ACIS hanno subito danni da radiazione fin dall'inizio della missione. Acuni studi ([152, 153, 49]) hanno dimostrato, attraverso misurazioni dell'inefficienza del trasporto di carica (in seguito CTI, charge transport inefficiency) e corrente oscura a diverse temperature, che il tipo di danno non è compatibile con quello causato da protoni con energie superiore a 10 MeV (molto studiato invece nelle fasi preliminari della missione poichè considerato il pericolo più probabile a causa del potere penetrante dei protoni ad alta energia, alla loro capacità di causare danno

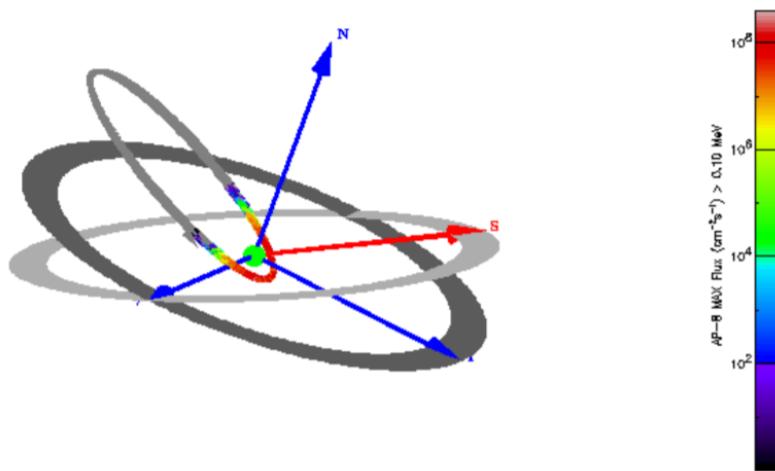


Figura 71: Nella sua orbita, Chandra attraversa la cintura di radiazione esterna, ambiente estremamente ricco di protoni (immagine ottenuta utilizzando il tool ESA SPENVIS [87])

alla strumentazione e alla loro abbondanza nell'ambiente interplanetario) che attraversano il telescopio senza interagire con gli specchi.

La capacità del telescopio di riflettere e focalizzare i protoni soffici, e non solo i raggi X per riflettere i quali era stato progettato, era stata sottostimata; per i suoi strumenti, che pur erano stati schermati dalla radiazione su ogni lato, non fu prevista dunque alcuna protezione nella direzione dell'asse del telescopio.

Il range dei protoni soffici nel silicio ($0.92 \mu\text{m}$ per protoni di energia di 100 KeV [48, 37, 133]) è più che sufficiente perché le particelle penetrino negli strati profondi dei CCD generando trappole elettroniche, con effetti quasi catastrofici sulle prestazioni dei device che, se non protetti, possono andare incontro in tempi relativamente brevi alla completa distruzione [120]. Dai dati sperimentali relativi al dispositivo ACIS si evince che il range di energie protoniche più pericoloso per la missione statunitense sia dai 100 ai 200 keV[108].

In seguito alla scoperta del danno riportato, avvenuto durante la prima calibrazione del telescopio, e dunque nei primi momenti di vita della missione, le procedure operative sono state modificate in modo che lo strumento ACIS non sia lasciato nella posizione focale durante i passaggi del satellite attraverso le fasce di Van Allen [201, 200]. La scelta fatta per la missione americana è stata quella di mediare tra la necessità di non diminuire eccessivamente il tempo di osservazione e quella di limitare il danno alla strumentazione, accettando un aumento della CTI del 5% di aumento della CTI annuo per un aumento totale della CTI del 50% su un dieci anni di durata nominale della missione [22]. Al fine di ottenere questo risultato ACIS viene spostato dal piano focale non appena si rileva un flusso di particelle troppo alto. Inoltre, quando l'ACIS non è in uso, il rivelatore viene "tappato" con il reticolo di trasmissione ottenendo in questo modo una sorta di protezione passiva dei rivelatori dall'interazione con i protoni [108]. Infine,

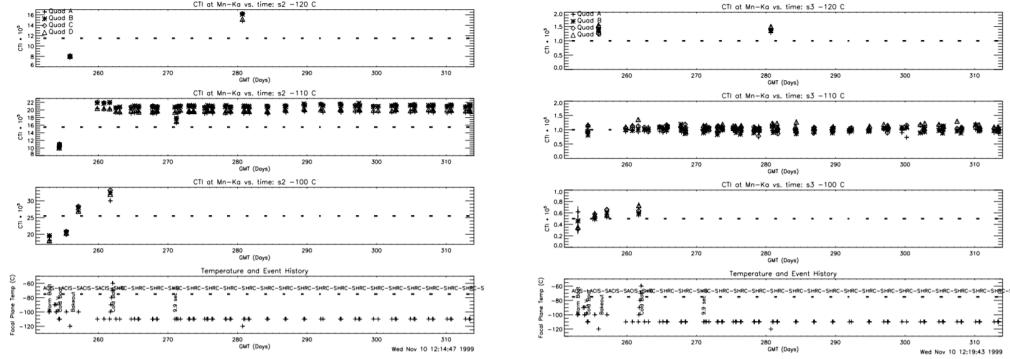


Figura 72: Confronto tra la CTI dei CCD illuminati frontalmente (a sinistra) e posteriormente (a destra) calcolata a -110°C per fotoni di 5.9 KeV. Grafici di C. Grant, MIT[143]

ne, l'ACIS non viene utilizzato quando il satellite si trova in prossimità della Terra (entro i 12 raggi terrestri [22]) per evitare l'interazione con le particelle che, come abbiamo detto in precedenza, sono intrappolate in gran numero nella magnetosfera.

Una dimostrazione che i responsabili dell'aumento CTI dei CCD illuminati frontalmente siano proprio i protoni è data dal fatto che i CCD illuminati posteriormente abbiano mantenuto la stessa risoluzione delle energie che avevano prima del lancio (comunque inferiore a quella dei CCD illuminati frontalmente) e che non abbiano dunque subito alcun danno (vedi fig. 72). Ciò è compatibile con l'ipotesi dei protoni soffici poiché queste particelle difficilmente potrebbero depositare energia nei canali più profondi dei CCD illuminati posteriormente e dunque causare un aumento della loro CTI: i canali profondi di questo secondo tipo di CCD, infatti, sono posizionati in direzione opposta rispetto all'HRMA e inoltre sono protetti dal resto della struttura del satellite. I protoni soffici non hanno un potere di penetrazione sufficiente a raggiungerli

C.2 Uno sguardo al futuro: Athena

Introduzione La missione ATHENA (Advance Telescope for High-ENergy Astrophysics) è un osservatorio in banda X dell’Agenzia Spaziale Europea ESA, successore designato degli attuali osservatori Chandra e XMM-Newton. Il lancio del satellite è attualmente previsto per il 2028; il lanciatore sarà del tipo Ariane VI e la durata fissata per è attualmente di 5 anni (prorogabili a 10).

La missione troverà posto in un punto lagrangiano del sistema Terra-Sole, probabilmente L2, per assicurare al satellite una buona visibilità del cielo. La missione Athena sarà la seconda missione di grandi dimensioni del programma ESA Cosmic Vision e sarà dedicata allo studio dell’”Hot and Energetic Universe”: i target scientifici principali di questa missione saranno cioè i buchi neri super massicci SMBH (Super Massive Black Hole) e i GRB e la mappatura del gas caldo che permea l’Universo.

Obiettivi scientifici L’obiettivo scientifico principale della futura missione ESA sarà l’”Hot and Energetic Universe” [141], cioè più nello specifico:

- l’Universo caldo, che consiste nel determinare come e quando il gas caldo si sia formato nella struttura a grande scala e ad alto redshift ($z>6$) dell’Universo e nel tracciare la sua evoluzione dall’epoca di formazione ad oggi;
- l’Universo energetico, ossia effettuare un completo censimento della crescita dei buchi neri nell’universo e il loro impatto sull’evoluzione delle galassie, nonché lo studio di altri fenomeni transienti ed energetici, quali i Gamma Ray Burst.

Sempre in [141] sono evidenziati molti altri target secondari (osservazione di esopianeti, fisica stellare...) che, grazie alle specifiche tecniche di Athena,

potranno essere studiati con una precisione finora sconosciuta.

Con Universo Caldo ed Energetico si intende la componente barionica della materia cosmica le cui temperature sono talmente elevate da non poter essere studiate se non da strumentazione in grado di osservare a lunghezze d'onda minori o uguali a quelle dei raggi X.

La frazione di materia barionica che presenta tali caratteristiche equivale al 50% dei barioni per $T > 105^{\circ}K$ e al 30 – 40% per $T > 106^{\circ}K$ [12].

