

ALMA Mater Studiorum
Università degli Studi di Bologna

SCUOLA DI SCIENZE

Corso di Laurea in Astronomia

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Emissione di Compton inverso e applicazioni
astrofisiche

Elaborato Finale

Candidato:
Giulio Bottazzi

Relatore:
Prof. Daniele Dallacasa



Indice

| | | |
|----------|--|----------|
| 1 | Trattazione fisica del Compton Inverso | 3 |
| 1.1 | Singola interazione | 3 |
| 1.2 | Spettro d'emissione e potenza emessa | 4 |
| 2 | Applicazioni astrofisiche del Compton inverso | 7 |
| 2.1 | Comptonizzazzazione | 7 |
| 2.2 | Synchrotron self-Compton (SSC) | 11 |
| 2.3 | Effetto Sunyaev - Zeldovich | 13 |

Introduzione

Le modalità di interazione tra particelle libere, come elettroni e fotoni, sono molteplici e dipendono dall'energia delle particelle coinvolte nell'interazione. Se l'elettrone è sostanzialmente fermo e il fotone è poco energetico si avrà *diffusione Thomson*, dove il fotone verrà diffuso con la stessa frequenza; quando il fotone risulta essere più energetico, con un'energia comparabile con quella a riposo dell'elettrone, si avrà *diffusione Compton* che, essenzialmente, potrà essere trattata come un urto elastico tra le due particelle. In tal caso l'elettrone verrà posto in movimento, mentre il fotone, cedendo parte della propria energia, si sposterà a lunghezze d'onda maggiori. Entrambi i fenomeni possono essere trattati classicamente facendo uso della sezione d'urto Thomson, tranne nel caso in cui la velocità del centro di massa del sistema fotone-elettrone si muove con velocità prossima a c dove, perciò, si dovrà adoperare una trattazione relativistica per la *diffusione Compton*. La sezione d'urto non sarà più quella Thomson ma quella di Klein-Nishina, che dipenderà dall'inverso dell'energia del fotone, risultando notevolmente inferiore a quella classica e diminuendo l'efficienza ad energie elevate dell'*effetto Compton*. Viceversa, se l'elettrone si trova in movimento con un'energia sufficientemente elevata rispetto al fotone allora si avrà un processo inverso, ossia un trasferimento di energia dall'elettrone al fotone, e da qui deriva per l'appunto il nome di *Compton Inverso* (IC). Questo è il processo radiativo che andremo ad approfondire nelle seguenti pagine e si verifica quando abbiamo elettroni relativistici, producendo così radiazione alle lunghezze d'onda X e γ . Tale fenomeno è assai importante in ambito astrofisico poiché con esso è possibile spiegare diversi fenomeni osservabili: ad esempio considerando una radiosorgente compatta in cui i fotoni radio, emessi per sincrotrone dagli elettroni, vengono diffusi per IC dagli stessi elettroni che li hanno emessi (*Synchrotron-Self Compton*); altrimenti una popolazione di fotoni, attraversando una regione occupata da elettroni liberi, subirà una distorsione dello spettro (*Comptonizzazione*) e, caso particolarmente interessante, è quando questi fotoni non sono altro che quelli della radiazione cosmica di fondo (CMB) che attraversando una regione di gas caldo ionizzato, tipico degli ammassi di galassie, si modifica lo spettro di corpo nero della CMB (effetto *Sunyaev-Zeldovich*). Il processo di IC pertanto non risulta essere un fenomeno indipendente e isolato ma piuttosto un elemento concorrenziale con altri processi in un quadro più ampio in cui, però, gioca un ruolo fondamentale.

