

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

Emissione di Compton inverso e applicazioni astrofisiche

Tesi di laurea

Presentata da:
[Erik Iemmi]

Relatore:
Chiar.mo Prof. [Daniele Dallacasa]

Sessione [II]
Anno accademico [2015-2016]

Indice

Introduzione	2
1 Trattazione fisica del Compton inverso (IC)	3
1.1 Singola interazione.....	3
1.2 Potenza emessa e spettro dello scattering.....	5
2 Applicazioni astrofisiche del Compton inverso	8
2.1 Comptonizzazione.....	8
2.2 Effetto Sunyaev-Zeldovich (S-Z).....	10
2.3 Synchrotron Self-Compton (SSC).....	14
3 Bibliografia	16

INTRODUZIONE

Le particelle libere, come elettroni e fotoni, possono interagire tra loro in maniera significativamente diversa a seconda delle energie in gioco coinvolte nell'interazione. Abbiamo 3 casi principali:

1-Diffusione Thomson: questa avviene quando un elettrone fermo assorbe un fotone poco energetico e lo riemette alla stessa frequenza (cioè alla stessa energia), ma in una direzione diversa.

Funziona bene fino ai raggi X, oltre no, e può essere utile per vedere sorgenti di luce non accessibili direttamente.

2-Diffusione Compton: è sostanzialmente un caso simile al precedente, dove però il fotone ha un'energia comparabile con quella a riposo dell'elettrone (511 keV, perciò serve un fotone X o γ). In questo caso il fotone trasferisce parte dell'energia all'elettrone che da fermo viene messo in moto, mentre il fotone perde energia spostandosi quindi a frequenze minori. Le porzioni di energia che vengono scambiate dipendono dall'angolo di urto tra le particelle.

3-Compton Inverso (IC): questo è il processo che verrà approfondito in questo elaborato. Si tratta di un urto tra un elettrone relativistico e un fotone di bassa energia. La conseguenza è che il trasferimento dell'energia avverrà dall'elettrone al fotone, portando, per esempio, fotoni microonde in raggi X.

Conoscere gli effetti dell'IC è fondamentale per gli astrofisici, poiché questo processo rientra in vari fenomeni osservabili; di seguito vengono elencati e spiegati brevemente quelli che verranno analizzati:

1-*Synchrotron-Self Compton*: avviene quando i fotoni radio emessi da una radiosorgente per sincrotrone vengono diffusi per IC dagli stessi elettroni che li hanno generati.

2-*Comptonizzazione*: è il processo tramite il quale una popolazione di fotoni, attraversando una regione dove sono presenti elettroni liberi, subisce una modifica dello spettro.

3-*Effetto Sunyaev-Zeldovich*: processo di comptonizzazione che avviene per i fotoni della radiazione cosmica di fondo (CMB), i quali attraversando una regione di gas ionizzato (generalmente un ammasso di galassie) fanno sì che la curva di corpo nero della CMB sia modificata sensibilmente.

È importante ricordare che il processo di Compton Inverso non può essere studiato fine a sé stesso, in quanto non è un fenomeno isolato, ma va analizzato come elemento che può concorrere e coabitare con altri.

CAPITOLO 1

Trattazione fisica del Compton Inverso

1.1 SINGOLA INTERAZIONE

Prima di iniziare vengono elencate di seguito alcune costanti fisiche che servono per comprendere il testo:

$m_e = 9.1 \times 10^{-28} \text{ g}$ massa a riposo dell'elettrone

$\sigma_t = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ sezione d'urto di Thomson dell'elettrone

$h = 6.6 \times 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s}$ costante di Planck

$c = 3 \times 10^{10} \text{ cm/s}$ velocità della luce

Come già brevemente spiegato, l'inverso compton avviene nel momento in cui un elettrone relativistico o ultra-relativistico urta un fotone di bassa energia. In particolare modo l'energia del fotone deve essere molto minore dell'energia cinetica dell'elettrone, cioè $h\nu \ll \gamma m_e c^2$, dove $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ è il fattore di Lorentz.

Solamente in questo caso l'elettrone perde una parte considerevole della sua energia e la trasferisce al fotone. Ora sorge il problema di capire le condizioni per cui ha senso parlare di urto; qual è l'area geometrica dell'elettrone che può intercettare la radiazione? Generalmente si considererebbe la σ_t , ma il fatto che l'elettrone sia relativistico o addirittura ultra-relativistico fa sì che abbia senso considerare delle correzioni per quanto riguarda la sezione d'urto.

In pratica si sostituisce alla σ_t la sezione d'urto di Klein-Nishina, la quale per basse energie si riconduce a quella di Thomson, mentre per alte energie diventa più piccola poiché il processo risulta meno efficiente.

Questo problema può essere ovviato ponendosi nel sistema di riferimento dell'elettrone, dove esso è in quiete e dove quindi possiamo usare la sezione d'urto di Thomson (σ_t). Prendiamo dunque in considerazione due sistemi di riferimento caratteristici: quello del laboratorio (S), dove l'elettrone viaggia a velocità comparabili a c , e quello dell'elettrone (S'), dove esso è in quiete. Di seguito è riportata una rappresentazione grafica dei due diversi punti di vista.