La rilevanza scientifica di questo oggetto di studi non è seconda alla sua abbondanza: si suppone infatti che il gas caldo possa tracciare strutture di larga scala seguendo l'andamento dei pozzi di potenziale della materia oscura. Uno studio di questo tipo, dunque, potrebbe aiutare in modo sostanziale ad una caratterizzazione efficace della Dark Matter. L'emissione di gas caldo, inoltre, è correlata con i fenomeni astrofisici di altissima energia come quelli che coinvolgono i buchi neri, le supernovae e gli AGN.

L'accrescimento dei buchi neri super-massivi (Super-Massive Black Holes, SMBH), per esempio, è caratterizzato dall'emissione di radiazione di altissima energia e trasferisce imponenti quantità di energia meccanica alla materia circostante.

La propagazione di questa energia condiziona le meccaniche galattiche causando la nascita di stelle e favorendo l'accrescimento di altri SMBH. A scale maggiori, come quelle dei cluster di galassie, la propagazione delle particelle di altissima energia causa la genesi di vere e proprie "bolle" di gas caldo.

Questo genere di processi prende il nome di Feedback cosmico e costituisce un'ambito dell'astrofisica ancora non sufficientemente conosciuto [ibidem].

Athena dunque è progettata per risolvere alcuni dei problemi più pressanti dell'astrofisica delle alte energie, per investigare un gran numero di ambienti astronomici anche molto distanti e per raccogliere dati sulla materia barionica tali da risolvere le attuali controversie in materia di cosmologia.

Per questo tipo di osservazioni è necessario che il satellite sia sufficientemente lontano dal Sole da non essere eccessivamente influenzato dalla stella a noi

più vicina.

La missione di Athena sarà posizionata in un'orbita ad haloattorno al punto lagrangiano L2, il più distante dal Sole tra i punti di equilibrio gravitazionale.

Essa consisterà in un singolo veicolo spaziale lanciato da un lanciatore di classe Ariane V, e il suo payload scientifico sarà costituito da un telescopio a raggi X di grande apertura con una lunghezza focale di 12 m e due strumenti del piano focale montati su di una piattaforma mobile atta a modificarne la posizione secondo le esigenze sperimentalistiche: il Wide Field Imager (WFI) provvederà all'imaging ad altissima sensibilità nella banda dei raggi X su un ampio campo visivo e l'X-ray Integral Field Unit (X-IFU) sarà invece dedicato alla spettroscopia ad alta risoluzione [205].

Le osservazioni del satellite europeo saranno condotte in un range di energie che andrà da 0.1 keV a 15 keV, utilizzando un telescopio ad incidenza radente di tipo Wolter-I, largamente utilizzato, come abbiamo visto, per l'osservazione dei fotoni della banda dell'X.

Il telescopio è progettato in modo tale da avere una risoluzione angolare di 5 arcsec (LHE), in modo da poter garantire un'alta sensibilità per le sorgenti puntiformi e la possibilità di confrontare la posizione delle sorgenti ottenuta nella banda dell'X con quelle ricavate in altre bande.

Inoltre 5 arcsec è anche la risoluzione necessaria per osservare le strutture che si sviluppano nei nuclei dei cluster freddi vicini a degli AGN.

Specifiche tecniche Per quanto riguarda le specifiche tecniche, è previsto che ATHENA abbia una buona risoluzione angolare ($5''$), un'eccellente area efficace (circa 2 m^2 a 1 keV) e un grande FOV ($40' \times 40'$) per poter studiare nel dettaglio il tema dell'Universo caldo ed energetico nel range di energie compreso tra i 0.1 ed i 15 keV. Il payload comprenderà due strumenti scientifici all'avanguardia: un rivelatore, WFI (Wide Field Imager), e uno

micro-calorimetro, X-IFU (X-ray Integral Field Unit). Il flusso limite sarà di un fattore circa 5 - 10 volte più basso rispetto a quello raggiunto da XMM-Newton a parità di tempo di esposizione. Inoltre ATHENA, grazie al grande campo di vista del WFI e alla notevole area efficace, rivelerà un numero di sorgenti circa 3 volte maggiore rispetto a Chandra in un singolo puntamento per lo stesso tempo di esposizione.

Il veicolo spaziale è progettato per essere estremamente agile in modo da poter condurre osservazioni efficaci di fenomeni transitori come i GRB (Gamma-Ray Burst): Athena avrà dunque una capacità di reindirizzamento veloce (dell'ordine di poche ore) in una grande frazione del cielo, in modo da poter ottenere una grande statistica per quanto riguarda questo tipo di eventi. L'errore astrometrico assoluto sarà nominalmente inferiore a 3"^[12].

X-IFU L'X-IFU (X-ray Integral Field Unit) [14] sarà uno spettrometro criogenico costituito da un grande array di 3840 Transition Edge Sensors (TES)²⁹ di $249 \mu m$, composto da sensori in molibdeno e oro e da assorbitori in oro e bismuto spessi 1-2,5 μm Au e 3-6 μm rispettivamente.

I device sono progettati per operare a temperature criogeniche al fine di raggiungere un'alta risoluzione spettrale nella banda energetica 0.2-12 keV su di un capo di vista di 5 arcominuti di diametro equivalente.

L'X-IFU sarà in grado di raccogliere dati fino a 0,2 keV per permettere l'osservazione delle linee spettrali dei gas caldi in oggetti locali e caratterizzati da redshift moderati

Il background nell'X-IFU è mitigato usando uno strato attivo ad anti-coincidenza,

²⁹Ogni TES può essere considerato come un piccolo termometro ultrasensibile, infatti quando un fotone impatta su un sensore si ha un cambiamento rapido in temperatura che è in grado di generare un segnale elettrico passando da uno stato di superconduttore ad uno normale. Utilizzando questo tipo di tecnologia è possibile ottenere spettri per ogni singolo pixel dell'immagine con un'elevata risoluzione spettrale (circa 2.5 eV) in rapidi tempi di lettura. Per avere queste performance i sensori TES devono lavorare a bassissime temperature, vicine allo zero assoluto.

ciò è importante per la spettroscopia di fonti debole ed estese.

WFI Il Wide Field Imager (WFI) sarà un rivelatore al silicio caratterizzato da un grande campo di vista ($40' \times 40'$) che gli consentirà di condurre efficientemente indagini circa i gruppi di galassie e i differenti tipi di AGN. Inoltre, esso permetterà di osservare la maggior parte dei cluster di galassie in un singolo puntamento. Grazie a questo strumento, inoltre, si potranno studiare buchi neri di vari ordini di massa.

WFI opererà nella banda da 0,1-15 keV garantendo contemporaneamente un'ottima risoluzione spaziale e temporale e consentirà l'osservazione, con alta efficienza e basso pile-up, di sorgenti luminose vicine e lontane [155].

Lo strumento è progettato per ottimizzare il "grasp" coniugando la già citata grandezza del campo di vista con un'alta risoluzione angolare ($5''$) [205].

Questa combinazione costituisce la novità rappresentata da questo strumento, che certamente porterà a scoperte di grande rilievo scientifico [1].

Il funzionamento di questo strumento è fondato su una serie di array di DEPFET (DEpleted Field Effect Transistor a canale P; [101]) pixel attivi integrati su bulbi di silicio spessi $450 \mu m$. .

Silicon Pore Optics La SPO (Silicon Pore Optics) è una tipologia di tecnologia ottica sviluppata per l'astrofisica delle alte energie che consente di coniugare una grande aerea efficace a una buona risoluzione angolare.

Gli specchi devono avere una roughness massima nell'ordine dell'Ångstrom per massimizzare l'efficienza nella riflessione dei raggi X; devono inoltre essere geometricamente perfetti e disposti coassialmente in modo preciso per ottenere una risoluzione angolare elevata.

Le prestazioni e la costruzione degli specchi di un telescopio X hanno, ovviamente, un'importanza cruciale per il successo di una missione: è necessario, infatti, massimizzare l'area di raccolta e fornire una risoluzione angolare migliore possibile su un campo di vista grande, il tutto minimizzando la massa

complessiva.

Per ottenere una grande area efficace è necessario massimizzare la quantità di specchi mentre i limiti di massa imposti dal lanciatore richiedono specchi molto sottili.

Nel caso della missione ATHENA per conseguire questo obiettivo si è pensato di costruire ottiche a pori realizzate assemblando dei wafer in Silicio (per una descrizione dettagliata si veda [39]).

Un modulo SPO è costituito da due stack di wafer in silicio di tipo commerciale integrati che si intersecano nell'asse ottico e che hanno il medesimo angolo di incidenza radente.

