

Processi di interazione dei fotoni γ con la materia

Introduzione

La rilevazione dei raggi gamma ad energie superiori a qualche centinaio di keV è legata al processo di perdita di energia da parte del fotone quando attraversa la materia che costituisce il rivelatore. Nella maggior parte dei casi di interesse scientifico è l'energia cinetica trasferita ad una particella carica all'interno del rivelatore ad essere misurata, così da questa misura possiamo risalire allo spettro dei fotoni incidenti.

Consideriamo il processo di interazione del fotone gamma con la materia. Questo processo è caratterizzato dalla rimozione individuale del fotone gamma dal fascio incidente. Il numero di fotoni soppressi è proporzionale alla luminosità della sorgente ed allo spessore della materia attraversata. Possiamo semplificare il problema con una trattazione semplicistica ed unidimensionale, in tal caso l'intensità I del flusso di fotoni gamma dopo l'attraversamento di uno spessore dx di materiale è:

$$I = uI_0 dx$$

I_0 flusso incidente
 u coefficiente di proporzionalità

Questa relazione è valida per uno strato di spessore infinitesimo, per ottenere una legge macroscopica occorre integrarla su uno spessore finito x ottenendo l'equazione:

$$I = I_0 e^{-ux}$$

poiché ux deve essere adimensionale la costante u deve essere misurata in cm^{-1} . La costante k prende il nome di coefficiente di assorbimento lineare. La grandezza u ha il difetto di non essere legata ad alcun parametro calcolabile direttamente con la fisica nucleare, per tale motivo si preferisce optare per coefficienti più utili. Un coefficiente interessante è ud dove d è la densità del materiale. Il coefficiente ud ha le dimensioni del $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$ di conseguenza è proporzionale ad una grandezza microscopica facilmente misurabile come la sezione d'urto k specifica del materiale. Il coefficiente ud non è però la sezione d'urto, esso è chiamato coefficiente di assorbimento di massa perché la frazione di fotoni assorbiti nello spessore di un centimetro di materiale. Un altro termine importante è il libero cammino medio, matematicamente è definito come il reciproco del coefficiente di massa e fornisce lo spessore necessario per ottenere una riduzione del flusso pari ad e^{-1} .

Le variazioni del flusso di fotoni gamma sono quindi da imputare al valore assunto dal coefficiente ud e di conseguenza alla sezione d'urto k del materiale. Questo coefficiente dipende fortemente dall'energia del fotone incidente, in particolare su vari ordini di grandezza dell'energia, come quelli occupati dalla banda gamma, possono variare anche i processi fisici che contribuiscono al valore di questo coefficiente.

Nell'intervallo di energie coperte dalla banda gamma ci sono tre processi dominanti che possono causare l'assorbimento del fotone all'interno della materia: l'effetto fotoelettrico, la diffusione Compton e la produzione di coppie elettrone-positrone. I tre processi avvengono indipendentemente l'uno dall'altro, ragione per cui la sezione d'urto totale, può essere separata in tre sezioni d'urto distinte, una per ogni processo:

$$k = f + s + c$$

f sezione d'urto fotoelettrica
 s sezione d'urto a scattering Compton
 c sezione d'urto a produzione di coppia

Prima di arrivare a capire come sono costruiti i rivelatori di fotoni gamma bisogna sapere cosa deve fare un rivelatore di fotoni gamma: in primo luogo deve determinare la direzione di provenienza del fotone, poi deve essere in grado di determinare l'energia persa dal fotone, informazione dalla quale si ricava l'energia iniziale del fotone. La prima operazione consente di ottenere un'immagine del cielo nei raggi gamma mentre la seconda ci permette di ottenere lo spettro della sorgente.

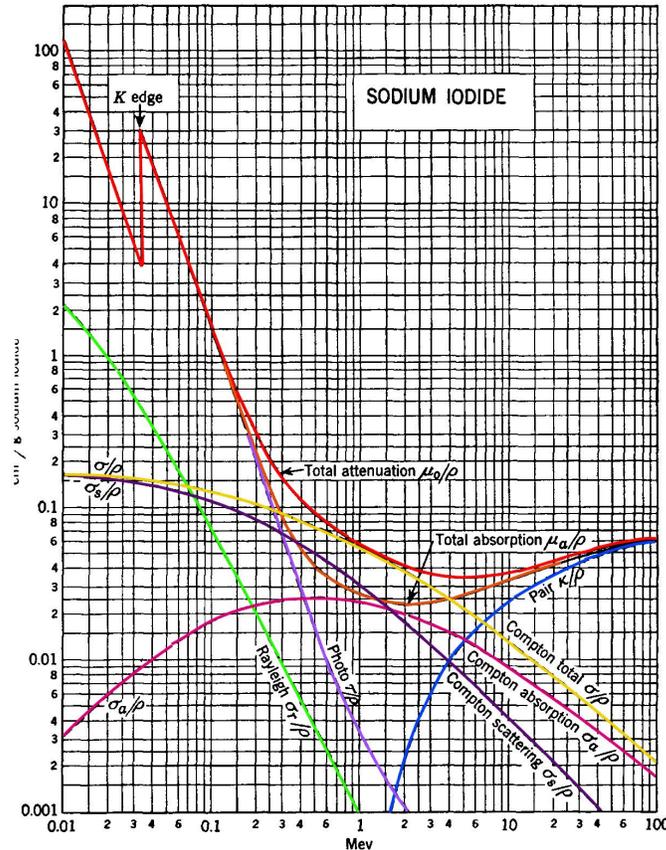


Figura 1 - Andamento della sezione d'urto in funzione dell'energia del fotone incidente

Come già accennato il coefficiente di assorbimento dipende dall'energia iniziale del fotone, questa dipendenza sussiste anche all'interno dell'intervallo di energia in cui predomina un solo fenomeno di assorbimento. Poiché è impossibile costruire un rivelatore monocromatico occorre conoscere anche la dipendenza di k dall'energia del fotone per ogni singolo fenomeno di assorbimento; siccome il processo di assorbimento del fotone può avvenire con una cascata di reazioni è opportuno esprimere la precedente grandezza in funzione dell'energia mediamente persa in ogni singola reazione :

$$k_a = \left(\frac{\langle E_p \rangle}{E_p} \right) k$$

$\langle E_p \rangle$ energia media persa per ogni reazione
 k_a sezione d'urto di reazione
 E_p energia iniziale del fotone

Effetto fotoelettrico e reazione di fluorescenza

L'assorbimento fotoelettrico deriva dall'interazione tra i fotoni gamma e gli elettroni legati agli atomi del cristallo di cui il rivelatore è composto. Tutta l'energia del fotone gamma viene persa durante questa interazione, l'energia persa viene quindi trasferita ad un elettrone secondario sotto forma di energia cinetica parte della quale è necessaria per strappare l'elettrone al proprio nucleo.