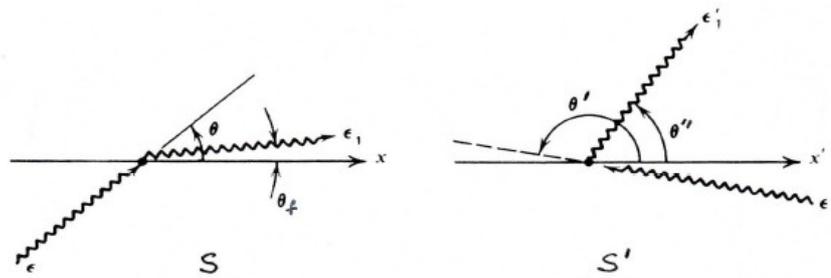


Figura 1.1: Rappresentazione grafica dell'IC nei due S.R S e S'. Il fotone incidente è indicato con ϵ e quello diffuso con ϵ' . L'asse X è la direzione del moto dell'elettrone.

Nel sistema di riferimento S del laboratorio il fotone urta l'elettrone formando un angolo θ con la direzione dell'elettrone e viene deflesso con un angolo θ_f ; nel SR dell'elettrone S' sono chiamati rispettivamente θ' e θ'' gli angoli d'incidenza e di deflessione. A causa dell'aberrazione della luce questi due angoli saranno diversi da quelli di S. Di conseguenza la frequenza ν' vista dal sistema S' è legata alla frequenza ν vista dal sistema S tramite la formula dell'effetto doppler relativistico:

$$\nu' = \nu \gamma (1 - \beta \cos \theta)$$

nella quale β è il rapporto tra la velocità dell'elettrone e quella della luce c .

In S', siccome l'elettrone è in quiete, possiamo considerare il fenomeno come diffusione Thomson, dove il fotone viene assorbito e riemesso alla stessa frequenza ν' , ma allo stesso modo a causa dell'effetto doppler relativistico, la frequenza ν' nel sistema di riferimento S sarà uguale a $\nu'' = \nu' \gamma (1 - \beta \cdot \cos \theta'')$ risultando essere:

$$\nu'' = \nu' \gamma (1 - \beta \cdot \cos \theta'') = \nu \gamma^2 (1 - \beta \cos \theta) (1 - \beta \cos \theta'')$$

Gli angoli θ e θ'' per orientazioni isotrope di fotoni ed elettroni, valgono $\frac{\pi}{2}$, di conseguenza $\beta \cos \theta$ e $\beta \cos \theta''$ risultano essere 0 e i termini tra parentesi 1. Perciò avremo:

$$\nu'' = \nu \gamma^2$$

Da qui si comprende bene che il risultato è che l'energia del fotone dopo l'interazione di IC con un elettrone è cresciuta di un fattore γ^2 volte rispetto alla sua energia iniziale. γ non è costante, ma dipende dalla velocità degli elettroni rispetto a c ; perciò è ovvio che i fotoni per processi di inverse Compton con elettroni ultrarelativistici, accresceranno di una quantità enorme la loro energia iniziale. Per questo il Compton inverso è il processo radiativo più evidente nella produzione di fotoni ad altissime energie (X e γ).

1.2 POTENZA EMESSA E SPETTRO DELLO SCATTERING

Vogliamo calcolare a quanto ammonta la potenza emessa da ogni processo di IC: consideriamo una distribuzione isotropa di fotoni diffusi da una distribuzione di elettroni a sua volta isotropa.

La densità dei fotoni è n_{ph} con energia media ε_{ph} , perciò la densità di energia del campo di radiazione sarà: $u_{ph} = n_{ph} \varepsilon_{ph}$.

Essa è correlata a quella nel sistema dell'osservatore S; in particolar modo nel sistema S' è superiore di un fattore $[\gamma(1 - \beta \cos \theta)]^2$.

Un fattore $[\gamma(1 - \beta \cos \theta)]$ deriva dall'effetto Doppler che aumenta l'energia dei singoli fotoni; l'altro fattore analogo deriva invece dalla contrazione relativistica delle lunghezze, che fa sì che il volume si contraiga nella direzione del moto e che quindi il numero di fotoni per unità di volume aumenti nel sistema S'.

Mediando su tutti gli angoli si ottiene la seguente densità di energia:

$$u'_{ph} = u_{ph} \gamma^2 \left(1 + \frac{1}{3} \beta^2 \right)$$

Come precedentemente spiegato, nel SR dell'elettrone (S'), il processo è considerabile come una diffusione Thomson e la luminosità del Compton inverso (che è invariante), si può calcolare, ed è:

$$L_{I.C.} = c \sigma_t \gamma^2 u_{ph} \left(1 + \frac{1}{3} \beta^2 \right)$$

L'energia persa dall'elettrone per unità di tempo si ottiene sottraendo alla potenza irradiata la potenza che i fotoni avevano prima della diffusione ($c \sigma_t u_{ph}$).

$$-\left(\frac{dE}{dt} \right)_{I.C.} = \frac{4}{3} c \sigma_t \gamma^2 \beta^2 u_{ph}$$

Si può notare che la formula appena scritta è molto simile all'espressione della potenza emessa per sincrotrone:

$$-\left(\frac{dE}{dt} \right)_{Synch} = \frac{4}{3} c \sigma_t \gamma^2 \beta^2 u_{mag}$$

dove $u_{mag} = H^2 / 8\pi$ è la densità di energia del campo magnetico.