La funzione del primo stack è quella di approssimare delle superfici paraboloidi disposte in geometria coassiale, come previsto per i telescopi di tipo Wolter-I, per far effettuare ai raggi X intercettati la prima riflessione.

Il secondo stack, invece, è deputato alla seconda riflessione ed approssima una superficie iperbolica.

C.2.1 Il problema dei protoni soffici in Athena

Come abbiamo visto nei paragrafi precedenti i protoni soffici si sono rivelati un'inaspettata soregnte di background per le missioni chandra ed XMM-Newton.

Il problema dei protoni di bassa energia risulta essere un argomento di scottante attualità anche per la realizzazione della missione Athena poichè quest'ultima non verrà posizionata in un'orbita bassa geocentrica come i suoi predecessori bensì sarà il primo telescopio a raggi X a cimentarsi con le sfide poste dall'ambiente di protoni circostante L2 evidenziato in fig. 73 (e dai protoni in esso presenti) che, allo stato attuale dell'arte, rimane sotto molti aspetti ancora sconosciuto, nonostante alcuni studi siano già stati condotti in merito [29].

Il posizionamento proposto per la missione rappresenta oggi uno dei più grandi problemi posti da Athena: non è infatti scontato che gli accorgimenti messi in atto per proteggere il telescopio e i detector della futura missione ESA dai protoni soffici risultino adeguati allo scopo.

Essi, infatti, sono stati ideati utilizzando i dati provenienti da satelliti in orbita bassa attorno al nostro pianeta (per es. [70]), inseriti dunque in un ambiente spaziale che, a priori, assumiamo di diversa composizione rispetto a quello che circonderà Athena.

Una caratterizzazione dettagliata del contesto astrofisico e astroparticellare in cui sarà inserita la missione non sarebbe tuttavia utile ai soli fini di radio-protezione della strumentazione e di schermatura della stessa: conoscere le particelle diffuse attorno ad L2, infatti, sarebbe di giovamento anche per il perseguitamento degli ambiziosi obiettivi scientifici della missione ESA.

I telescopi a raggi X attuali stanno rilevando un'intensità altamente variabile del background indotto dalle particelle (aspetto connesso, in tutta probabilità, con la grande dinamicità della magnetosfera e con la sua topologia complessa).

Regioni diverse della magnetosfera possono infatti presentare condizioni ambientali molto diverse ed essere popolati da particelle diverse in proporzioni anche molto variabili.

Ciò ovviamente va ad influenzare il background indotto dalle particelle che viene rilevato come variabile dagli strumenti che progressivamente attraversano le diverse regioni celesti.

Ciò che si evince dagli studi condotti sul background di XMM-Newton [70] è che i protoni soffici (in forma di background costante o di flare) mostrano un comportamento sostanzialmente analogo in ogni parte della magnetosfera e che il loro andamento mostra una forte correlazione con la distanza dalla Terra.

Inoltre, i modelli riguardanti i flussi di particelle solari, come ad esempio il modello ESP (Emission of Solar Particle) [209], tiene conto unicamente degli

eventi di emissione di particelle solari (SPE) caratterizzati da flussi sufficientemente intensi od energie abbastanza elevate, omettendo la trattazione delle altre tipologie di evento.

I requisiti scientifici Athena impongono non solo che il background indotto da particelle sia ovviamente il più contenuto possibile ma anche che il tempo di operatività del satellite superi il 90% (contro il circa 60% di XMM-Newton) poichè uno dei più importanti target di osservazione del futuro satellite sono gli eventi transitori come i GRB e in questo senso avere un tempo di osservazione ampio risulta non solo utile, ma indispensabile per l'efficacia del lavoro scientifico.

A seconda della fasi del ciclo solare, i SPE potrebbero andare ad incidere sul satellite nella finestra temporale in cui non è operativo, non producendo in questo modo background, o invece costituire una componente importante del fondo.

Gli studi già citati, come [29], mirano ad utilizzare i dati riguardanti i flussi di particelle del range di energie dei protoni raccolti dalle missioni presenti e passate per caratterizzare l'ambiente spaziale di L2 includendo anche i flussi di quelle tipologie di particelle non descritte nel modello SPE.

L'ambiente del magnetotail distante dalla Terra è stato oggetto delle osservazioni condotte nel corso degli anni 1992-1994 dalla missione Geotail portata a compimento in seguito alla collaborazione NASA/ ISAS e negli anni 2009-2011 dalle sonde gemelle Artemis, anche loro targate NASA.

Inoltre i dati ricavati tramite queste sonde vengono confrontati con le misurazioni del flusso di protoni soffici al di fuori della magnetosfera terrestre eseguite da veicoli spaziali posizionati attorno al punto L1 (cioè nel punto lagrangiano collocato nel punto intermedio dell'asse Terra-Sole, cfr. fig 74) come ACE, Wind e SOHO, operative rispettivamente a partire dall'anno 1997, 1996 e 1995 e ad oggi ancora in funzione.

La proposta comunemente avanzata come soluzione al problema dei pro-

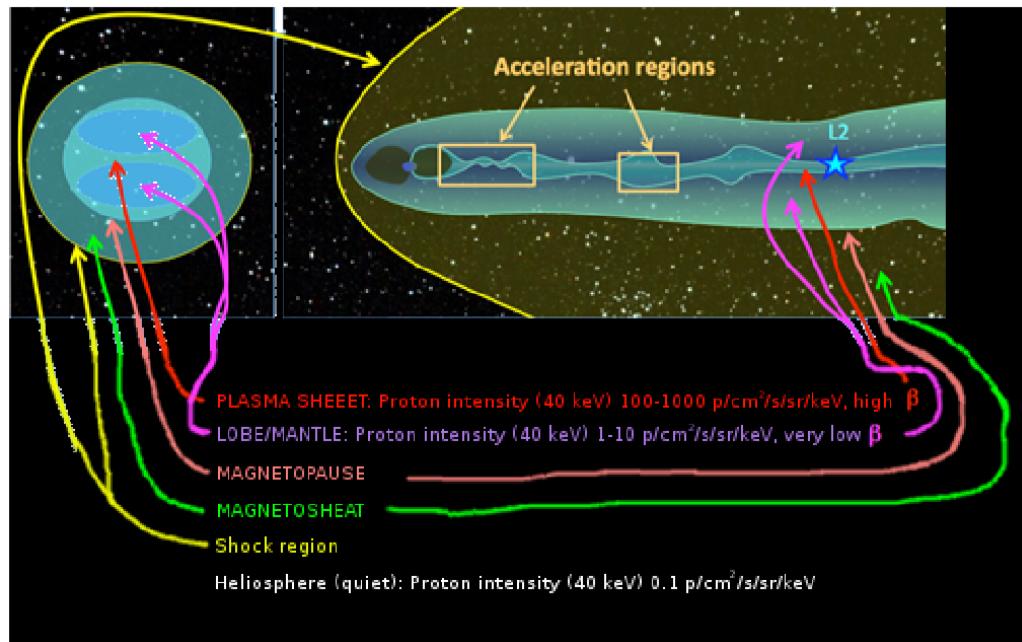


Figura 73: Schema della posizione del punto L2 rispetto alla magnetosfera e magnetotail terrestre