Capitolo 1

Trattazione fisica del Compton Inverso

1.1 Singola interazione

Lo scattering di Compton inverso lo si ha quando un fotone urta un elettrone avente energia cinetica sufficientemente alta rispetto a quella del fotone, $\gamma m_e c^2 \gg h\nu$, dove γ è il fattore di Lorentz, $m_e = 9.11 \times 10^{-28}g$ è la massa a riposo dell'elettrone, $c = 2.99 \times 10^{10}cm/s$ è la velocità della luce nel vuoto, $h = 6.626 \times 10^{-27}erg \cdot s$ è la costante di Planck e ν è la frequenza del fotone preso in considerazione. Durante questo processo l'elettrone non viene visto come un punto ma bensì come un dischetto la cui superficie è definita sezione d'urto ed è pari a $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25}cm^2$, e rappresenta l'area geometrica che intercetta la radiazione incidente. Il fatto che l'elettrone sia relativistico pone dei problemi nell'utilizzare la sezione d'urto poiché essa non è sempre costante ma può variare a seconda dell'energia dell'elettrone. Bisogna tener conto di correzioni relativistiche che necessitano l'utilizzo della sezione d'urto di Klein-Nishina invece di quella Thomson che è utilizzabile solo in caso classico. Facciamo notare che, comunque, per basse energie, la sezione di Klein-Nishina si riconduce a quella Thomson, mentre ad elevate energie diminuisce sensibilmente di valore rendendo il processo meno efficiente. Tale problema è risolvibile ponendosi nel sistema di riferimento dell'elettrone, dove questo viene considerato in quiete, in modo tale da poter utilizzare la sezione d'urto classica. Il processo si può facilmente intuire considerando i sistemi S' dell'elettrone e S del laboratorio (ovvero un osservatore esterno) riportati in figura 1.1.

Nel sistema di riferimento dell'osservatore il fotone incide sull'elettrone con un angolo θ e viene diffuso con un angolo θ_f ; in S' considereremo l'elettrone fermo con $m_e c^2 \gg h\nu'$ in modo tale da poter trascurare le correzioni relativistiche ed usare la sezione d'urto Thomson mentre θ' e θ'' sono rispettivamente gli angoli di incidenza e diffusione del fotone che, a causa dell'aberrazione della luce, saranno differenti da quelli misurati nel sistema S . La frequenza incidente ν' nel sistema S' è legata alla frequenza ν osservata

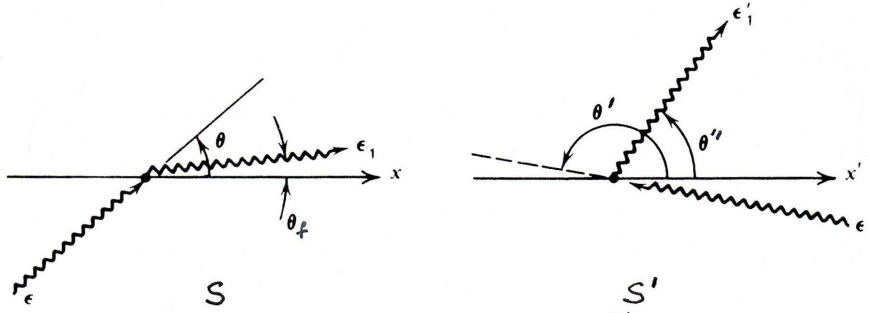


Figura 1.1: Geometria dell'effetto Compton inverso nel sistema di riferimento dell'osservatore (a sinistra) e dell'elettrone (a destra).

nel sistema S tramite la formula dell'effetto doppler relativistico:

$$\nu' = \nu\gamma(1 - \beta \cos \theta) \quad (1.1)$$

dove $\beta = \frac{v}{c}$ è il rapporto tra la velocità dell'elettrone e quella della luce. Per l'ipotesi fatta avremo che il fotone verrà re-irradiato per diffusione Thomson con la stessa frequenza e dunque $\nu'' = \nu'$. Ma, nuovamente per l'effetto doppler relativistico, l'osservatore posto nel sistema S osserverà invece una frequenza:

$$\nu'' = \nu'\gamma(1 + \beta \cos \theta'') = \nu\gamma^2(1 - \beta \cos \theta)(1 + \beta \cos \theta'') \quad (1.2)$$