Questo ci fa capire come in una sorgente dove questi processi coesistono, gli elettroni perdano energia sia come Compton inverso, sia come sincrotrone, e i loro contributi si sommano; generalmente per sorgenti compatte è proprio il primo processo ad essere predominante, perciò in queste gli elettroni relativistici perderanno energia soprattutto per Compton inverso.

Vediamo ora lo spettro della radiazione diffusa, dove si assume che il campo di radiazione incidente sia isotropo e monocromatico (con frequenza ν_0). Si può notare

che a basse frequenze (cioè a basse energie), $I(\nu)$ sia direttamente proporzionale a ν , e si può apprezzare un cut-off che corrisponde alla massima energia acquisibile.

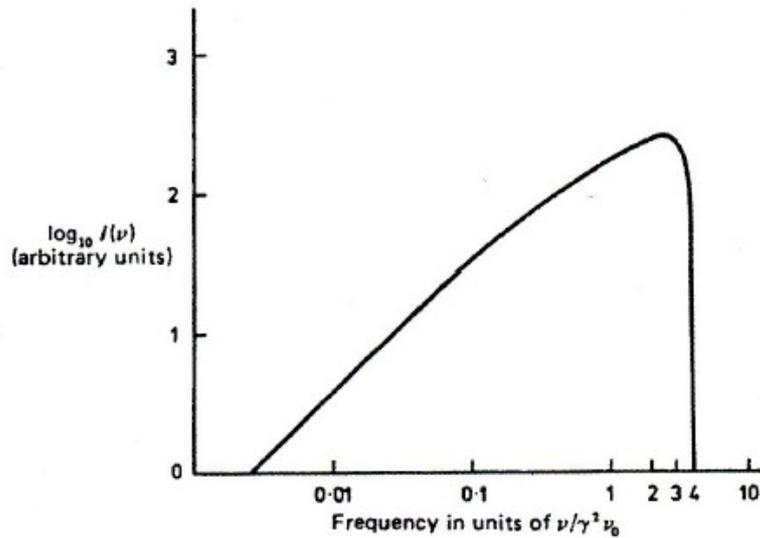


Figura 1.2: Spettro di emissione dello scattering Compton inverso.

Lo scenario nel quale il fotone guadagna la massima energia possibile si verifica in caso di urto frontale con l'elettrone ed in questo caso il guadagno di energia è di $4\gamma^2 h\nu_0$.

A titolo esplicativo riporto esempi di fotoni di varie lunghezze d'onda che subiscono IC con elettroni ultrarelativistici: prendiamo un γ di 1000.

Siccome $\nu \sim \gamma^2 \nu_0$, dopo lo scattering il fotone avrà una frequenza circa 1 milione di volte superiore dell'iniziale; in questo modo i fotoni radio con $\nu=10^9 \text{ Hz}$ producono UV con $\nu=10^{15} \text{ Hz}$, i fotoni nel lontano IR con $\nu=3 \times 10^{12} \text{ Hz}$ producono raggi X con frequenze di $3 \times 10^{18} \text{ Hz}$, fotoni ottici con $\nu=4 \times 10^{14} \text{ Hz}$ diventano raggi γ con $\nu=4 \times 10^{20} \text{ Hz}$.

Perciò si capisce come il processo di Inverse compton sia importantissimo nella fisica delle alte energie.

CAPITOLO 2

APPLICAZIONI ASTROFISICHE DEL COMPTON INVERSO

In questo capitolo conclusivo verranno descritti e spiegati alcuni casi astrofisici interessanti nei quali si inserisce il processo di Inverse Compton svolgendo un ruolo da protagonista. Può capitare che una popolazione di fotoni incontri una regione dove sono presenti elettroni liberi; ci sarà un urto e si avrà una modifica dello spettro iniziale della popolazione fotonica. Questa è la comptonizzazione, che assume un nome particolare quando la popolazione fotonica è quella della CMB (radiazione cosmica di fondo) che incontra un ammasso di galassie, producendo una distorsione nello spettro iniziale (Effetto Sunyaev-Zeldovich).

Infine analizzeremo il fenomeno del Synchrotron self-Compton (SSC); un evento che avviene in sorgenti molto compatte nelle quali i fotoni radio prodotti da elettroni relativistici per Sincrotrone vengono diffusi a loro volta proprio da questi ultimi per IC.

2.1 COMPTONIZZAZIONE

Gli effetti Compton classico e Compton inverso sono due casi particolari di un generale processo di interazione tra fotoni ed elettroni. Nel caso del Compton classico l'energia viene trasferita da fotoni a elettroni, mentre nel caso dell'IC avviene la situazione opposta. Prendiamo ora un caso intermedio, per esempio una distribuzione di fotoni in un plasma di elettroni liberi, dove le particelle interagiscono tra di loro all'equilibrio termico e ad una data temperatura T . Se la distribuzione di fotoni subisce numerose diffusioni Compton, essa risentirà degli effetti delle interazioni sullo spettro e sulla sua energia totale. Ma questo accade solo in particolari condizioni, sotto le quali il processo altera in modo significativo la popolazione di fotoni. Innanzitutto il plasma di elettroni deve essere rarefatto, per evitare che altri processi radiativi (come Bremsstrahlung o Sincrotrone) non iniettino altri fotoni nella popolazione di partenza.