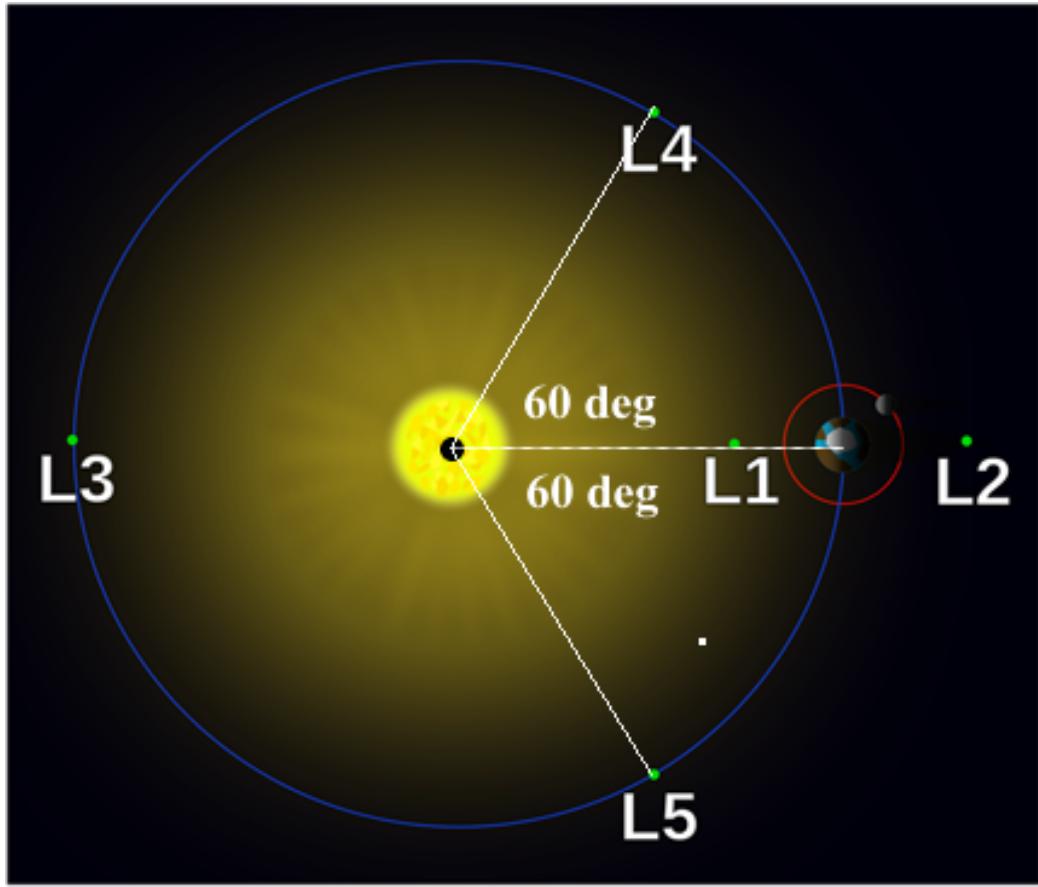


Figura 74: Schema della posizione dei punti di equilibrio di Lagrange nel sistema Terra-Sole

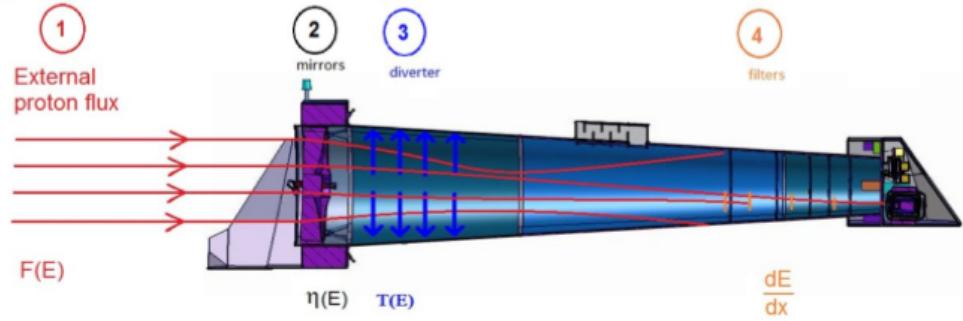


Figura 75: Schemi dei passi seguiti dalle particelle a bassa energia: 1) il flusso protonico esterno $F(E)$, 2) la sua interazione con gli specchi con efficienza di focalizzazione η 3) deflessione dal deviatore magnetico con efficienza di trasmissione T , 3) perdita di energia dE / dx all'interno dei filtri di radiazione[125]

toni soffici in Athena consiste nell'equipaggiarla con un diverter magnetico per protoni.

La maggior parte delle missioni spaziali attualmente in orbita montano un diverter magnetico progettato per proteggere la strumentazione dagli elettroni e, nel corso degli anni, l'adozione di tali device ha dato risultati più che soddisfacenti.

In modo analogo un diverter di protoni consisterebbe nell'introduzione di un campo magnetico di opportuna densità dietro l'apertura dello specchio posteriore, usando dei magneti per deflectare i protoni ed impedire loro di raggiungere i rivelatori. Segnaliamo inoltre che sono in fase di sviluppo studi di fattibilità per l'uso di magneti superconduttori.

I Campi magnetici tipici coinvolti sono dell'ordine di 100 mG. Questi valori del campo magnetico non sono sufficienti per indurre una riflessione totale di protoni con energia nell'ordine del KeV ma solo una loro deviazione: i protoni, di conseguenza, dopo essere entrati dall'apertura del telescopio sono destinati a rimanere per un tempo arbitrario nel tubo dello stesso.

Alla caratterizzazione e allo studio dell'ambiente circostante il punto L2 e

dei fenomeni fisici che ivi si manifestano tramite l'utilizzo di simulazioni Montecarlo è dedicato il progetto ESA AREMBES (Athena Radiation Environment Models and Effects) a cui dobbiamo, tra gli altri, gli studi [124, 125].

Riferimenti bibliografici

- [1] James Aird et al. «The Hot and Energetic Universe: The formation and growth of the earliest supermassive black holes». In: *arXiv preprint arXiv:1306.2325* (2013).
- [2] Syun-Ichi Akasofu e Yohsuke Kamide. «The solar wind and the earth». In: *The Solar Wind and the Earth*. 1987.
- [3] Hans Henrik Andersen e James F Ziegler. «Hydrogen. Stopping powers and ranges in all elements». In: (1977).
- [4] TW Armstrong e BL Colborn. «Evaluation of trapped radiation model uncertainties for spacecraft design». In: (2000).
- [5] K Arnaud, B Dorman e C Gordon. «An X-ray Spectral Fitting Package—User Guide for version 12.4. 0». In: *Heasarc Astrophysics Science Division, NASA/GSFC* (<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xanadu/xspec/>) (2007).
- [6] B Aschenbach. «X-ray telescopes». In: *Reports on Progress in Physics* 48.5 (1985), p. 579.
- [7] Bernd Aschenbach. «Grazing incidence reflection and scattering of MeV protons». In: *Optics for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy III*. Vol. 6688. International Society for Optics e Photonics. 2007, p. 66880I.
- [8] A Authier, P Lallemand e JC Pfister. «Effets de l'irradiation par des protons sur les propriétés du silicium». In: *Journal de Physique* 24.7 (1963), pp. 467–470.
- [9] Daniel N Baker. «The occurrence of operational anomalies in space-craft and their relationship to space weather». In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 28.6 (2000), pp. 2007–2016.

- [10] DN Baker et al. «A long-lived relativistic electron storage ring embedded in Earth's outer Van Allen belt». In: *Science* 340.6129 (2013), pp. 186–190.
- [11] DN Baker et al. «An assessment of space environmental conditions during the recent Anik E1 spacecraft operational failure». In: *ISTP Newsletter* 6.2 (1996), p. 8.
- [12] Xavier Barcons et al. «Athena: the X-ray observatory to study the hot and energetic Universe». In: *Journal of Physics: Conference Series*. Vol. 610. 1. IOP Publishing. 2015, p. 012008.
- [13] H Barré, H Nye e G Janin. «An overview of the XMM observatory system». In: *ESA Bulletin* 100 (1999), pp. 15–20.
- [14] D Barret et al. «The hot and energetic universe: The x-ray integral field unit (x-ifu) for athena+». In: *arXiv preprint arXiv:1308.6784* (2013).
- [15] Didier Barret et al. «The Athena x-ray integral field unit (X-IFU)». In: *Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray*. Vol. 9905. International Society for Optics e Photonics. 2016, 99052F.
- [16] JL Barth. «Evolution of the radiation environments». In: *Nuclear and Space Radiation Effects Conf. Short Course, IEEE: Bruges, Belgium*. 2009.
- [17] Giorgio Bendiscioli. *Fenomeni radioattivi: Dai nuclei alle stelle*. Springer Science & Business Media, 2013.
- [18] L Bennett et al. «A model of the Earth's distant bow shock». In: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 102.A12 (1997), pp. 26927–26941.

- [19] Martin J Berger et al. *Stopping-power and range tables for electrons, protons, and helium ions*. NIST Physics Laboratory Gaithersburg, MD, 1998.
- [20] MJ Berger et al. «Report 49». In: *Journal of the International Commission on Radiation Units and Measurements* 2 (1993), NP–NP.
- [21] Hans Bethe. «Zur theorie des durchgangs schneller korpuskularstrahlen durch materie». In: *Annalen der Physik* 397.3 (1930), pp. 325–400.
- [22] William C Blackwell et al. «Modeling the Chandra space environment». In: *X-Ray and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy XI*. Vol. 4140. International Society for Optics e Photonics. 2000, pp. 111–123.
- [23] William Blackwell et al. «The Chandra X-Ray Observatory Radiation Environment Model». In: *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2003, p. 1228.
- [24] RJ Blissett e AM Cruise. «The restoration of astronomical X-ray spectra». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 186.1 (1979), pp. 45–57.
- [25] G Boella et al. «BeppoSAX, the wide band mission for X-ray astronomy». In: *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* 122.2 (1997), pp. 299–307.
- [26] G Branduardi-Raymont, C Wang e Smile Team. «SMILE (Solar wind Magnetosphere Ionosphere Link Explorer): X-ray imaging of the Sun-Earth connection». In: *XMM-Newton: the next decade*. 2016.
- [27] UG Briel et al. «The ROSAT Users' Handbook». In: *MPE: Garching* (1994).