Ai fotoni di energia molto elevata rispetto all'energia di ionizzazione l'elettrone appare debolmente legato al rispettivo nucleo e l'effetto fotoelettrico diventa improbabile. Quindi, come mostra il grafico riportato, al crescere dell'energia dei fotoni la sezione d'urto per assorbimento fotoelettrico del fotone decresce rapidamente rispetto al suo valore massimo fissato all'energia di legame.

Nei composti di elementi a basso Z il legame con gli elettroni più esterni è piuttosto basso e l'effetto fotoelettrico prodotto da fotoni gamma ha scarsi effetti. Al crescere di Z l'energia di legame cresce rapidamente e l'effetto fotoelettrico diventa assai più rilevante.

L'esperienza di laboratorio ci permette di affermare che la sezione d'urto di questi cristalli cresce con un fattore compreso tra Z^4 e Z^5 .

La shell K degli elettroni è quella che fornisce il contributo principale all'effetto fotoelettrico a causa della solidità del loro vincolo. Per fotoni di energia inferiore all'energia di ionizzazione della shell K entra in gioco la shell L, che essendo meno legata, può fornire un'importante contributo alla sezione d'urto fotoelettrica. Questo fenomeno è causa di una discontinuità nella curva della sezione d'urto totale presente a valori corrispondenti alle energie di ionizzazione delle shell K e L dei diversi elementi che costituiscono lo scintillatore.

Produzione di coppie

Nel processo a produzione di coppie un fotone gamma viene assorbito nel campo elettrico di un nucleo producendo una coppia elettrone-positrone. L'eccesso di energia che il fotone aveva rispetto a quella necessaria per produrre la coppia elettrone-positrone viene convertita in energia cinetica delle due particelle.

La produzione della coppia elettrone-positrone presenta una soglia di 1022 keV al di sotto della quale la coppia non può essere prodotta. Come nell'effetto fotoelettrico la produzione di una coppia non può avvenire nello spazio libero, infatti la conservazione dell'impulso impone che avvenga nel campo elettrico di una particella carica che si occuperà di trasportare parte dell'impulso. Sia gli elettroni atomici che i nuclei carichi possono fornire questo campo; dove la produzione di coppie coinvolge gli elettroni atomici il rinculo prodotto è piuttosto grande e la soglia di reazione è raddoppiata.

La sezione d'urto della produzione di coppie causata da elettroni atomici cresce al crescere di Z mentre, nell'intervallo di energie del fotone che a noi interessa, la sezione d'urto per produzione di coppie causata dai nuclei atomici cresce con Z^2 . Poiché la sezione d'urto della produzione di coppie è proporzionale al quadrato della carica, nei rivelatori attuali viene sfruttata la reazione nei campi dei nuclei atomici.

Se il fotone ha un'energia molto elevata, tipicamente dell'ordine del GeV una buona approssimazione consiste nel considerare la sezione d'urto dipendente da $Z+Z^2$; l'approssimazione decade per energie del fotone vicine all'energia di soglia (da 1 MeV a 5 MeV) a causa di una soglia ad energia maggiore per la produzione di coppie nel campo elettrico degli elettroni rispetto a quella della produzione di coppie nel campo elettrico dei nuclei che è fissata a 1,022 MeV.

Per i fotoni con energia maggiore dell'energia di soglia, parte dell'energia residua viene trasferita alla coppia prodotta, la quale conserva anche una discreta memoria della direzione di provenienza del fotone. L'elettrone e il positrone prodotti trasportano l'energia residua del fotone (cioè l'energia originale meno la soglia di produzione della coppia) all'interno di un cono coassiale con la direzione iniziale del fotone. L'angolo di apertura del cono dipende sia dall'energia iniziale del fotone E_p che dall'energia dell'elettrone E_s diffuso le quali sono in relazione tra di loro:

$$\sqrt{\langle E_p^2 \rangle} = q(E_p, E_s, Z) \frac{m_e c^2}{E_p} \log\left(\frac{E_p}{m_e c^2}\right)$$

dove q è un fattore che può variare tra 0,6 e 3,5. Le misure effettuate in laboratorio ci permettono di concludere che nella produzione dell'elettrone solo una frazione dell'energia del fotone viene ceduta all'elettrone, tale frazione può variare nel seguente intervallo:

$$0,1 < \frac{E_s + m_e c^2}{E_p} < 0,9$$

Generalmente l'angolo di diffusione è piccolo, comunque presenta valori differenti in funzione dell'energia originale del fotone, ad esempio un fotone di 30 MeV diffonde elettroni in un cono con angolo di 4° , uno di 100 MeV diffonde in un cono con angolo di $1,5^\circ$ mentre l'angolo del cono di diffusione si riduce a $0,2^\circ$ per fotoni da 1 GeV.

La presenza delle due soglie ad energie comprese tra 1 MeV e 3 MeV rende adatto un rivelatore a produzione di coppie per effettuare osservazioni nell'intervallo di energie comprese tra 30 MeV e 100 GeV.