Supponendo sempre la condizione $h\nu \ll m_e c^2$, esaminiamo i casi in cui lo spettro viene modificato sensibilmente.

L'energia persa dai fotoni, per effetto Compton, mediata su tutti gli angoli per interazioni isotrope, è data da:

$$\left\langle \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \right\rangle_{ph} \approx - \left(\frac{h\nu}{m_e c^2} \right)$$

Viceversa il guadagno di energia per i fotoni dovuto al Compton inverso, considerando che gli elettroni abbiano una distribuzione termica delle velocità a temperatura T_e per cui $\frac{3}{2} k T \approx \frac{1}{2} m_e \langle v^2 \rangle$, è:

$$\left\langle \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \right\rangle_e \approx \frac{4kT}{m_e c^2}$$

Sulla base di queste relazioni si può scrivere che l'energia scambiata per ogni collisione è pari a:

$$\left\langle \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \right\rangle \approx \frac{4kT - h\nu}{m_e c^2}$$

$h\nu = 4kT$ è il caso limite per cui non ci sia scambio di energia tra le parti; questo avviene quando i due processi si eguagliano, ovvero quando gli elettroni cedono una quantità di energia ai fotoni pari a quella che i fotoni (per il processo opposto) cedono agli elettroni. Se $4kT \ll h\nu$ prevale il compton diretto e il gas di elettroni si riscalda, se $4kT \gg h\nu$ prevale il compton inverso e il gas si raffredda.

Consideriamo ora il caso più interessante, quello in cui $4kT \gg h\nu$, quello cioè dove gli elettroni sono molto più caldi dei fotoni. L'incremento medio di energia ad ogni collisione sarà:

$$\left\langle \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \right\rangle \approx \frac{4kT}{m_e c^2}$$

Cerchiamo di capire il numero di urti effettuati dai fotoni prima di lasciare la zona di scattering: prendiamo una regione di lunghezza D e una densità degli elettroni ' n_e '; l'opacità sarà data dalla relazione $\tau_e = n_e \sigma_t D$, dove il libero cammino medio è:

$$l_{mfp} = \frac{1}{n_e \sigma_t}$$

Il numero totale di collisioni è:

$$N = \left(\frac{D}{l_{mfp}} \right)^2 = \tau^2 \quad (\text{da considerazioni statistiche vale solo se } \tau \gg 1)$$

L'energia totale guadagnata dai fotoni sarà:

$$\left\langle \frac{\Delta h\nu}{h\nu} \right\rangle_{tot} = \frac{4kT}{m_e c^2} N dt$$

dove N indica il numero di eventi per tempo. L'energia di un fotone in funzione del tempo diventa:

$$h\nu(t) = h\nu_0 e^{\left(\frac{4kT}{m_e c^2} N t \right)} = h\nu_0 e^{4y}$$

Definiamo $y = \frac{kT N}{m_e c^2} = \frac{kT n_e^2 \sigma_t^2 D^2}{m_e c^2}$ e lo chiamiamo parametro y di Compton.

Perché lo spettro subisca una modifica importante serve che $y > \frac{1}{4}$.

Il parametro y è importante perché se $y \ll 1$ significa che la comptonizzazione è debole, cioè la sorgente non è abbastanza otticamente spessa per far sì che ci sia un

numero elevato di urti, perciò non ci sarà un importante scambio di energia tra elettroni e fotoni e di conseguenza lo spettro non sarà modificato in maniera sensibile. Viceversa, quando $y \gg 1$ vuol dire che la comptonizzazione è molto forte, e in questo caso accade che viene trasferita energia alla popolazione fotonica (modificandone di fatto lo spettro) fintanto che essa non raggiunge l'equilibrio termico col gas di elettroni.

L'equilibrio termico viene raggiunto quando vale la condizione $\epsilon_f = h\nu_f = h\nu_0 e^{4y} = 4kT$, da cui si ricava:

$$y = \frac{1}{4} \ln \frac{4kT}{h\nu_0}$$

che in termini di opacità (considerando la relazione $N = \tau_e^2$) è scrivibile anche come

$$\tau_e = \left[\left(\frac{m_e c^2}{4kT} \right) \ln \left(\frac{4kT}{h\nu} \right) \right]^{0.5}$$

Raggiunto l'equilibrio termico, lo spettro modificato dei fotoni deve rispettare la distribuzione di equilibrio detta di Bose Einstein (siccome i fotoni sono bosoni), cioè:

$$u(\nu) d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{(h\nu/kT + \mu)} - 1} d\nu$$

dove μ è il potenziale chimico e indica la differenza nel numero di fotoni per ottenere uno spettro di corpo nero perfetto alla medesima temperatura. Per $\mu=0$ la formula risulta infatti essere la legge di Planck di emissione di un corpo nero. Nel caso dell'IC il numero dei fotoni è costante (poiché stiamo analizzando processi di scattering), quello che varia è l'energia media delle singole particelle; perciò la configurazione finale di equilibrio non sarà un corpo nero perfetto e si avrà un potenziale chimico determinato dal numero e dall'energia dei fotoni.