- [28] Albert C Brinkman et al. «Reflection grating spectrometer on board XMM». In: *EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy VII*. Vol. 2808. International Society for Optics e Photonics. 1996, pp. 463–480.
- [29] Dušan Budjáš et al. «Soft Proton Fluxes in and Around the Earth's Magnetotail». In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 45.8 (2017), pp. 1965–1971.
- [30] Esra Bulbul et al. «Characterizing the Particle-Induced Background of XMM-Newton EPIC-pn: Short and Long Term Variability». In: *arXiv preprint arXiv:1908.00604* (2019).
- [31] Andrea Bulgarelli et al. «BoGEMMS: the Bologna Geant4 multi-mission simulator». In: *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy V*. Vol. 8453. International Society for Optics e Photonics. 2012, p. 845335.
- [32] Martin O Burrell. «The calculation of proton penetration and dose rates». In: (1964).
- [33] HV v Cane et al. «Two components in major solar particle events». In: *Geophysical Research Letters* 30.12 (2003).
- [34] R Canestrari, D Spiga e G Pareschi. «Analysis of microroughness evolution in X-ray astronomical multilayer mirrors by surface topography with the MPES program and by X-ray scattering». In: *Space Telescopes and Instrumentation II: Ultraviolet to Gamma Ray*. Vol. 6266. International Society for Optics e Photonics. 2006, p. 626613.
- [35] Fabiola Capo. «Analisi spettrale in banda X e proprietà multi-frequenza della galassia ULIRG IRAS 13120-5453». Tesi di dott.
- [36] JA Carter e AM Read. «The XMM-Newton EPIC background and the production of background blank sky event files». In: *Astronomy & Astrophysics* 464.3 (2007), pp. 1155–1166.

- [37] F Cembali e F Zignani. «Determination of random and aligned stopping powers for 80–300 keV protons in silicon by back-scattering measurements». In: *Radiation Effects* 31.3 (1977), pp. 169–173.
- [38] Jingquan Cheng. *The principles of astronomical telescope design*. Springer, 2009.
- [39] Maximilien J Collon et al. «Silicon pore optics for the ATHENA telescope». In: *Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray*. Vol. 9905. International Society for Optics e Photonics. 2016, p. 990528.
- [40] Giancarlo Conti et al. «X-ray characteristics of the Italian X-Ray Astronomy Satellite (SAX) flight mirror units». In: *Advances in Multilayer and Grazing Incidence X-Ray/EUV/FUV Optics*. Vol. 2279. International Society for Optics e Photonics. 1994, pp. 101–109.
- [41] Dudley Creagh. «Tables of X-ray absorption corrections and dispersion corrections: the new versus the old». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 295.3 (1990), pp. 417–434.
- [42] G Cusumano et al. «In-flight calibration of the Swift XRT effective area». In: *AIP Conference Proceedings*. Vol. 836. 1. American Institute of Physics. 2006, pp. 664–667.
- [43] Jean Daillant e Alain Gibaud. *X-ray and neutron reflectivity: principles and applications*. Vol. 770. Springer, 2008.
- [44] D De Chambure et al. «XMM’s X-ray Telescopes». In: *ESA bulletin* 100 (1999), pp. 30–42.
- [45] Andrea De Luca e Silvano Molendi. «The 2–8 keV cosmic X-ray background spectrum as observed with XMM-Newton». In: *Astronomy & Astrophysics* 419.3 (2004), pp. 837–848.

- [46] Andrea De Luca e Silvano Molendi. «The 2–8 keV cosmic X-ray background spectrum as observed with XMM-Newton». In: *Astronomy & Astrophysics* 419.3 (2004), pp. 837–848.
- [47] JW Den Herder et al. «The reflection grating spectrometer on board XMM-Newton». In: *Astronomy & Astrophysics* 365.1 (2001), pp. L7–L17.
- [48] A Desalvo e R Rosa. «A dielectric calculation of energy loss to valence electrons of channelled protons in silicon». In: *Journal of Physics C: Solid State Physics* 10.10 (1977), p. 1595.
- [49] Bronislaw K Dichter e Stanley Woolf. «Grazing angle proton scattering: effects on Chandra and XMM-Newton X-ray telescopes». In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 50.6 (2003), pp. 2292–2295.
- [50] Sebastian Diebold et al. «Soft proton scattering efficiency measurements on x-ray mirror shells». In: *Experimental Astronomy* 39.2 (2015), pp. 343–365.
- [51] Ben Dorman e KA Arnaud. «Redesign and reimplementation of XSPEC». In: *Astronomical Data Analysis Software and Systems X*. Vol. 238. 2001, p. 415.
- [52] M Ehle et al. «XMM-Newton Users' Handbook». In: *Issue 2* (2003), p. 2003.
- [53] CP Escoubet, M Fehringer e M Goldstein. «Introduction the Cluster mission». In: (2001).
- [54] Gennaro Esposito. *Studio della stabilità temporale delle fasce di Van Allen e ricerca di correlazioni di natura geofisica per lo sviluppo di un payload spaziale*. Vol. 2. Gennaro Esposito, PhD, 2014.
- [55] LC Evans e EC Stone. «Access of solar protons into the polar cap: A persistent north-south asymmetry». In: *Journal of Geophysical Research* 74.21 (1969), pp. 5127–5131.

- [56] Edgar Everhart, Gerald Stone e RJ Carbone. «Classical calculation of differential cross section for scattering from a Coulomb potential with exponential screening». In: *Physical Review* 99.4 (1955), p. 1287.
- [57] P Ferrando et al. «Status of the EPIC/MOS Calibration». In: *Arxiv preprint astro-ph/0202372* (2002).
- [58] Attilio Ferrari. *Stelle, galassie e universo: Fondamenti di astrofisica*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [59] VCA Ferraro. «Onde di Alfvén nel Vento Solare». In: *Rendiconti del Seminario Matematico e Fisico di Milano* 42.1 (1972), pp. 57–63.
- [60] Valentina Fioretti et al. «Geant4 simulations of soft proton scattering in X-ray optics». In: *Experimental Astronomy* 44.3 (2017), pp. 413–435.
- [61] Valentina Fioretti et al. «Monte Carlo simulations of soft proton flares: testing the physics with XMM-Newton». In: *Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray*. Vol. 9905. International Society for Optics e Photonics. 2016, 99056W.
- [62] Valentina Fioretti et al. «Monte Carlo simulations of soft proton flares: testing the physics with XMM-Newton». In: *Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray*. Vol. 9905. International Society for Optics e Photonics. 2016, 99056W.
- [63] OB Firsov. «Glancing-angle particle reflection from a solid for an inverse-square interaction potential». In: *Soviet Physics Technical Physics* 15 (1970), p. 57.
- [64] OB Firsov. «Reflection of fast ions from a dense medium at glancing angles». In: *Soviet Physics Doklady*. Vol. 11. 1967, p. 732.
- [65] OB Firsov. «REFLECTION OF FAST IONS FROM A DENSE MEDIUM AT GLANCING ANGLES.» In: *Dokl. Akad. Nauk SSSR, 169: 1311-13 (Aug. 21, 1966)*. (1966).

- [66] OB Firsov, ES Mashkova e VA Molchanov. «Energy distributions of particles scattered by random solids». In: *Radiation Effects* 18.3-4 (1973), pp. 257–261.
- [67] F Gastaldello et al. «A systematic analysis of the XMM-Newton background: IV». In: *Experimental Astronomy* 44.3 (2017), pp. 321–336.
- [68] Ian M George et al. «The Calibration Requirements for Spectral Analysis». In: *HEASARC, Greenbelt, USA* (2007).
- [69] Simona Ghizzardi et al. «A systematic analysis of the XMM-Newton background: III. Impact of the magnetospheric environment». In: *Experimental Astronomy* 44.3 (2017), pp. 273–285.
- [70] Simona Ghizzardi et al. «A systematic analysis of the XMM-Newton background: III. Impact of the magnetospheric environment». In: *Experimental Astronomy* 44.3 (2017), pp. 273–285.
- [71] R Giacconi et al. «The Einstein/HEAO 2/x-ray observatory». In: *The Astrophysical Journal* 230 (1979), pp. 540–550.
- [72] R Giacconi, GW Clark e BB Rossi. «A brief review of Experimental and Theoretical Progress in X-ray Astronomy». In: *Technical Note of American Science and Engineering, ASE-TN-49* (1960).
- [73] Riccardo Giacconi. «History of X-ray telescopes and astronomy». In: *Experimental Astronomy* 25.1-3 (2009), pp. 143–156.
- [74] Riccardo Giacconi. «Nobel Lecture: The dawn of x-ray astronomy». In: *Reviews of Modern Physics* 75.3 (2003), p. 995.
- [75] Riccardo Giacconi et al. «Evidence for X rays from sources outside the solar system». In: *Physical Review Letters* 9.11 (1962), p. 439.
- [76] RE Gold et al. «Electron, proton, and alpha monitor on the advanced composition explorer spacecraft». In: *The Advanced Composition Explorer Mission*. Springer, 1998, pp. 541–562.