In generale non è possibile misurare l'energia dell'elettrone e del positrone, nell'istante in cui il fotone interagisce e li produce. L'energia va ricostruita dal comportamento dell'elettrone. Un elettrone, quando attraversa la materia, subisce un elevato numero di collisioni, e la maggior parte di esse produce delle deflessioni angolari molto piccole. Se lo strato di materiale è sottile l'energia persa sarà trascurabile e non avverrà l'interazione di bremsstrahlung nella quale viene persa una parte significativa dell'energia dell'elettrone che viene ceduta al fotone prodotto. Nel caso di strato sottile l'energia viene quasi totalmente mantenuta dall'elettrone che subisce la deflessione media:

$$\langle \theta \rangle = \left(\frac{E_0}{\beta c p} \right)^2 \frac{l}{l_0} \quad \begin{array}{l} E_0 = 21 \text{ MeV} \\ \beta = v/c \\ l_0 = \text{lunghezza di radiazione} \end{array}$$

mentre l è il cammino libero medio percorso in unità di lunghezza di radiazione.

La diffusione Compton

Nel processo di diffusione Compton l'elettrone si comporta come se fosse libero e conserva energia ed impulso. Il fotone gamma viene allora diffuso sotto un certo angolo e perde energia che viene trasferita all'elettrone sotto forma di energia cinetica.

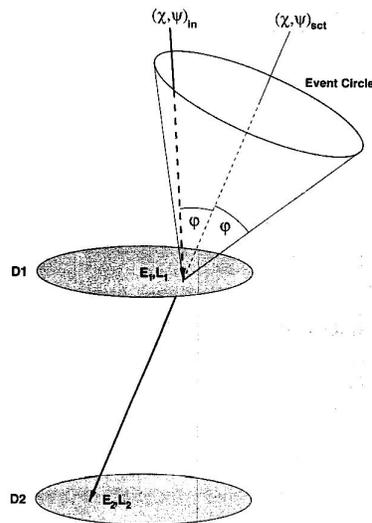


Figura 2 - Principio di funzionamento di un telescopio Compton

Nel processo Compton il fotone può perdere parte della sua energia in un processo di diffusione oppure la sua energia totale se il processo di diffusione è immediatamente seguito da assorbimento fotoelettrico. Poiché nel processo di diffusione Compton gli elettroni si comportano come se fossero liberi e senza alcuna interazione tra di essi, l'effetto Compton è rigorosamente additivo. Le principali caratteristiche di questo fenomeno possono essere discusse per un singolo elettrone, poi la sezione d'urto andrebbe moltiplicata per Z per ottenere la sezione d'urto atomica. La relazione che descrive il comportamento del fotone nella diffusione Compton si riferisce ad un'onda elettromagnetica di lunghezza d'onda λ ed energia E ; per semplificare i calcoli esprimiamo queste due grandezze in unità di lunghezza Compton:

$$\lambda_c = \frac{h}{m_e c} = 0,00242 \text{ nm}$$

e dell'energia di riposo dell'elettrone:

$$E_e = m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV}$$

In queste unità di misura l'equazione tra variazione di lunghezza d'onda e angolo di diffusione diventa:

$$\lambda' - \lambda = 1 - \cos \theta$$

$\lambda' =$ lunghezza d'onda dopo
 $\lambda =$ lunghezza d'onda prima
 $\theta =$ angolo di diffusione

la stessa equazione può essere espressa in funzione dell'energia iniziale del fotone E_p e dell'energia del fotone diffuso E'_p :

$$E'_p = \frac{E_p}{1 + E_p (1 - \cos \theta)}$$

La massima perdita di energia del fotone si ottiene a una diffusione di 180° per il cui angolo corrisponde l'energia del fotone diffuso:

$$E'_p = \frac{E_p}{1 + 2E_p}$$

Un fotone non può dunque perdere completamente la sua energia con un unico processo di diffusione Compton, anzi se l'energia del fotone è molto più grande dell'energia di riposo dell'elettrone il fotone diffuso di 180° avrà un'energia pari a 255 KeV.

Ma allora come si comporta la sezione d'urto per lo scattering Compton?

L'equazione che descrive la sezione d'urto per diffusione Compton ha una forma piuttosto complicata ma quello che ci interessa è il suo comportamento per i limiti dell'energia del fotone: per un'energia molto più grande dell'energia di riposo dell'elettrone e per una molto più piccola dell'energia di riposo dell'elettrone. Quando l'energia del fotone è molto più grande dell'energia di riposo dell'elettrone la sezione d'urto Compton si comporta nel seguente modo:

$$s_c(E) \approx \frac{3}{8E} \left(\log 2E + \frac{1}{2} \right)$$

dove l'energia E è espressa in unità dell'energia di riposo dell'elettrone (511 keV) mentre l'equazione fornisce la sezione d'urto nelle unità Thomson corrispondenti a:

$$1 \text{ Th u} = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right) = 0,665 \text{ barns}$$

Questa equazione comporta una lenta decrescita della sezione d'urto col crescere dell'energia del fotone. Quindi al di sopra di 20 MeV prevale la sezione d'urto per produzione di coppie e quindi a questi livelli di energia sarà più efficiente uno strumento che utilizza questo tipo di interazione. A basse energie la sezione d'urto Compton si comporta nel seguente modo:

$$s_c(E) \approx \frac{3}{4} \left(\frac{2}{E} - 2 \frac{1+E}{E} \right)$$

essa ci dice che la sezione d'urto si annulla a basse energie, quindi in quest'altro intervallo di energie sarà più efficiente nel rilevare i fotoni incidenti uno strumento che sfrutti l'effetto fotoelettrico. In mezzo ai due intervalli, a cavallo dell'energia di riposo dell'elettrone c'è una regione in cui la sezione d'urto Compton prevale e il fotone interagisce con diffusione Compton con una probabilità maggiore rispetto agli altri meccanismi di interazione.

Telescopi γ basati sull'assorbimento fotoelettrico

Principi di funzionamento

Tra 50 keV e qualche MeV, la tecnica di rivelazione più utilizzata si basa sulla proprietà di scintillazione dei cristalli di ioduro di sodio (NaI). Gli elettroni liberati nel corso dell'interazione tra i fotoni gamma e lo scintillatore eccitano i fononi del reticolo cristallino trasparente. Questi si diseccitano molto rapidamente, con una costante di tempo di 230 ns, emettendo luce visibile raccolta da uno o più fotomoltiplicatori accoppiati otticamente al cristallo. A bassa energia, l'interazione dominante è l'assorbimento fotoelettrico e l'energia del fotone incidente è depositata interamente nello scintillatore. L'ampiezza dell'impulso elettrico prodotto dai fotomoltiplicatori è direttamente proporzionale all'energia del fotone.