Per $\mu \gg 1$ il termine “-1” al denominatore si può trascurare e la distribuzione si riduce alla legge di Wien modificata di un fattore $e^{-\mu}$ (gli spettri calcolati a varie μ sono in figura).

Una trattazione più dettagliata e completa di come viene modificato lo spettro in caso di comptonizzazione necessita dell'utilizzo dell'equazione di diffusione di Kompaneets, valida per fotoni diffusi da elettroni non relativistici e descritti da una distribuzione termica:

$$\frac{\partial n}{\partial t_c} = \left(\frac{kT}{mc^2} \right) \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 \left(n + n^2 + \frac{\partial n}{\partial x} \right) \right]$$

dove $t_c \equiv n_e \sigma_t c t$ è il tempo in unità Compton, cioè misurato in unità del tempo medio tra le interazioni, $x = \frac{h\nu}{kT}$ e $n = \frac{u(\nu) c^3}{8\pi h\nu^3}$ è il numero dei fotoni per unità di volume nello spazio delle fasi.

Lo svolgimento di questa equazione è complesso e porta alla determinazione delle sue soluzioni analitiche tramite metodi numerici.

Il fenomeno della comptonizzazione si può verificare per esempio in buchi neri,

nuclei galattici attivi e stelle di neutroni.

Nella figura seguente viene riportato un esempio di spettro di Bremsstrahlung modificato dalla comptonizzazione:

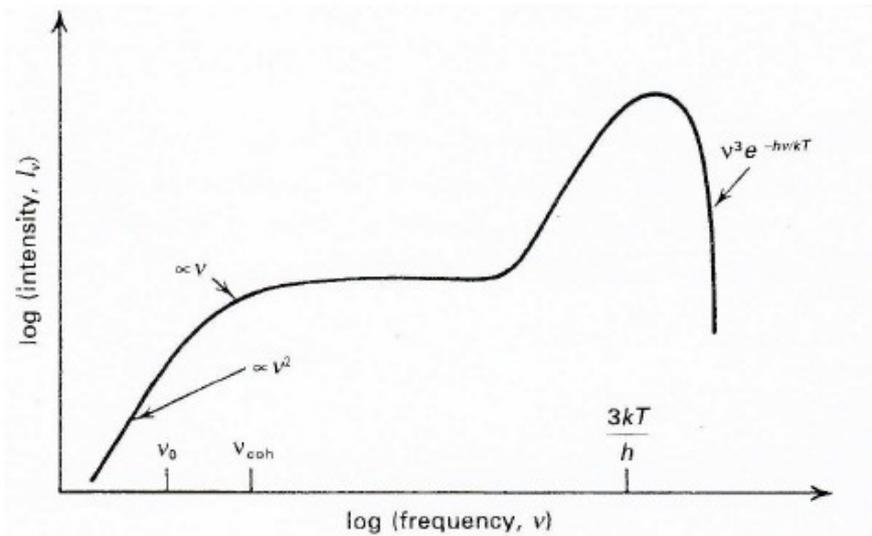


Figura 2.1: Spettro di emissione di Bremsstrahlung modificato dalla comptonizzazione.

2.2 Effetto Sunyaev-Zeldovich (S-Z)

Prima di descrivere in modo corretto l'effetto "Sunyaev-Zeldovich" (nome dovuto ai due astrofisici russi che l'hanno scoperto) bisogna spiegare bene cos'è la CMB (radiazione cosmica di fondo), poiché sono proprio i fotoni della CMB che fanno Compton inverso in questo processo. La CMB è un fondo quasi perfettamente uniforme di fotoni a bassa energia, costituita da radiazione nelle microonde proveniente da tutte le direzioni. Essa è descritta da uno spettro di corpo nero a $T=2.73$ K ed energia media di circa 6.4×10^{-4} eV. Nell'immagine seguente si può notare la distribuzione spaziale della CMB nella nostra galassia:

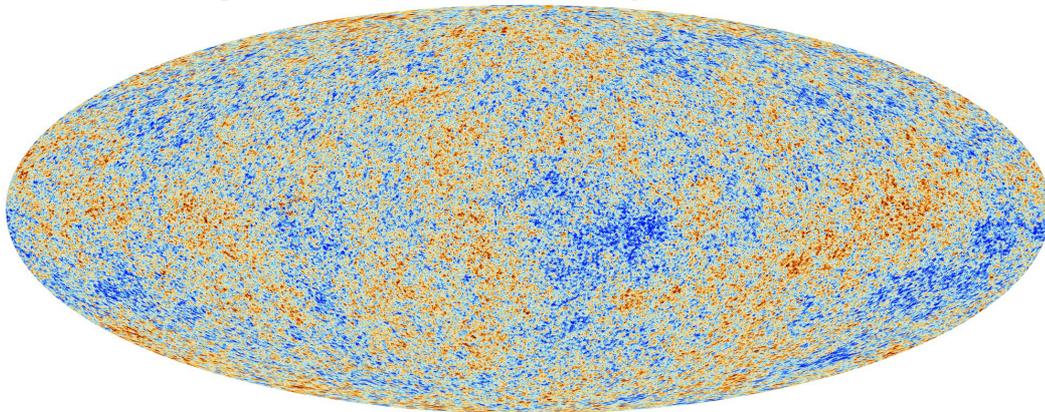


Figura 2.2: Mappa della radiazione cosmica di fondo, ottenuta dal telescopio Planck.