- [77] Ph Gondoin. «Users guide of the XMM-Newton Science Analysis System». In: *XMM-Newton Science Operations center*, Feb 23 (2001).
- [78] Philippe Gondoin et al. «X-ray performance of a qualification model of an XMM mirror module». In: *EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy VII*. Vol. 2808. International Society for Optics e Photonics. 1996, pp. 390–401.
- [79] Philippe Gondoin et al. «Calibration of the first XMM flight mirror module: I. Image quality». In: *X-Ray Optics, Instruments, and Missions*. Vol. 3444. International Society for Optics e Photonics. 1998, pp. 278–289.
- [80] Philippe Gondoin et al. «Calibration of the first XMM flight mirror module: II. Effective area». In: *X-Ray Optics, Instruments, and Missions*. Vol. 3444. International Society for Optics e Photonics. 1998, pp. 290–301.
- [81] Philippe Gondoin et al. «In-orbit calibration of the XMM-Newton telescopes». In: *X-Ray and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy XI*. Vol. 4140. International Society for Optics e Photonics. 2000, pp. 1–12.
- [82] Philippe Gondoin et al. «X-ray multi-mirror (XMM) telescope». In: *Advances in Multilayer and Grazing Incidence X-Ray/EUV/FUV Optics*. Vol. 2279. International Society for Optics e Photonics. 1994, pp. 86–100.
- [83] Philippe Gondoin et al. «X-ray spectroscopy mission (XMM) telescope development». In: *Space Optics 1994: Earth Observation and Astronomy*. Vol. 2209. International Society for Optics e Photonics. 1994, pp. 438–450.
- [84] R González-Riestra e PM Rodriéquez-Pascual. *The Behaviour of the XMM-Newton Background: From the beginning of the mission until May 2019*. Rapp. tecn. XMM-SOC-GEN-TN-0019, 2019.

- [85] Martién A Guerrero et al. «Ablation and wind mass-loading in the born-again planetary nebula A 30». In: *Proceedings of the International Astronomical Union* 7.S283 (2011), pp. 378–379.
- [86] Michael C Hettrick e Stuart Bowyer. «Grazing incidence telescopes: a new class for soft x-ray and EUV spectroscopy». In: *Applied optics* 23.21 (1984), pp. 3732–3735.
- [87] D Heynderickx et al. «New features of ESA's space environment information system (Spenvis)». In: 1999.
- [88] Richard F Hirsh. «SCIENCE, TECHNOLOGY, AND PUBLIC POLICY: THE CASE OF X-RAY ASTRONOMY, 1959 TO 1972.» In: (1980).
- [89] Andrew D Holland et al. «MOS CCDs for the EPIC on XMM». In: *EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy VII*. Vol. 2808. International Society for Optics and Photonics. 1996, pp. 414–420.
- [90] Steve B Howell. *Handbook of CCD astronomy*. Vol. 5. Cambridge University Press, 2006.
- [91] SL Huston e KA Pfitzer. «Space environment effects: Low-altitude trapped radiation model». In: (1998).
- [92] Tohru Ishitani e Ryuichi Shimizu. «A Simple Calculation on Back-scattering of Light Ions of KeV Energies». In: *Japanese Journal of Applied Physics* 10.7 (1971), p. 821.
- [93] Vladimir Ivanchenko et al. «Validation of Geant4 10.3 simulation of proton interaction for space radiation effects». In: *Experimental Astronomy* 44.3 (2017), pp. 437–450.

- [94] Keith Jahoda et al. «In-orbit performance and calibration of the Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE) Proportional Counter Array (PCA)». In: *EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy VII*. Vol. 2808. International Society for Optics e Photonics. 1996, pp. 59–70.
- [95] Joseph F Janni. «Energy loss, range, path length, time-of-flight, straggling, multiple scattering, and nuclear interaction probability: In two parts. Part 1. For 63 compounds Part 2. For elements $1 \leq Z \leq 92$ ». In: *Atomic data and nuclear data tables* 27.4-5 (1982), pp. 341–529.
- [96] F Jansen et al. «XMM-Newton observatory-I. The spacecraft and operations». In: *Astronomy & Astrophysics* 365.1 (2001), pp. L1–L6.
- [97] Piers Jiggens et al. «Updated model of the solar energetic proton environment in space». In: *Journal of Space Weather and Space Climate* 8 (2018), A31.
- [98] Steven M Kahn e Rodney J Blissett. «The direct deconvolution of X-ray spectra». In: *The Astrophysical Journal* 238 (1980), pp. 417–431.
- [99] H Katayama et al. «Properties of the background of EPIC-pn onboard XMM-Newton». In: *Astronomy & Astrophysics* 414.2 (2004), pp. 767–776.
- [100] EM Kellogg. «X-ray astronomy in the UHURU epoch and beyond/Newton Lacy Pierce Prize Lecture». In: *The Astrophysical Journal* 197 (1975), pp. 689–691.
- [101] J Kemmer e Gerhard Lutz. «New detector concepts». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 253.3 (1987), pp. 365–377.

- [102] Eckhard Kendziorra et al. «Effect of low-energy protons on the performance of the EPIC pn-CCD detector on XMM-Newton». In: *X-Ray and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy XI*. Vol. 4140. International Society for Optics e Photonics. 2000, pp. 32–42.
- [103] Andreas von Kienlin et al. «Evaluation of the ATHENA/WFI instrumental background». In: *Space Telescopes and Instrumentation 2018: Ultraviolet to Gamma Ray*. Vol. 10699. International Society for Optics e Photonics. 2018, p. 106991I.
- [104] JH King e NE Papitashvili. «Solar wind spatial scales in and comparisons of hourly Wind and ACE plasma and magnetic field data». In: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 110.A2 (2005).
- [105] Marcus GF Kirsch et al. «Health and cleanliness of the XMM-Newton science payload since launch». In: *UV, X-Ray, and Gamma-Ray Space Instrumentation for Astronomy XIV*. Vol. 5898. International Society for Optics e Photonics. 2005, 58980S.
- [106] Atmo Kivelson. *Introduction to space physics*. Cambridge university press, 1995.
- [107] Jacob I Kleiman, Masahito Tagawa e Yugo Kimoto. *Protection of materials and structures from the space environment*. Springer, 2006.
- [108] Jeffery J Kolodziejczak et al. «Ion transmission to the focal plane of the Chandra X-ray Observatory». In: *X-Ray and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy XI*. Vol. 4140. International Society for Optics e Photonics. 2000, pp. 135–144.
- [109] KD Kuntz e SL Snowden. «The EPIC-MOS particle-induced background spectra». In: *Astronomy & Astrophysics* 478.2 (2008), pp. 575–596.
- [110] EUGENIA LAZZERETTI. «Studio della dinamica di plasma nell’interazione tra vento solare e magnetosfera terrestre». In: (2016).

- [111] A Leccardi e S Molendi. «Radial temperature profiles for a large sample of galaxy clusters observed with XMM-Newton». In: *Astronomy & Astrophysics* 486.2 (2008), pp. 359–373.
- [112] Alberto Leccardi e Silvano Molendi. «In search of an unbiased temperature estimator for statistically poor X-ray spectra». In: *Astronomy & Astrophysics* 472.1 (2007), pp. 21–27.
- [113] Fan Lei et al. «Update on the use of Geant4 for the simulation of low-energy protons scattering off X-ray mirrors at grazing incidence angles». In: *IEEE transactions on nuclear science* 51.6 (2004), pp. 3408–3412.
- [114] Ch Leinert et al. «The 1997 reference of diffuse night sky brightness». In: *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* 127.1 (1998), pp. 1–99.
- [115] JF Lemaire, D Heynderickx e Daniel N Baker. «Radiation belts: models and standards». In: *Geophysical monograph* 97 (1996).
- [116] William R Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [117] A-Ch Levasseur-Regourd e R Dumont. «Absolute photometry of zodiacal light». In: *Astronomy and Astrophysics* 84 (1980), pp. 277–279.
- [118] HW Lewis. «Multiple scattering in an infinite medium». In: *Physical review* 78.5 (1950), p. 526.
- [119] CF Lillie e AN Witt. «Ultraviolet photometry from the orbiting astronomical observatory. XXV-Diffuse galactic light in the 1500-4200 Å region and the scattering properties of interstellar dust grains». In: *The Astrophysical Journal* 208 (1976), pp. 64–74.
- [120] DH Lo e JR Srour. «Modeling of proton-induced CCD degradation in the Chandra X-ray observatory». In: (2003).