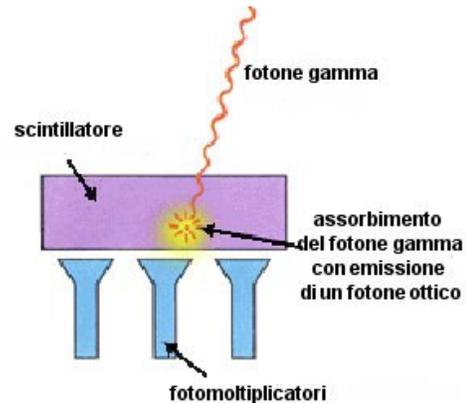


Figura 3 - Principio di funzionamento dei telescopi basati sull'effetto fotoelettrico

Spettroscopi gamma

I semiconduttori costituiscono un'alternativa attraente, soprattutto se si vuole ottenere una buona risoluzione spettrale. Gli elettroni liberati nel corso dell'interazione dei fotoni gamma con il semiconduttore creano una grande quantità di coppie elettroni-buchi, in numero proporzionale all'energia depositata. Le coppie elettroni-buchi sono rapidamente raccolte per mezzo di un campo elettrico applicato al rivelatore. Come nel caso degli scintillatori, l'ampiezza dell'impulso elettrico è proporzionale all'energia del fotone, nella misura in cui l'energia del fotone incidente è stata interamente depositata nel rivelatore. I rivelatori semiconduttori al germanio (Ge) raggiungono un'ottima risoluzione spettrale (0.3% a 662 keV); sfortunatamente, questo risultato è ottenuto grazie ad un notevole raffreddamento del semiconduttore (80 °K), come avviene nel telescopio SPI di INTEGRAL.

Tecniche di rivelazione

Per portare a buon fine delle osservazioni astronomiche nel campo dei raggi gamma, non è sufficiente rivelare i fotoni, bisogna determinare la loro direzione d'arrivo. Alle alte energie, nell'intervallo dove domina la produzione di coppie, e, anche se in minor misura, alle energie più basse, dove domina l'effetto Compton, le tecniche di rivelazione possono essere utilizzate per stimare la direzione d'arrivo di ciascun fotone. Questo non è possibile alle basse energie, soprattutto dove domina l'assorbimento fotoelettrico. In questo intervallo di energia, qualora non si vogliono realizzare rivelatori omnidirezionali, la soluzione più semplice consiste nell'usare un collimatore montato davanti al rivelatore. Questo dispositivo, una specie di schermo opaco alla radiazione gamma, permette di restringere, a piacere, il campo di vista del rivelatore. Il collimatore può essere sia passivo, ossia capace semplicemente di bloccare i raggi gamma come il piombo o il tungsteno, sia attivo, esso stesso uno scintillatore dello stesso tipo del rivelatore utilizzato. Quest'ultima soluzione tecnica permette di proteggere con efficacia il rivelatore, minimizzando l'emissione parassita causata dalla presenza stessa del collimatore.

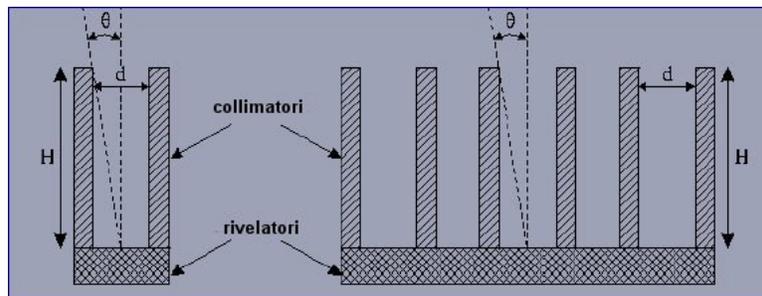


Figura 4 - I collimatori

Con gli strumenti collimati, le osservazioni astronomiche sono fatte con il metodo detto ON/OFF: si punta lo strumento prima la sorgente in esame (posizione ON), poi verso una regione vicina che si suppone essere vuota (posizione OFF). Dopo aver ripetuto la procedura numerose volte, si sottraggono le misure effettuate in posizione ON da quelle effettuate in posizione OFF. La sorgente si considera rivelata se il risultato della differenza è positivo. Questa tecnica, praticata dai primordi dell'astronomia gamma, ha prodotto le prime scoperte nell'intervallo dei fotoni gamma di bassa energia.

Gli strumenti collimati hanno due grandi difetti. Da un lato la risoluzione angolare, determinata dal collimatore, è mediocre, dell'ordine di qualche grado. Questo introduce il rischio di confondere le sorgenti vicine nel cielo e dunque limita la possibilità di identificare le sorgenti nuove eventualmente scoperte. D'altro lato, l'impossibilità di misurare simultaneamente il segnale ed il rumore è sovente sfociata in misure imprecise quando non del tutto sbagliate, soprattutto nel caso delle osservazioni gamma, caratterizzate da un rumore di fondo molto superiore al segnale.