Per orientazioni del tutto isotrope di fotoni ed elettroni gli angoli θ e θ'' sono uguali a $\frac{\pi}{2}$ e i termini tra parentesi sono così dell'ordine dell'unità, per cui si può concludere che la frequenza, e quindi l'energia, del fotone dopo l'interazione è maggiore di un fattore γ^2 volte rispetto a quella iniziale. Il Compton inverso pertanto converte fotoni di bassa energia in fotoni estremamente energetici essendo che gli elettroni coinvolti nel processo sono relativistici, ovvero con dei $\gamma \simeq 10^3 \div 10^4$. Il guadagno massimo in energia lo si ha per angoli $\theta = \pi$ e $\theta'' = 0$, che rappresentano un urto frontale tra elettrone e fotone mentre, al contrario, il minimo guadagno lo si ha per $\theta = 0$ e $\theta'' = \pi$. Questo guadagno andrà a discapito dell'energia totale degli elettroni che la cederanno ai fotoni. Non a caso, quando abbiamo elettroni relativistici ad elevate energie, il Compton inverso, come vedremo nelle pagine seguenti, risulta essere uno dei processi di emissione di radiazione elettromagnetica più energetici in assoluto.

1.2 Spettro d'emissione e potenza emessa

Supponiamo ora di considerare una distribuzione isotropa di fotoni nel sistema dell'osservatore con densità n_{ph} ed energia media ε_{ph} . La densità di energia del campo

di radiazione è pertanto pari a $u_{ph} = n_{ph}\varepsilon_{ph}$. Nel sistema S' tale densità risulta aumentata di un fattore $[\gamma(1 - \beta \cos \theta)]^2$ rispetto a quella misurata dall'osservatore nel sistema S . Un fattore $[\gamma(1 - \beta \cos \theta)]$ derivata dall'effetto Doppler, che aumenta l'energia dei singoli fotoni, mentre l'altro fattore deriva dalla contrazione relativistica delle lunghezze, tale per cui il volume nella direzione del moto si contrae, aumentando in S' il numero di fotoni per unità di volume. Mediando poi su tutti gli angoli si ottiene una densità di energia:

$$u'_{ph} = u_{ph}\gamma^2(1 + \frac{1}{3}\beta^2) \quad (1.3)$$

Per ipotesi in S' abbiamo diffusione Thomson e la luminosità del Compton inverso, che è un invariante, si può calcolare nel sistema di riferimento dell'elettrone, ed è pari a:

$$L_{I.C.} = c\sigma_T\gamma^2 u_{ph}(1 + \frac{1}{3}\beta^2) \quad (1.4)$$

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

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{I.C.} = \frac{4}{3}c\sigma_T\gamma^2\beta^2 u_{ph} \quad (1.5)$$

Si può osservare la perfetta somiglianza tra l'equazione (1.5) e l'espressione che da la potenza emessa per sincrotrone:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_S = \frac{4}{3}c\sigma_T\gamma^2\beta^2 u_{mag} \quad (1.6)$$

dove $u_{mag} = H^2/8\pi$ è la densità di energia del campo magnetico. In una sorgente dove i due processi risultano essere concorrenziali gli elettroni perderanno energia sia per Compton inverso sia per sincrotrone e i loro contributi si sommeranno. Non entriamo per ora nel dettaglio di questa somiglianza poiché tale argomento verrà affrontato in dettaglio nel capitolo 2.2. Ci limitiamo a dire per ora che nel caso di una sorgente compatta il processo di Compton inverso risulta essere il processo più efficiente ad elevate energie e dunque il più importante canale di perdita di energia per elettroni relativistici.