- [121] Felix J Lockman, Keith Jahoda e Dan McCammon. «The structure of galactic HI in directions of low total column density». In: (1985).
- [122] N. Loiseau e XMM-Newton INSCONS. «OM background measurements». In: 2005.
- [123] Thomas J Loredo e Richard I Epstein. «Analyzing gamma-ray burst spectral data». In: *The Astrophysical Journal* 336 (1989), pp. 896–919.
- [124] Simone Lotti et al. «Soft proton flux on ATHENA focal plane and its impact on the magnetic diverter design». In: *Experimental Astronomy* 45.3 (2018), pp. 411–428.
- [125] Simone Lotti et al. «Updates on the background estimates for the X-IFU instrument onboard of the ATHENA mission». In: *Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray*. Vol. 9905. International Society for Optics e Photonics. 2016, p. 990563.
- [126] David H Lumb, Fred A Jansen e Norbert Schartel. «X-ray Multi-mirror Mission (XMM-Newton) observatory». In: *Optical Engineering* 51.1 (2012), p. 011009.
- [127] DH Lumb et al. «X-ray background measurements with XMM-Newton EPIC». In: *Astronomy & Astrophysics* 389.1 (2002), pp. 93–105.
- [128] Martino Marelli et al. «A systematic analysis of the XMM-Newton background: I. Dataset and extraction procedures». In: *Experimental Astronomy* 44.3 (2017), pp. 297–308.
- [129] E Marsch et al. «Solar wind protons: Three-dimensional velocity distributions and derived plasma parameters measured between 0.3 and 1 AU». In: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 87.A1 (1982), pp. 52–72.
- [130] AD Marwick et al. «The low-angle scattering of energetic ions from an amorphous surface». In: *radiation effects* 10.1-2 (1971), pp. 49–54.

- [131] Evgenii*a* Sergeevna Mashkova e Vladimir Aleksandrovich Molchanov. *Medium-energy ion reflection from solids*. Elsevier, 2012.
- [132] KO Mason et al. «The XMM-Newton optical/UV monitor telescope». In: *Astronomy & Astrophysics* 365.1 (2001), pp. L36–L44.
- [133] MD Matthews e SJ Ashby. «The dynamic observation of the formation of defects in silicon under electron and proton irradiation». In: *Philosophical Magazine* 27.6 (1973), pp. 1313–1322.
- [134] Paolo Mazzoldi, Massimo Nigro e Cesare Voci. *Fisica Volume II*. 2002.
- [135] RA Mewaldt. «Solar energetic particle composition, energy spectra, and space weather». In: *Space Science Reviews* 124.1-4 (2006), pp. 303–316.
- [136] Teresa Mineo et al. «An XMM-Newton proton response matrix». In: *Experimental Astronomy* 44.3 (2017), pp. 287–296.
- [137] Silvano Molendi. «The role of the background in past and future X-ray missions». In: *Experimental Astronomy* 44.3 (2017), pp. 263–271.
- [138] Gert Moliere. «Theorie der streuung schneller geladener teilchen i. einzelstreuung am abgeschirmten coulomb-feld». In: *Zeitschrift für Naturforschung A* 2.3 (1947), pp. 133–145.
- [139] G Morfill e M Scholer. «Solar proton intensity structures in the magnetosphere during interplanetary anisotropies». In: *Planetary and Space Science* 20.12 (1972), pp. 2113–2123.
- [140] R Müller-Mellin et al. «COSTEP—Comprehensive suprothermal and energetic particle analyser». In: *The SOHO mission*. Springer, 1995, pp. 483–504.
- [141] Kirpal Nandra et al. «The Hot and Energetic Universe: A White Paper presenting the science theme motivating the Athena+ mission». In: *arXiv preprint arXiv:1306.2307* (2013).

- [142] Ramon Nartallo et al. «Low-angle scattering of protons on the XMM-Newton optics and effects on the on-board CCD detectors». In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 48.6 (2001), pp. 1815–1821.
- [143] Stephen L O’Dell et al. «Radiation environment of the Chandra X-ray Observatory». In: *X-Ray and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy XI*. Vol. 4140. International Society for Optics e Photonics. 2000, pp. 99–111.
- [144] Stephen L O’Dell et al. «Radiation environment of the Chandra X-ray Observatory». In: *X-Ray and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy XI*. Vol. 4140. International Society for Optics e Photonics. 2000, pp. 99–110.
- [145] Keran O’Brien. «The theory of cosmic-ray and high-energy solar-particle transport in the atmosphere». In: *Proceedings of the 7th international symposium on the natural radiation environment*. Elsevier Amsterdam. 2005, pp. 29–44.
- [146] Alan Owens et al. «Event recognition in X-ray CCDs». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 346.1-2 (1994), pp. 353–365.
- [147] James M Palmer. «The measurement of transmission, absorption, emission, and reflection». In: *Handbook of optics* 2 (1995), pp. 25–1.
- [148] ES Parilis e V Kh Ferleger. «CHARGE STATE OF LIGHT-ION SCATTERING ON THE METAL-SURFACE». In: *IZVESTIYA AKADEMII NAUK SSSR SERIYA FIZICHESKAYA* 43.3 (1979), pp. 560–565.
- [149] TS Poole. *Sky Background Calculations for the Optical Monitor (Version 6)*. Rapp. tecn. Tech. Rep, 2005.

- [150] J Pradas e J Kerp. «XMM-Newton data processing for faint diffuse emission-Proton flares, exposure maps and report on EPIC MOS1 bright CCDs contamination». In: *Astronomy & Astrophysics* 443.2 (2005), pp. 721–733.
- [151] Gregory Y Prigozhin et al. «Characterization of the radiation damage in the Chandra x-ray CCDs». In: *X-ray and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy XI*. Vol. 4140. International Society for Optics e Photonics. 2000, pp. 123–134.
- [152] Gregory Y Prigozhin et al. «Radiation damage in the Chandra X-ray CCDs». In: *X-Ray Optics, Instruments, and Missions III*. Vol. 4012. International Society for Optics e Photonics. 2000, pp. 720–731.
- [153] Gregory Prigozhin et al. «Characterization of the radiation damage in the Chandra X-ray CCDs». In: *Proc SPIE* (dic. 2000), pp. 123–134. DOI: [10.1117/12.409106](https://doi.org/10.1117/12.409106).
- [154] A Rasmussen, J Chervinsky e J Golovchenko. «Proton scattering off of XMM optics: XMM mirror and RGS grating samples». In: *Columbia Astrophysics Laboratory RGS-COL-CAL-99009* (1999).
- [155] A Rau et al. «The Hot and Energetic Universe: The Wide Field Imager (WFI) for Athena+». In: *arXiv preprint arXiv:1308.6785* (2013).
- [156] Andrew M Read. «Analysis of the xmm-newton epic background: production of background maps and event files». In: *arXiv preprint astro-ph/0212436* (2002).
- [157] Andrew M Read e Trevor J Ponman. «The XMM-Newton EPIC background: Production of background maps and event files». In: *Astronomy & Astrophysics* 409.1 (2003), pp. 395–410.
- [158] RA Reed et al. «Impact of ion energy and species on single event effects analysis». In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 54.6 (2007), pp. 2312–2321.