Figura 5 - La maschera codificata di IBIS

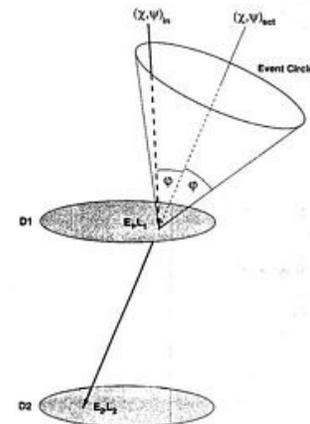
Partendo da queste constatazioni, all'inizio degli anni 80, divenne evidente la necessità di progettare una nuova generazione di telescopi con una risoluzione angolare migliorata di almeno un fattore 10, adattando le tecniche ottiche ai raggi gamma. Anche se i raggi gamma non possono essere riflessi, è possibile sviluppare un'ottica gamma sfruttando il principio alla base dei più elementari apparecchi fotografici. Un piccolo forellino sulla parete opaca di una scatola, accoppiato ad una lastra sensibile sulla parete opposta sono tutto ciò che è richiesto per avere una semplicissima macchina fotografica molto poco luminosa la cui definizione è tanto migliore quanto più è piccolo il foro d'entrata. Questo principio si applica pari pari ai raggi gamma: la parete anteriore sarà di materiale opaco ai raggi gamma (il tungsteno, per esempio), mentre la lastra sensibile sarà rimpiazzata da un rivelatore gamma sensibile alla posizione dove ha avuto luogo l'interazione del fotone. Per aumentare la luminosità dello strumento senza perdere in definizione, si usa un'ottica d'ingresso composta da un gran numero di fori, disposti secondo uno schema preciso. Ogni foro produrrà un'immagine e, uno speciale algoritmo matematico permetterà di deconvolvere le immagini sovrapposte per riformare l'immagine di partenza: è la tecnica delle immagini ottenute con una maschera codificata, rappresentata schematicamente in figura.



La maschera codificata, un insieme di elementi opachi e trasparenti, agisce modulando l'irraggiamento ricevuto dal rivelatore. Il telescopio SIGMA (Système d'Imagerie Gamma à Masque Aléatoire), frutto di una collaborazione tra due laboratori francesi, è il primo strumento gamma in orbita basato sulla tecnica delle maschere codificate. Il potere risolvente (la capacità di distinguere due sorgenti vicine) del telescopio è $13'$, mentre la precisione del posizionamento delle sorgenti può raggiungere $1'$, un risultato mai prima raggiunto alle energie di SIGMA (da 35 keV a 1.3 MeV). Realizzato sotto il controllo del CNES, l'agenzia spaziale francese. L'ultimo grande strumento lanciato facente uso di maschere codificate è stato Integral dell'Agenzia Spaziale Europea.

I Telescopi Compton

La sezione d'urto dei fotoni gamma con la materia raggiunge un minimo nell'intervallo di energia del fotone compreso tra 1 e 10 MeV. In questo intervallo di energia i comuni scintillatori non lavorano più efficientemente e non possono essere utilizzati per costruire un telescopio gamma. Anche il processo di produzione di coppie elettrone/positrone è poco efficiente e non può essere utilizzato per la costruzione di un telescopio che lavori in questa banda di energia. Il processo dominante a queste energie è la diffusione Compton grazie alla quale il fotone gamma viene diffuso dall'interazione con un elettrone trasferendo ad esso una parte della sua energia. L'energia persa da un fotone gamma avente energia iniziale E , diffuso sotto un angolo φ è:



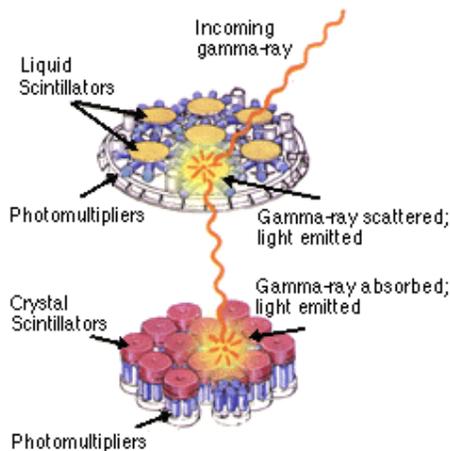


Figura 6 - Il telescopio Comtel

$$E_1 = \frac{E^2(1 - \cos \varphi)}{E(1 - \cos \varphi) + m_e c^2}$$

dove m_e è la massa a riposo dell'elettrone mentre c è la velocità della luce nel vuoto. Un telescopio Compton consiste di due rivelatori posti su due piani differenti (D1 e D2) posti ad una certa distanza. Il rivelatore D1, chiamato piano diffusore, è costruito in maniera da favorire la diffusione del fotone. Tutto ciò è possibile perché la sezione d'urto del processo Compton in un cristallo cresce proporzionalmente al numero atomico Z mentre la probabilità di assorbimento mediante produzione di coppia di particelle cresce proporzionalmente con Z^n , dove n è maggiore di 2. L'effetto Compton è quindi favorito in quei cristalli con

atomi a basso Z , per tale ragione il piano diffusore viene costruito con scintillatori organici. Il secondo rivelatore è chiamato piano di assorbimento perché a lui è affidato il compito di assorbire i fotoni diffusi, a tale scopo vengono utilizzati cristalli costituiti da atomi ad elevato Z come CsI o NaI. Nel caso ideale la misura dell'energia persa durante la diffusione E_1 e l'energia assorbita dal secondo rivelatore E_2 ci consente di calcolare l'angolo φ di diffusione:

$$E = E_1 + E_2$$

$$\varphi = \arccos \left[1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1 + E_2} \right) \right]$$

La conoscenza dell'angolo φ permette di ricostruire la direzione di provenienza del fotone, che è invece definita dagli angoli (χ, ψ) . La traiettoria originale del fotone giace sulla superficie laterale del cono che ha come vertice è il punto di interazione del fotone sul piano diffusore e apertura pari all'angolo di diffusione. La proiezione sulla sfera celeste di questo cono è una circonferenza, questa circonferenza è detta circonferenza degli eventi. Questo impedisce la determinazione precisa della direzione di arrivo di ciascun evento. La localizzazione di una sorgente gamma rivelata da un telescopio Compton viene ottenuta dall'intersezione delle circonferenze degli eventi associate a ciascun fotone gamma rivelato. Le misure reali contengono sempre un certo errore nella determinazione dell'angolo di diffusione, quindi ciò che prima abbiamo chiamato circonferenza degli eventi è in realtà una corona circolare, il cui spessore è fornito dall'errore sull'angolo di diffusione:

$$\Delta \varphi = \frac{m_e c^2}{\sin \varphi} \sqrt{\left(\frac{\Delta E_1}{E^2} \right)^2 + \left[\frac{E_1 (E_1 + 2E_2) \Delta E_2}{E^2 E_2^2} \right]^2}$$