Quando i fotoni della CMB attraversano regioni estese di gas ionizzato caldissimo, come ammassi di galassie, accade che fanno IC con questi elettroni, perciò l'energia dei fotoni crescerà (e di conseguenza crescerà la frequenza) a discapito dell'energia degli elettroni. Questi scambi di energia si rispecchiano nello spettro della CMB, che sarà piccato a frequenze più elevate dato che crescerà la temperatura dei fotoni (per la legge di Wien). Sperimentalmente si analizza quindi lo spettro della CMB attraverso zone di ammassi di galassie e lo si confronta con lo spettro originale della CMB: il risultato è che si nota che a basse frequenze c'è una diminuzione di fotoni, mentre abbiamo fotoni "in eccesso" ad alte frequenze. Questo è esattamente quello che hanno scoperto per la prima volta Sunyaev e Zeldovich (S-Z). Una volta verificata la veridicità del processo, esso è stato utilizzato come "telescopio" per trovare nuovi ammassi di galassie che prima non si conoscevano.

Prendiamo in esame lo spettro di corpo nero: esso si può dividere in due "regimi" differenti: il regime di Rayleigh-Jeans (R-J), a basse frequenze, dove la curva ha un andamento proporzionale a ν^2 ed il regime di Wien, ad alte frequenze, dove

l'andamento sarà proporzionale a $\nu^3 e^{-\frac{h\nu}{kT}}$.

Durante il processo di Compton inverso, essendo un processo di diffusione, il numero totale dei fotoni, come già detto, si deve conservare. Quello che però avviene è una perdita di fotoni nel regime di R-J e un conseguente guadagno di fotoni nel regime di Wien. Nello spettro si vede infatti come l'intensità cali a basse frequenze e cresca ad alte.

Lo spettro complessivo è stato trovato per la prima volta dai due astrofisici russi come soluzione dell'equazione di Kompaneets, ottenuta trascurando i termini riguardanti il raffreddamento dei fotoni, cioè n e n^2 , ed assumendo come soluzione di prova $n = (e^x - 1)^{-1}$. Di seguito verrà riportato il metodo utilizzato da S-Z per ricavare lo spettro nel solo regime di R-J.

Espandendo l'equazione di Kompaneets per piccoli valori di ν , S-Z ottennero la decrescita dell'intensità spettrale come:

$$\frac{\Delta I(\nu)}{I(\nu)} = 2y$$

dove $y = \int \frac{kt}{m_e c^2} \sigma_t n_e dl$ è la profondità ottica Compton.

In questo modo l'energia totale dello spettro è tanto maggiore quanto maggiore è l'energia guadagnata dai fotoni nelle diverse diffusioni.

Se osserviamo la CMB nella direzione di un ammasso di galassie, essa risulta meno intensa, perciò si misura una *temperatura di antenna* minore rispetto alla temperatura che si otterrebbe puntando l'*antenna* in una zona di cielo dove non sono presenti ammassi. Quindi in corrispondenza di questi oggetti l'intensità della CMB risulta minore. Nella figura seguente si può capire quanto detto sopra.

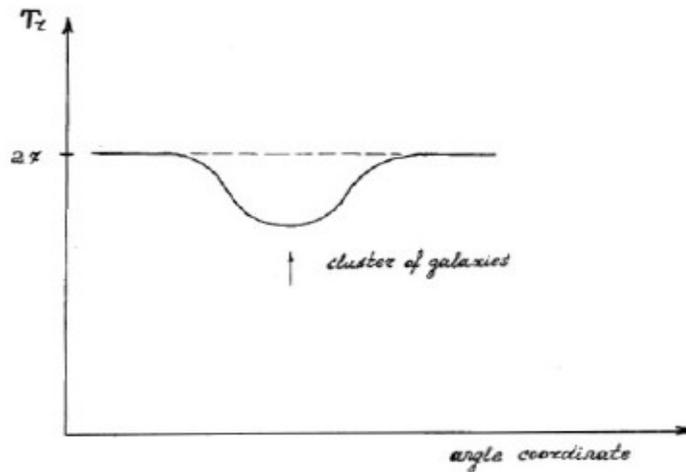


Figura 2.3: Temperatura di antenna in corrispondenza di un ammasso di galassie

La variazione della temperatura di antenna è proporzionale alla variazione di intensità specifica nella regione di Rayleigh-Jeans:

$$\frac{\Delta T_r}{T_r} \approx -2 \frac{kT_e}{m_e c^2} \tau$$

dove $\tau = \sigma_t \int_0^L n_e dl$ è lo spessore ottico del plasma e n_e la densità di elettroni.