- [159] VS Remizovich, MI Ryazanov e IS Tilinin. «Energy and angular distributions of particles reflected in glancing incidence of a beam of ions on the surface of a material». In: *Sov. J. Exp. Th. Phys* 52 (1980), p. 225.
- [160] George H Rieke. *Measuring the universe: A multiwavelength perspective*. Cambridge University Press, 2012.
- [161] Paul A Robinson Jr. *Spacecraft environmental anomalies handbook*. Rapp. tecn. JET PROPULSION LAB PASADENA CA, 1989.
- [162] P Romano et al. «In-flight calibration of the SWIFT XRT effective area». In: *UV, X-Ray, and Gamma-Ray Space Instrumentation for Astronomy XIV*. Vol. 5898. International Society for Optics e Photonics. 2005, p. 589819.
- [163] Christopher T Russell. «The configuration of the magnetosphere». In: *Critical problems of magnetospheric physics*. 1972, p. 1.
- [164] Ernest Rutherford. «The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom». In: *Philosophical Magazine* 92.4 (2012), pp. 379–398.
- [165] David Salvetti et al. «A systematic analysis of the XMM-Newton background: II. Properties of the in-Field-Of-View excess component». In: *Experimental Astronomy* 44.3 (2017), pp. 309–320.
- [166] Mariéa H Sarmiento et al. «XMM-Newton Science Archive (XSA)». In: *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXVI*. Vol. 521. 2019, p. 104.
- [167] Donald M Sawyer e James I Vette. *AP-8 trapped proton environment for solar maximum and solar minimum*. Rapp. tecn. National Aeronautics e Space Administration, 1976.

- [168] Alexander T Short, Adam Keay e Martin JL Turner. «Performance of the XMM EPIC MOS CCD detectors». In: *EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy IX*. Vol. 3445. International Society for Optics e Photonics. 1998, pp. 13–27.
- [169] J-H Shue et al. «Toward predicting the position of the magnetopause within geosynchronous orbit». In: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 105.A2 (2000), pp. 2641–2656.
- [170] H Sierks. «Kosmische Teilchen im Sonnensystem-Messung Geladener Teilchen mit dem Kieler Instrument EPHIN an Bord der SOHO-Raumsonade». Tesi di dott. Ph. D. Thesis, University of Kiel, 1997.
- [171] SL Snowden e JHMM Schmitt. «The ROSAT diffuse X-ray background survey». In: *Astrophysics and Space Science* 171.1-2 (1990), pp. 207–212.
- [172] Steve Snowden et al. «THE XMM-NEWTON ABC GUIDE AN INTRODUCTION TO XMM-NEWTON DATA ANALYSIS». In: *With contributions by: Ilana Harrus, Stefan Immler, Rick Shafer, Randall Smith, Martin Still* (2004).
- [173] G Spada. «Programmi sperimentali di astronomia in raggi X». In: *Memorie della Societa Astronomica Italiana* 44 (1973), p. 519.
- [174] Daniele Spiga. «Development of multilayer-coated mirrors for future X-ray telescopes». Tesi di dott. Ph. D. Thesis, Universita di Milano-Bicocca, 2005.
- [175] Daniele Spiga et al. «A magnetic diverter for charged particle background rejection in the SIMBOL-X telescope». In: *Space Telescopes and Instrumentation 2008: Ultraviolet to Gamma Ray*. Vol. 7011. International Society for Optics e Photonics. 2008, 70112Y.

- [176] Karl-Heinz Stephan et al. «Performance of an optical filter for the XMM focal plane CCD camera EPIC». In: *EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy VII*. Vol. 2808. International Society for Optics e Photonics. 1996, pp. 421–437.
- [177] Edward C Stone et al. «The advanced composition explorer». In: *Space Science Reviews* 86.1-4 (1998), pp. 1–22.
- [178] L Strüder et al. «The European photon imaging camera on XMM-Newton: the pn-CCD camera». In: *Astronomy & Astrophysics* 365.1 (2001), pp. L18–L26.
- [179] Mark B Taylor. «TOPCAT & STIL: Starlink table/VOTable processing software». In: *Astronomical data analysis software and systems XIV*. Vol. 347. 2005, p. 29.
- [180] Michael J Teague e James I Vette. «A model of the trapped electron population for solar minimum». In: (1974).
- [181] *the XMM-Newton Science Operations Centre*. <https://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton>.
- [182] DI Thwaites. «Bragg's rule of stopping power additivity: A compilation and summary of results». In: *Radiation Research* 95.3 (1983), pp. 495–518.
- [183] A Tiengo. «Reduction of soft protons background in Simbol-X: effect of thermal blankets and magnetic diverter». In: *SX-INAF-IASFMI-TN-0001 Tech. Report* (2007).
- [184] NA Tsyganenko e MI Sitnov. «Modeling the dynamics of the inner magnetosphere during strong geomagnetic storms». In: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 110.A3 (2005).
- [185] Nikolai A Tsyganenko. «Modeling the Earth's magnetospheric magnetic field confined within a realistic magnetopause». In: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 100.A4 (1995), pp. 5599–5612.

- [186] Martin JL Turner et al. «The European photon imaging camera on XMM-Newton: the MOS cameras». In: *Astronomy & Astrophysics* 365.1 (2001), pp. L27–L35.
- [187] I Usoskin et al. «Solar and galactic cosmic rays in the Earth's atmosphere». In: *COST 724 final report* (2008), p. 127.
- [188] AL Vampola. «Analysis of environmentally induced spacecraft anomalies». In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 31.2 (1994), pp. 154–159.
- [189] K Van Katwijk, T Van Der Laan e D Stramaccioni. «Mechanical and thermal design of XMM». In: *ESA Bulletin* 100 (1999), pp. 44–49.
- [190] C Varelas e J Biersack. «Reflection of energetic particles from atomic or ionic chains in single crystals». In: *Nuclear Instruments and Methods* 79.2 (1970), pp. 213–218.
- [191] JI Vette. «AE/AP trapped particle flux maps (1966? 1980)». In: *Planetary and Space Science* 40.4 (1992), pp. 566–568.
- [192] GE Villa et al. «The optical/UV filters for the EPIC experiment». In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 45.3 (1998), pp. 921–926.
- [193] Umberto Villante et al. «Vento solare e magnetosfera terrestre». In: (1993).
- [194] Shail N Virani et al. «Chandra X-ray Observatory's radiation environment and the AP-8/AE-8 model». In: *X-Ray Optics, Instruments, and Missions III*. Vol. 4012. International Society for Optics e Photonics. 2000, pp. 669–680.
- [195] W Voges. «Environment Observation and Climate Modelling Through International Space Projects». In: *Space Sciences with Particular Emphasis on High-Energy Astrophysics* 9 (1992).
- [196] J Volpp et al. «CLUSTER Constellation Change Manoeuvres-Management and Operations». In: *Space OPS 2004 Conference*. 2004, p. 91.

- [197] BM Walsh et al. «Energetic particle impact on X-ray imaging with XMM-Newton». In: *Space Weather* 12.6 (2014), pp. 387–394.
- [198] MG Watson et al. «The XMM-Newton serendipitous source catalogue». In: *Astronomische Nachrichten: Astronomical Notes* 324.1-2 (2003), pp. 89–92.
- [199] MG Watson et al. «The XMM-Newton serendipitous survey-V. The Second XMM-Newton serendipitous source catalogue». In: *Astronomy & Astrophysics* 493.1 (2009), pp. 339–373.
- [200] Martin C Weisskopf et al. «Chandra X-ray Observatory (CXO): overview». In: *X-Ray Optics, Instruments, and Missions III*. Vol. 4012. International Society for Optics e Photonics. 2000, pp. 2–16.
- [201] MC Weisskopf et al. «An overview of the performance and scientific results from the Chandra X-Ray Observatory». In: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 114.791 (2002), p. 1.
- [202] Robert A Weller et al. «Monte Carlo simulation of single event effects». In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 57.4 (2010), pp. 1726–1746.
- [203] Glen White. «Tests of perturbative and non-perturbative QCD from identified proton, kaon and pion studies in deep inelastic scattering ep interactions at HERA». Tesi di dott. Ott. 2000.
- [204] R Willingale. «A Proton Diverter for the Athena Telescope». In: *Document: UOL-XROA-ATHENA-001* (2015).
- [205] Richard Willingale et al. «The hot and energetic universe: The optical design of the athena+ mirror». In: *arXiv preprint arXiv:1307.1709* (2013).
- [206] Robert R Wilson. «Monte Carlo study of shower production». In: *Physical Review* 86.3 (1952), p. 261.

- [207] Hans Wolter. «Spiegelsysteme streifenden Einfalls als abbildende Optiken für Röntgenstrahlen». In: *Annalen der Physik* 445.1-2 (1952), pp. 94–114.
- [208] Clair Wyatt. *Radiometric calibration: theory and methods*. Elsevier, 2012.
- [209] Michael Anthony Xapsos et al. «Space environment effects: Model for emission of solar protons (ESP): Cumulative and worst case event fluences». In: (1999).
- [210] A Yamashita et al. «Radiation damage to charge coupled devices in the space environment». In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 44.3 (1997), pp. 847–853.