dove m_e è la massa dell'elettrone, $\Delta \varphi$ è l'errore su φ mentre ΔE_1 e ΔE_2 sono rispettivamente l'errore sull'energia persa E_1 e E_2 . Una particolare proprietà dei telescopi Compton è quella di disporre di un ampio campo di vista, questa proprietà li rende particolarmente adatti per svolgere

una copertura completa della volta celeste. Purtroppo a tale proprietà si affianca una pessima risoluzione angolare, infatti i primi telescopi, installati su palloni sonda, non disponevano di una risoluzione migliore di 30° ; soltanto nell'ultimo decennio si è riusciti ad avere una risoluzione angolare migliore di 10° . Il telescopio COMPTEL è stato il primo telescopio Compton a volare su un satellite, esso era un'evoluzione dei precedenti telescopi installati su palloni stratosferici ed era costituito da due rivelatori distanziati di 1,5 metri. Ciascun rivelatore aveva una forma circolare ed era circondato da fotomoltiplicatori, questi fotomoltiplicatori, presenti in entrambi i piani rivelatori, consentivano di ridurre l'errore sull'angolo di diffusione a soli $0,76^\circ$ restringendo così la corona degli eventi. Nel 1972 Herzo sviluppò un sistema basato sul calcolo di Monte Carlo che consentiva di calcolare un fattore correttivo, specifico del materiale utilizzato, che moltiplicato per l'energia E_2 fornisce un termine utile per il calcolo dell'angolo di diffusione totale e dell'energia originale del fotone.

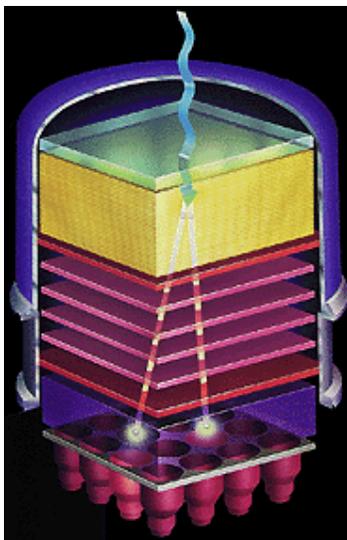
Telescopi a produzione di coppia

I telescopi tracciatori di coppie, sono costruiti con una tecnologia presa in prestito dal mondo della ricerca delle particelle elementari. Questi telescopi vengono utilizzati per l'osservare fotoni con energia superiore a 30 MeV. Infatti per fotoni con energia superiore a questa soglia il processo dominante di interazione con la materia è l'assorbimento mediante produzione di una coppia elettrone - positrone. I telescopi gamma sono camere a scintille o la versione modernizzata a strip di silicio e sono costruiti in modo da favorire la produzione della coppia elettrone - positrone per poi poter tracciare il percorso compiuto da queste due particelle onde risalire alla direzione di provenienza e all'energia del fotone che le ha originate.

Il primo uso delle camere a scintilla risale agli anni '60 quando piccoli rivelatori vennero imbarcati a bordo di palloni sonda. Con l'avvento di sofisticate camere a scintilla, come quelle a bordo di EGRET, l'astronomia gamma ha compiuto dei passi da gigante studiando oggetti come stelle di neutroni, galassie attive, emissione galattica diffusa, buchi neri, contribuendo alla comprensione dei brillamenti solari e dei lampi gamma.

I principi base del loro funzionamento

Il progetto base di questi strumenti è una struttura a strati composta alternativamente da materiale, il cui scopo è assorbire il fotone e produrre la coppia elettrone - positrone, e necessari a tracciare la



traiettorie percorse dalla coppia di particelle prodotte. Abbiamo già visto come la capacità di conversione di un materiale cresce con z^2 . Per tale motivo materiali adatti alla conversione del fotone in una coppia sono metalli pesanti ad elevato z che vengono incassati in fogli di spessore ridotto. Nel caso della camera a scintille il tracciatore è costituito da gas e fili elettrici incrociati tra di loro.

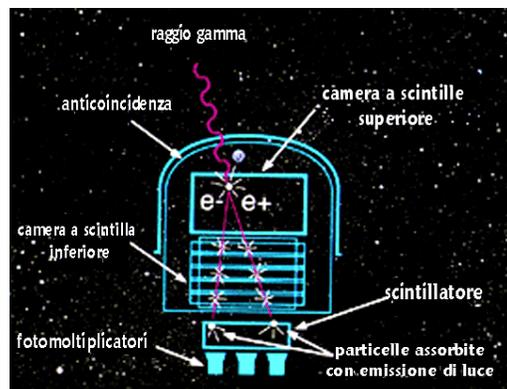


Figura 7 - Principio di funzionamento di un telescopio a produzione di coppia

A questa parte del telescopio è affidato il compito più difficile, cioè tracciare la traiettoria della coppia nel modo più preciso possibile.

La coppia elettrone - positrone viene creata in uno degli strati convertitori. Le due particelle avranno energia cinetica totale pari all'energia iniziale del fotone diminuita dei 1,022 MeV necessari alla produzione della coppia. Le particelle attraversano poi gli strati traccianti, ionizzando il gas ivi presente. Durante il loro transito ai fili viene applicata una differenza di potenziale, che attrae gli elettroni liberi nel gas producendo un segnale elettrico sui fili stessi. La determinazione della posizione dove si è verificato il segnale elettrico permette di ricostruire, in 3 dimensioni, la traiettoria di queste due particelle.

La ricostruzione delle traiettorie delle due particelle è di importanza cruciale, infatti è dalla traiettoria assunta dalle particelle che è possibile risalire alla direzione di provenienza ed all'energia del fotone che le ha originate. L'analisi della diffusione delle particelle, fenomeno che dipende dall'energia cinetica delle particelle, combinata con l'assorbimento della coppia dovuto ad un rivelatore scintillatore all'uscita della camera a scintille, permette di risalire all'energia originale del fotone.