L'integrale è calcolato lungo la linea di vista. Inseriamo nelle formule ipotetici dati validi per un ammasso di galassie: $n_e \sim 2500 m^{-3}$, $kT_e \sim 5 KeV$ e dimensioni del *core* dell'ordine di $r = 10^{22}$ m. Lo spessore ottico calcolato per un cammino di integrazione pari a 2-3 volte il raggio del *core* è $\tau \approx 5 \times 10^{-3}$. Questo corrisponde ad un calo della temperatura di circa 0.3 mK rispetto a T_r .

Lo spettro della radiazione diffusa (di cui è riportato un esempio in figura 2.4 confrontato con uno spettro originale) presenta alcune caratteristiche apprezzabili:

- risulta essere *traslato* verso destra, cioè verso frequenze maggiori
- è attenuato in intensità nel regime di R-J ma resta descritto da una legge di potenza
- presenta una *depressione* in corrispondenza del massimo dello spettro iniziale
- nel regime di Wien ha un'intensità maggiore
- l'integrale dello spettro modificato è uguale a quello dello spettro di partenza (per via della conservazione dei fotoni), ma quello diffuso non è lo spettro di un corpo nero a temperatura più elevata (altrimenti all'aumento della temperatura dovrebbe corrispondere un aumento della densità numerica dei fotoni).

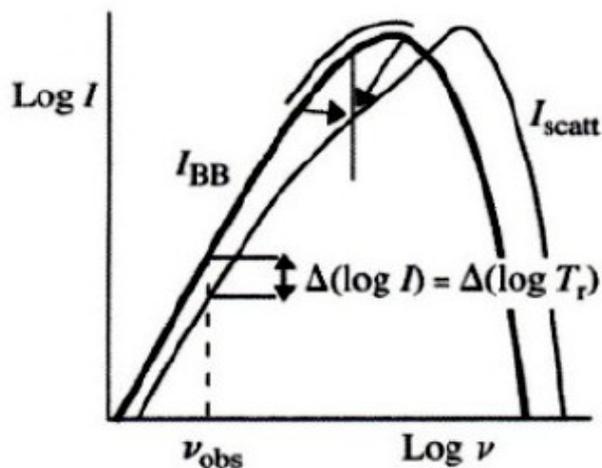


Figura 2.4: Spettro della CMB originale e modificato dall'effetto S-Z

Oltre ad essere importante in ambito astrofisico, l'effetto S-Z è utile anche per scopi cosmologici. Infatti lo spettro ottenuto dall'effetto S-Z è indipendente dal redshift, il quale è legato alla distanza tra l'osservatore e l'oggetto nel quale si verifica il fenomeno, perciò diventa un mezzo importante per calcolare la costante cosmologica H_0 .

La costante di Hubble H_0 lega la velocità di recessione di una galassia (o di un ammasso di esse) alla distanza dall'osservatore d , in questo modo:

$$v = H_0 d$$

Per potere calcolare H_0 servono misure indipendenti di v e di d . La velocità si ottiene utilizzando il redshift, mentre la distanza è misurabile grazie all'effetto S-Z.

Dall'osservazione delle righe spettrali è semplice arrivare alla velocità di recessione, con la formula dell'effetto Doppler:

$$z = \frac{\lambda_{oss} - \lambda_{em}}{\lambda_{em}} = \frac{v}{c}$$

Per quanto riguarda la distanza d , in realtà non è misurabile direttamente, ma si può calcolare L , la dimensione lineare dell'ammasso, che però è legata a d dalla legge geometrica $d = \frac{L}{\theta}$ dove θ è la dimensione angolare dell'oggetto ed è misurabile.

Vediamo come si arriva a L : il metodo si fonda sulla combinazione di emissività X per Bremmstrahlung e delle misurazioni di diminuzione di temperatura della CMB.

L'emissività del plasma per Bremmstrahlung in banda X è pari a:

$$\epsilon(\nu) = A n_e^2 T_e^{1/2} e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}$$

e, per l'effetto S-Z, ci si può ricavare la variazione in temperatura della CMB, che sarà:

$$\frac{\Delta T_r}{T_r} \approx -2 \frac{kT_e}{m_e c^2} \sigma_t n_e L$$

L si trova ricavando T_e dalla formula sopra (l'emissività di può misurare), e inserendola nella formula sotto. Dopodiché come è già stato spiegato, si può trovare la distanza dell'ammasso d .

Da queste considerazioni si arriva alla formula finale:

$$H_0 = \frac{v}{d} = \frac{cz}{d}$$

Questo è attualmente un ottimo metodo nella determinazione di H_0 , poiché il risultato deriva da calcoli diretti e non c'è bisogno di utilizzare degli indicatori di distanza. Di conseguenza ne giova sia la ricerca cosmologica, sia la ricerca astrofisica per quanto riguarda gli ammassi di galassie.

2.3 SYNCHROTRON SELF-COMPTON

Nelle sorgenti estremamente compatte si può verificare un fenomeno particolare, che prende il nome di Synchrotron Self-Compton (SSC): in queste sorgenti abbiamo presenza di campo magnetico e di elettroni relativistici. Queste due condizioni fanno sì che ci sia emissione di Sincrotrone, ma la densità dei fotoni emessi è talmente alta che essi faranno necessariamente scattering Compton inverso con altri elettroni relativistici (della stessa popolazione di quelli che li hanno generati), venendo diffusi a lunghezze d'onda X e γ .