Per quanto concerne l'emissività specifica J_{IC} si ottiene moltiplicando l'espressione (1.6) per n_e , cioè per la densità numerica degli elettroni relativistici. Per quanto riguarda invece lo spettro dell'energia diffusa non ne riportiamo il calcolo complesso e laborioso ma ci limitiamo a dire che a basse frequenze $I(\nu) \propto \nu$, con un cut-off in corrispondenza dell'energia massima acquisibile. Lo spettro è riportato di seguito, in figura 1.2, in cui si è assunto un campo di radiazione incidente isotropo monocromatico con frequenza ν_0 . L'energia massima che il fotone può guadagnare corrisponde ad una situazione in cui si verifica un urto frontale, in cui la particella dopo l'interazione

ripercorre la sua traiettoria iniziale. La massima energia guadagnabile è pari a $4\gamma^2 h\nu_0$ corrispondente, come si può evincere dal grafico, ad una frequenza massima di cut-off pari a $4\gamma^2\nu_0$.

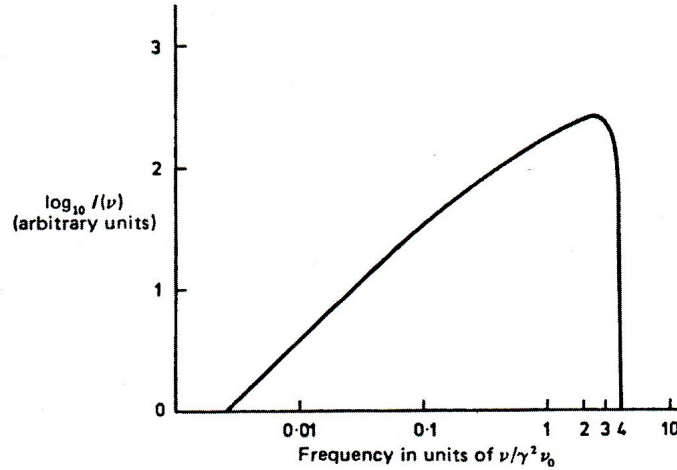


Figura 1.2: Spettro d'emissione dello scattering Compton inverso.

Riportiamo un paio di esempi significativi per elettroni relativistici ($\gamma > 10^3$).

- fotoni stellari ($T \sim 10^4 K$):

$$\varepsilon_{ph} \approx kT \approx 1 \text{ eV}$$

$$\varepsilon_{I.C.} \approx \gamma^2 \varepsilon_{ph} > 10^6 \text{ eV (raggi } \gamma)$$

- fotoni della radiazione cosmica di fondo ($T \sim 3K$):

$$\varepsilon_{ph} \approx kT \approx 10^{-3} \text{ eV}$$

$$\varepsilon_{I.C.} \approx \gamma^2 \varepsilon_{ph} > 10^3 \text{ eV (raggi } X)$$

Dato che l'energia a riposo dell'elettrone è $\sim 0.5 \text{ MeV}$ l'ipotesi fatta che nel sistema di riferimento dell'elettrone l'energia del fotone sia $\gamma\varepsilon_{ph} \ll m_e c^2$ è verificata in entrambi i casi appena citati, pertanto l'approssimazione che nel sistema S' vi sia diffusione Thomson è valida.

Capitolo 2

Applicazioni astrofisiche del Compton inverso

Le implicazioni astrofisiche dello scattering di Compton inverso sono molteplici. Noi nelle seguenti pagine analizzeremo in particolare quando lo spettro di emissione viene modificato da questo tipo di scattering, e parleremo pertanto di *Comptonizzazione* e dell'effetto *Sunyaev - Zeldovich* o, come già anticipato in parte, quando i fotoni prodotti dagli elettroni per emissione di sincrotrone vengono diffusi dagli stessi elettroni per Compton inverso, nel qual caso tratteremo il fenomeno del *Synchrotron-self Compton* (SSC) tipico di sorgenti molto compatte.