L'energia dei fotoni è stimata con risoluzione di circa 25% tra 200 e 1000 MeV, grazie ad uno scintillatore di NaI, abbastanza spesso (20 cm) per assorbire tutta l'energia delle coppie elettrone positrone che emergono dalla camera a scintille.

È di fondamentale importanza proteggere la camera a scintille dal flusso di raggi cosmici. A tale scopo si utilizza un sistema di anticoincidenza costituito da uno scudo protettivo in grado di rilevare le particelle cariche. Naturalmente è fisicamente impossibile impedire ad una particella carica di penetrare nella camera a scintilla senza essere rilevata da essa, è però possibile escludere tutti quegli eventi rilevati anche dall'anticoincidenza perché prodotti da particelle cariche esterne e non da fotoni gamma.

Caratteristiche dei rivelatori

Quando si parla di astronomia gamma di alta energia, occorre fare alcune considerazioni fisiche: un fotone gamma da 10 GeV trasporta un'energia pari a 10 miliardi di volte quella trasportata da un fotone ottico. La potenza emessa da un astro può allora essere trasportata con tanti fotoni ottici o con pochi fotoni gamma di alta energia. La scarsità di fotoni gamma di alta energia rende importante la costruzione di telescopi con un'area più ampia possibile. Il telescopio EGRET disponeva di un'area collettrice di 1600 cm², molto più piccola di quella che oggi dispongono i telescopi Cerenkov al suolo, ma anche più ampia di quella di cui disponevano i telescopi che operavano nei raggi gamma di bassa energia.

I telescopi a produzione di coppie possono produrre immagini del cielo gamma, però occorre notare che la procedura per produrre un'immagine gamma è molto diversa da quella utilizzata in ottico. Anzitutto con questo tipo di telescopio viene determinata la direzione di provenienza del fotone, conoscendo poi la direzione di puntamento del telescopio è possibile risalire alle coordinate galattiche o celesti della direzione di provenienza del fotone gamma. Il passo successivo consiste nella ricostruzione elettronica su mappa bidimensionale della direzione di provenienza dei fotoni per ottenere un'immagine della regione del cielo osservata.

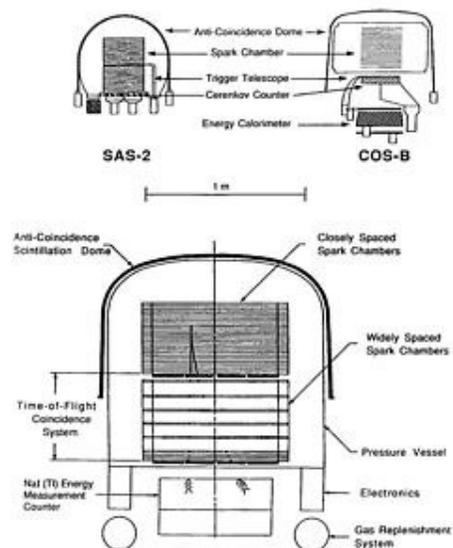


Figura 8 - Confronto tra i telescopi di SAS-2, COS-B e EGRET

Ma perché bisogna utilizzare questa tecnica? A differenza dei telescopi ottici, un telescopio a produzione di coppie rivela solo un fotone per volta, quindi non è possibile ricostruire un'immagine immediatamente ma è necessaria un'elaborazione successiva che, data la scarsità di fotoni in questa banda di energia, richiede di accumulare fotoni su un lungo periodo di osservazione.

Sviluppi futuri

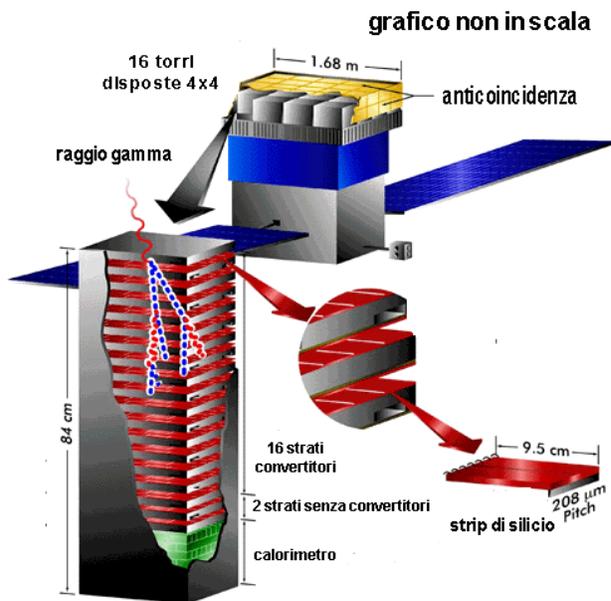


Figura 9 - Il LARGE AREA TELESCOPE

Visti i bassi flussi di fotoni per energie superiori ai 30 MeV la tendenza per il futuro è quella di utilizzare telescopi con area sensibile sempre più grande accoppiata ad un grande campo di vista. Le camere a scintilla sino ad ora utilizzate dispongono di un ampio campo di vista ($30^\circ - 40^\circ$ misurati dal centro alla periferia), AGILE e GLAST copriranno circa un quinto del cielo ad ogni puntamento. Dal punto di vista strumentale si cerca di allargare l'intervallo dello spettro elettromagnetico in cui operano questi telescopi. A basse energie un limite è dovuto alla soglia dei 20 MeV necessari agli attuali convertitori utilizzati per la produzione di coppie. Altri tentativi sono stati fatti con lo scopo di migliorare la sensibilità dello strumento nell'intervallo di energia compreso tra 20 MeV e 100 MeV. Per quanto riguarda i fotoni più energetici dell'intervallo nel quale operano questi telescopi la maggiore area collettore degli strumenti di nuova generazione consente di rivelare fotoni fino al limite di energia dei

100 GeV. Oltre a questo limite i flussi diventano troppo bassi e non permettono di raccogliere abbastanza fotoni.

Queste nuove possibilità consentono di fondere l'intervallo di energia coperto con i telescopi a produzione di coppia con l'intervallo nel quale operano i telescopi gamma al suolo, che sfruttano l'emissione Cerenkov della cascata elettromagnetica nell'atmosfera.