Può capitare addirittura che la maggior parte delle perdite energetiche degli elettroni relativistici siano dovute al SSC, e non all'emissione di Sincrotrone. Questo è un caso limite che avviene in alcuni AGN (nuclei galattici attivi) e fa sì che questi oggetti emettano raggi γ estremamente energetici.

Analizziamo ora più a fondo il processo di SSC, prendendo in considerazione un elettrone all'interno di un plasma in cui è presente un forte campo magnetico tale da consentire una considerevole emissione per Sincrotrone. Esso subirà perdite di energia (che sono rispecchiate da emissione elettromagnetica) sia per Sincrotrone, che per Compton inverso. Quantitativamente i *rate* di perdita energetica saranno:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{IC} = \frac{4}{3} c \sigma_t u_{ph} \beta^2 \gamma^2 \quad \text{e} \quad -\left(\frac{dE}{dt}\right)_{Synch} = \frac{4}{3} c \sigma_t u_{mag} \beta^2 \gamma^2$$

Le due equazioni sono identiche a meno del pedice della u , che indica da una parte la densità dei fotoni e dall'altra quella del campo magnetico H .

Tenendo conto che $u_{mag} = \frac{H^2}{8\pi}$, per un elettrone che perde energia per ambo i processi il *rate* totale sarà dunque:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{Synch-IC} = \frac{4}{3} c \sigma_t \gamma^2 \beta^2 [H^2 + 8\pi u_{ph}]$$

Assumendo $h\nu \ll m_e c^2$ si può ottenere il rapporto tra l'energia persa per Sincrotrone e quella persa per IC. Chiamato η tale valore adimensionale, esso è definito come:

$$\eta = \frac{\left(\frac{dE}{dt}_{IC}\right)}{\left(\frac{dE}{dt}_{Synch}\right)} = \frac{u_{ph}}{u_{mag}}$$

Se $\eta > 1$ le perdite energetiche per Compton inverso sono superiori a quelle per Sincrotrone, il che vuol dire che i fotoni radio (emessi per Sincrotrone) fungono anche da *fotoni seme* per l'IC e in buona parte vengono diffusi a energie più elevate dagli stessi elettroni che li hanno generati. Il fenomeno che prende il nome di *Catastrofe Compton* avviene non appena η supera l'unità. Quando questo accade la radiosorgente diventa una fortissima emettitrice di raggi ad alta ed altissima energia X e γ , poiché gli elettroni del plasma perdono energia molto più velocemente a causa dell'IC diffondendo tanti fotoni verso frequenze elevatissime.

Se la sorgente è abbastanza compatta in modo tale che ci sia anche auto-assorbimento, il parametro η è ricavabile anche in termini di temperatura. Per la precisione:

$$\eta = \frac{L_{IC}}{L_{Synch}} = \left(\frac{T_{Bmax}}{10^{12} K}\right)^5 \left(\frac{\nu_p}{GHz}\right) f(\alpha)$$

dove:

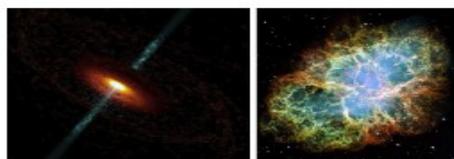
T_{bmax} è la temperatura di brillantezza

ν_p è la frequenza di osservazione (in Ghz)

$f(\alpha)$ è una funzione che dipende da un parametro e vale circa 1

La *temperatura di brillantezza* è la temperatura che dovrebbe avere un corpo nero per emettere, alla frequenza data, una radiazione di intensità pari a quella osservata. Per temperature di brillantezza superiori a 10^{12} K, η diventerebbe maggiore di 1, e gli elettroni perderebbero energia più per IC che non per Sincrotrone. Ma se il meccanismo di raffreddamento più efficiente è l'IC significa che essi perdono energia in un tempo brevissimo e tutta l'energia si perderebbe subito (da qui il nome *catastrofe*); perciò si può dire che 10^{12} K è il limite superiore per la temperatura di brillantezza delle radiosorgenti compatte.

In realtà sono state osservate anche radiosorgenti compatte con $T_b > 10^{12}$ K, in particolar modo degli AGN con T_b pari a 10^{13} - 10^{14} K. Questi eccessi di temperatura sono spiegabili con l'effetto Doppler che si inserisce nel momento in cui il getto di plasma viene emesso dal nucleo galattico attivo in direzione dell'osservatore (effetto faro), generando un'amplificazione della radiazione che di fatto fa sovrastimare T_b . Di seguito una foto di un AGN dove si possono notare i getti di plasma relativistico.



Bibliografia

- [1] G. Rybicki- A. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*, John Wiley & Sons, Inc. (1979)
- [2] M. Vietri, *Astrofisica delle Alte Energie*, Bollati Boringhieri, (2006)
- [3] H. Bradt, *Astrophysics Processes*, Cambridge University Press (2008)
- [4] M. S. Longair , *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press, Third Edition (2011)
- [5] D. Dallacasa, *Appunti personali di Processi di Radiazione e MHD*