2.1 Comptonizzazione

L'effetto Compton classico e Compton inverso sono due casi limite del più generale processo di interazione fra fotoni ed elettroni. Nel primo caso si ha trasferimento di energia da fotoni ad elettroni, mentre nel secondo caso accade l'opposto. Considerando ora un caso intermedio, cioè il caso di una distribuzione di fotoni in un plasma di elettroni (non relativistici) liberi, in cui gli uni interagiscono con gli altri all'equilibrio termico e ad una data temperatura T . Se la distribuzione di fotoni è soggetta a numerose diffusioni Compton essa risentirà di una variazione sull'energia totale e sullo spettro e, se tale evoluzione è determinata dalla sola diffusione, si parla di *Comptonizzazione*. Affinché ciò accada bisogna che il plasma di elettroni sia rarefatto, cosicché non agiscano altri processi quali l'emissione di Bremsstrahlung o campi magnetici che contribuiscono alle perdite di energia tramite radiazione di sincrotrone. Andiamo quindi a esaminare quali sono i casi in cui lo spettro viene modificato significativamente e per la trattazione a venire si assumerà sempre che $h\nu \ll m_e c^2$.

L'energia persa dai fotoni, tramite effetto Compton, mediata su tutti gli angoli per

interazioni isotrope, è:

$$\left\langle \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \right\rangle_{ph} \approx -\frac{h\nu}{m_e c^2} \quad (2.1)$$

L'energia persa dagli elettroni per Compton inverso assumendo che $\frac{3}{2}kT \approx \frac{1}{2}m_e\langle v^2 \rangle$ è invece:

$$\left\langle \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \right\rangle_e \approx \frac{4kT}{m_e c^2} \quad (2.2)$$

L'energia scambiata per ogni collisione è pertanto pari a:

$$\left\langle \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \right\rangle \approx \frac{4kT}{m_e c^2} - \frac{h\nu}{m_e c^2} \quad (2.3)$$

Se $h\nu = m_e c^2$ i termini si annullano e i due processi si eguagliano, ovvero tanta energia perdono i fotoni in favore degli elettroni tanta ne perdono questi ultimi in favore dei primi. Il caso che a noi interessa è quello in cui $4kT \gg h\nu$, ossia quando abbiamo che gli elettroni sono molto più caldi dei fotoni, approssimando così l'espressione (2.3) che diventa:

$$\left\langle \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \right\rangle \approx \frac{4kT}{m_e c^2} \quad (2.4)$$

Assumiamo a questo punto n_e come densità elettronica, l la dimensione della regione in cui i fotoni vengono prodotti e $\tau_e = n_e \sigma_T l$ è lo spessore ottico per diffusione Thomson. Il fotone prima di uscire dalla regione di produzione, eseguirà un random walk dove effettuerà un numero di collisioni $N = (l/\lambda) = \tau_e^2$, dove abbiamo indicato con $\lambda = (n_e \sigma_T)^{-1}$ il libero cammino medio dei fotoni. In realtà, da considerazioni statistiche, ne deriva che quanto appena detto è vero se e solo se $\tau_e \gg 1$; per $\tau_e \ll 1$ invece il numero di urti N è uguale a τ_e . Nel regime non relativistico, è possibile definire un parametro Compton, come

$$y = \frac{4kT}{m_e c^2} \max(\tau_e, \tau_e^2). \quad (2.5)$$

Questo parametro descrive l'effetto cumulativo di tanti effetti di diffusione sull'energia del fotone. Essa cambierà con il numero di urti N :

$$\frac{d\varepsilon}{dN} = \varepsilon \frac{4kT}{m_e c^2} \quad (2.6)$$

la cui soluzione è:

$$\varepsilon_f = \varepsilon_0 e^{\frac{4kTN}{m_e c^2}} = \varepsilon_0 e^y \quad (2.7)$$

dove ε_0 e ε_f sono rispettivamente l'energia iniziale e finale del fotone. A questo punto si può intuire facilmente l'importanza del parametro di comptonizzazione: se $y \ll 1$ la sorgente non è abbastanza otticamente spessa per permettere un elevato numero di urti

e perciò si avrà una scarsa quantità di energia scambiata tra elettroni e fotoni e lo spettro non cambierà in maniera apprezzabile. Perché lo spettro risulti significativamente modificato bisognerà avere $\varepsilon_f \gtrsim \varepsilon_0$, che è equivalente a dire che $y \gtrsim 1$. Il processo si stabilizzerà una volta raggiunto l'equilibrio termico, ovvero quando $\varepsilon_f = h\nu_f = 4kT$ che rappresenta l'energia di saturazione, cioè quando elettroni e fotoni hanno energia comparabile. La condizione necessaria affinché si verifichi ciò è:

$$y = \ln \left(\frac{4kT}{h\nu} \right) \quad (2.8)$$

In termini di opacità, cioè in termini di spessore ottico che i fotoni devono attraversare, considerando $\tau_e \gg 1$ e assumendo un numero di urti $N = \tau_e^2$ si ha:

$$\tau_e = \left[\left(\frac{m_e c^2}{4kT} \right) \ln \left(\frac{4kT}{h\nu} \right) \right]^{0.5} \quad (2.9)$$

Se tale condizione è soddisfatta all'equilibrio termico allora lo spettro che assumerà la distribuzione è noto, ovvero quella di Bose-Einstein, in quanto i fotoni avendo spin intero non sono altro che bosoni.

$$u(\nu)d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{(h\nu/kT)+\mu} - 1} d\nu \quad (2.10)$$

Dove μ è il *potenziale chimico* ed indica la differenza del numero di fotoni per ottenere uno spettro di corpo nero alla stessa temperatura. Per $\mu = 0$ si ottiene nient'altro che la legge di Planck rappresentante l'emissione elettromagnetica di un corpo nero. Nel caso del Compton inverso il numero di fotoni non varia poichè stiamo considerando solo processi di diffusione ma ciò che cambia è l'energia media delle particelle, che comporta una configurazione finale differente da quella di corpo nero e con un potenziale chimico che dipenderà sia dal numero che dall'energia dei fotoni. Per valori di $\mu \gg 1$ il fattore -1 a denominatore può essere trascurato e la nostra distribuzione si riduce alla legge di Wien, modificata di un fattore $e^{-\mu}$. I diversi andamenti possibili dello spettro sono riportanti in figura 2.1.

Una trattazione più dettagliata e completa dell'evoluzione dello spettro in caso di comptonizzazione implica l'utilizzo dell'equazione di diffusione di Kompaneets, che non verrà derivata qui (si veda Rybicki e Lightman 1979), valida per fotoni diffusi da elettroni non relativistici e descritti da una distribuzione termica:

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 \left(n + n^2 + \frac{\partial n}{\partial x} \right) \right] \quad (2.11)$$

dove $x = \frac{h\nu}{kT}$ e $n = \frac{u(\nu)c^3}{8\pi h\nu^3}$ è il numero di fotoni per unità di volume nello spazio delle fasi. Il complesso svolgimento di questa equazione porta, generalmente, la determinazione delle sue soluzioni analitiche mediante metodi numerici. In figura 2.2 si riporta come esempio uno spettro di Bremsstrahlung modificato dalla comptonizzazione.

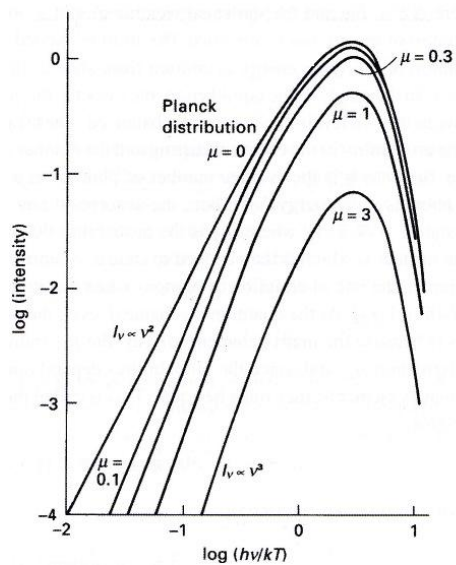


Figura 2.1: Spettro della distribuzione al variabile del potenziale chimico.