Nuove tecnologie sono state utilizzate nella costruzione degli strumenti di nuova generazione come quelli imbarcati a bordo dei satelliti AGILE dell'Agenzia Spaziale Italiana e GLAST nato da un'ampia collaborazione internazionale. Questi nuovi telescopi utilizzano camere a scintilla costituite da dispositivi a stato solido in sostituzione degli interstizi riempiti da gas e delle griglie di fili. Questo rivelatore presenterà notevoli migliorie, in particolare riusciremo ad ottenere una risoluzione in energia del 5% mentre la risoluzione spaziale si attesterà a pochi arcminuti con la possibilità di ottenere una stima delle posizioni delle sorgenti più luminose con un errore di pochi arcosecondi. Un altro vantaggio di questa strumentazione consiste nella durata: la camera a scintilla costituita da gas aveva una durata limitata perché il gas, col tempo, si esauriva. Ora coi dispositivi a stato solido questo tipo di problema non sussiste più, la loro vita operativa dipende esclusivamente dalle apparecchiature che garantiscono la sopravvivenza del satellite (pannelli solari, batterie, giroscopi..).

Potenzialmente, se un telescopio come EGRET ha permesso di scoprire 200 nuove sorgenti, i telescopi della nuova generazione potrebbero scoprire decine di migliaia di nuove sorgenti!

I Telescopi Cerenkov

L'atmosfera terrestre è un ostacolo invalicabile per i fotoni gamma semplicemente perchè li costringe a interagire. Perchè non utilizzare l'atmosfera come rivelatore? Per fotoni con energia superiore a qualche centinaio di GeV, le particelle relativistiche, create in interazioni successive della coppia originale, propagandosi nell'atmosfera producono un fascio di luce Cerenkov rivelabile dalla superficie terrestre con normali specchi parabolici.

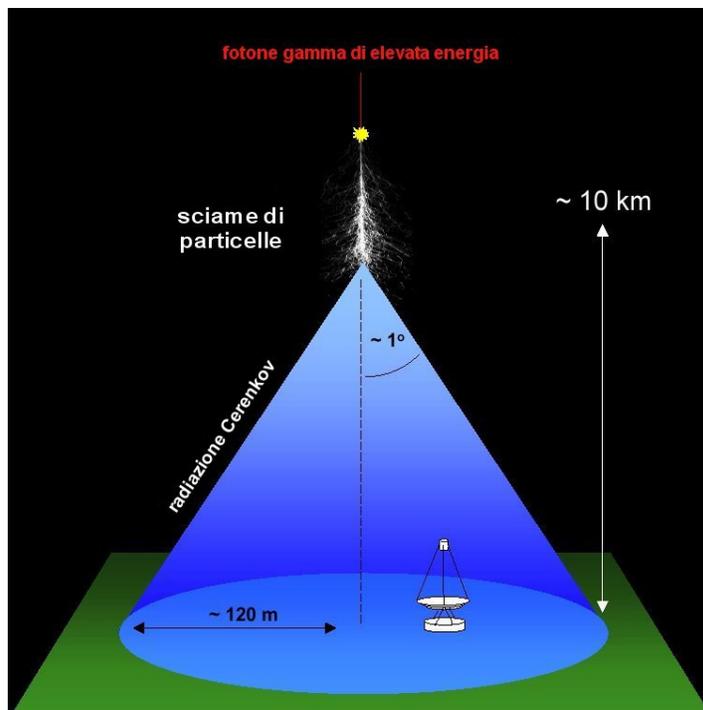


Figura 10 - Funzionamento di un telescopio Cerenkov

Lo studio dettagliato del fascio Cerenkov permette di ricostruire la direzione d'arrivo dei fotoni gamma con precisione di circa 1° . E anche possibile riconoscere i fasci Cerenkov prodotti dalle interazioni di fotoni gamma da quelli, molto più numerosi, prodotti nel corso delle interazioni dei protoni di alta energia dei raggi cosmici. Telescopi dedicati allo studio dei fotoni gamma di alta energia sono operativi in diverse regioni della terra; i più sensibili sono MAGIC alle Canarie, HESS in Namibia, l'osservatorio Whipple in Arizona con il suo successore VERITAS e l'australiano CANGAROO. Quando l'energia dei fotoni supera qualche centinaio di TeV, la produzione di coppie successive dà origine ad un gran numero di particelle che possono arrivare fino al suolo. Anche in questo caso, lo studio della struttura del fascio, basato sull'uso di numerosi scintillatori di grandi dimensioni disposti secondo un preciso schema geometrico, permette di ricostruire la direzione d'arrivo dei fotoni e di distinguere gli sciami prodotti dai fotoni gamma da quelli prodotti dai protoni dei raggi cosmici. Le installazioni dedicate allo studio degli sciami sono le stesse che, già da molti anni, da numerosi punti della terra sono in funzione per studiare, da un punto di vista generale, i raggi cosmici di alta energia. Ancora una volta, il fattore limitante di questo tipo di osservazioni è l'esiguità numerica dei fotoni di energia ultra alta: a 10 PeV, i flussi sono dell'ordine di qualche fotone per km^2 per giorno.

I flash Cerenkov prodotti da queste particelle presentano una durata di 5 ns e rilasciano un flusso di 50 fotoni/ m^2 entro un raggio di 100 metri dalla traiettoria di incidenza del fotone gamma.

L'emissione di questi flash cade tra il blu e l'ultravioletto vicino. Per osservarli sono necessari grandi telescopi che siano in grado di distinguere il flusso prodotto da questi flash dal fondo diffuso dall'atmosfera. Il fondo diffuso dall'atmosfera in una notte di novilunio tra i 350 nm e i 450 nm è di 10^{12} fotoni $m^{-2}s^{-1}$ sr, considerando ora che l'angolo sotteso dai flash Cherenkov è di circa 1° il campo di vista di questi telescopi deve essere piccolo e i tempi di integrazione confrontabili coi 5 ns della durata dei flash. Con questi parametri otteniamo un fondo di 1-2 fotoni/ m^2 ben al di sotto del flusso prodotto dai flash Cherenkov.