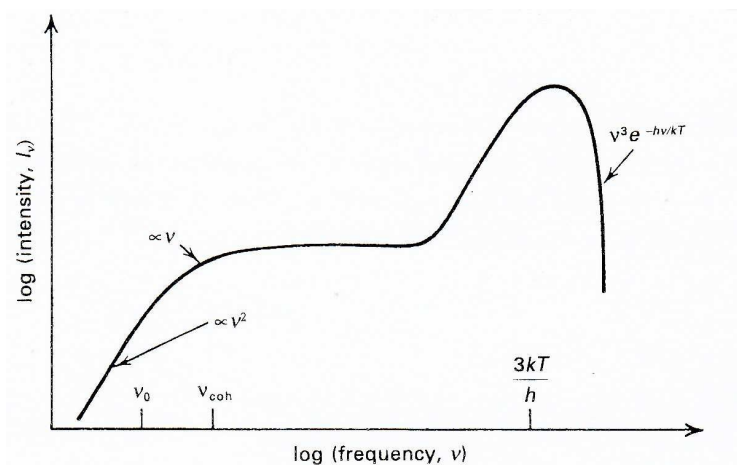


Figura 2.2: Spettro di emissione di Bremsstrahlung modificato dalla comptonizzazione. A frequenze alte è evidente il picco di Wien.

2.2 Synchrotron self-Compton (SSC)

Il processo noto come *Synchrotron Self-Compton* si verifica talvolta quando le sorgenti sono estremamente compatte, dove elettroni relativistici e alte densità di fotoni occupano lo stesso volume in presenza di un campo magnetico, tali da avere un'alta probabilità che i fotoni prodotti da sincrotrone siano coinvolti nel processo di Compton inverso dagli stessi elettroni che li hanno prodotti. Siccome gli elettroni, interagendo con il campo magnetico, emettono radiazione per sincrotrone (processo che non verrà trattato in queste pagine), se la densità dei fotoni emessi è sufficientemente elevata, questi ultimi effettueranno scattering per Compton inverso producendo radiazione tipica nella banda X o γ . Un caso di particolare interesse è quando la maggior parte delle perdite energetiche degli elettroni è dovuta all'effetto di Compton inverso piuttosto che per sincrotrone. Questo è un caso di notevole importanza in ambito astrofisico poichè si ritiene sia il motivo per cui vengono osservati raggi γ ultra energetici nei nuclei galattici attivi (AGN). Ma ora andiamo a trattare in dettaglio il processo.

Un elettrone immerso in un plasma permeato da un campo magnetico è soggetto a perdite energetiche sia per sincrotrone che per Compton inverso, e il rate di perdita energetica per entrambi i processi è:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{IC} = \frac{4}{3}c\sigma_T u_{ph}\beta^2\gamma^2; \quad -\left(\frac{dE}{dt}\right)_S = \frac{4}{3}c\sigma_T u_{mag}\beta^2\gamma^2 \quad (2.12)$$

come si può notare le due espressioni sono uguali eccetto per il termine della densità di energia. Il tasso di energia persa da un elettrone che emette radiazione per entrambi i processi è uguale a :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{S+IC} = \frac{4}{3}c\sigma_T\gamma^2\beta^2[H^2 + 8\pi u_{ph}] \quad (2.13)$$

Se ipotizziamo che $h\nu \ll m_e c^2$ e facciamo il rapporto delle due quantità espresse nella (2.11) otteniamo, indipendentemente dall'energia dell'elettrone:

$$\eta = \frac{\left(\frac{dE}{dt}\right)_{IC}}{\left(\frac{dE}{dt}\right)_S} = \frac{u_{ph}}{u_{mag}}. \quad (2.14)$$

Dove η rappresenta rapporto tra le perdite di energia per Compton inverso e per sincrotrone di un elettrone ultra-relativistico in presenza di un campo magnetico e un campo radiativo. Se tale rapporto risulta maggiore di 1 allora le perdite energetiche per IC dominano quelle per sincrotrone; gli elettroni perderanno maggiormente la loro energia interagendo con i fotoni che loro stessi hanno emesso, energizzandoli e spostandoli a frequenze più elevate. Ciò significa che non appena $\eta > 1$, gli elettroni perdono la propria energia per scattering di Compton inverso, più rapidamente rispetto a qualsiasi

altro processo, rendendo la nostra sorgente estremamente luminosa nelle bande X e γ . Se consideriamo una sorgente compatta di radiazione di sincrotrone, tale che lo spettro sia autoassorbito, si può ricavare il parametro η anche in termini di temperatura, ovvero:

$$\eta = \left(\frac{T_B}{10^{12}K} \right)^5 \nu_9 \quad (2.15)$$

dove T_B rappresenta la temperatura di brillantezza del nostro corpo, ed è la temperatura equivalente di un corpo nero che emette, ad una data frequenza, un flusso di radiazione pari a quello osservato, mentre ν_9 è la frequenza espressa in GHz alla quale viene misurata la temperatura di brillantezza. Si vede che per $T_B \geq 10^{12}K$ la luminosità Compton domina su quella di sincrotrone ossia, come già detto precedentemente, gli elettroni perdono energia più per effetto Compton inverso che per emissione di sincrotrone. Il valore $10^{12}K$ rappresenta pertanto un limite massimo alla temperatura di brillantezza di una sorgente di sincrotrone: per temperature maggiori lo scattering Compton inverso domina completamente i processi radiativi. Tale fenomeno viene definito *Catastrofe Compton*.

Inoltre tutto ciò implica che il tempo di vita medio degli elettroni diminuisce notevolmente, ossia si ha:

$$t^* \approx \frac{3 \times 10^8}{(H^2/8\pi + u_{ph})[eV \text{ cm}^{-3}]} \times \frac{1}{\varepsilon[GeV]} \text{ anni.} \quad (2.16)$$

Uno dei casi più significativi è dato dall'interazione con la radiazione cosmica di fondo (CMB) la cui densità di energia è pari a $u_{ph} \simeq 0.25 \text{ eV/cm}^3$, poiché anche nell'ipotesi che $H = 0$ gli elettroni relativistici subiranno perdite per via dell'interazione con essa e il loro tempo di vita medio sarà sempre finito.

$$t^* \approx \frac{10^9}{\varepsilon[GeV]} \text{ anni} \quad (2.17)$$

Assumendo $\gamma = 10^4$ corrispondente a una energia $\varepsilon \simeq 5 \text{ GeV}$ si ottiene un tempo di vita medio per gli elettroni pari a $t^* \simeq 2 \times 10^8$ anni, ossia un tempo dell'ordine di qualche centinaia di milioni di anni. Questo spiega perché al giorno d'oggi non si osservano radiosorgenti di età comparabile a quella dell'universo.

Ultima, ma non meno importante, considerazione a cui si vuole porre attenzione è quella riguardante la stima del campo magnetico di una radiosorgente osservata. Difatti conoscendo il rapporto (η) tra la luminosità radio di Compton inverso ($[\frac{dE}{dt}]_{IC}$) e quella di sincrotrone ($[\frac{dE}{dt}]_S$) della nostra radiosorgente, è possibile ricavare dalla relazione (2.13) una stima del campo magnetico, a patto però di conoscere u_{ph} .

2.3 Effetto Sunyaev - Zeldovich

Un altro processo importantissimo in ambito astrofisico, dove anche qui lo scattering di Compton inverso gioca un ruolo chiave, è quello che coinvolge direttamente elettroni relativistici presenti nel gas ionizzato degli ammassi galattici con i fotoni della radiazione cosmica di fondo (CMB). Essa altro non è che un fondo cosmico di microonde, uniforme in qualsiasi direzione lo si osservi, a meno di piccolissime anisotropie spaziali di temperatura, e residuo termico della singolarità iniziale del Big Bang. In prima approssimazione essa è descritta da uno spettro di corpo nero a $T_r = 2,73K$ ed energia media pari a 6.4×10^{-6} eV. Quando fotoni della CMB attraversano regioni estese di gas ionizzato molto caldo, come può essere nel caso di ammassi o superammassi di galassie, con temperature elettroniche $T_e \gg T_r$, allora i fotoni saranno soggetti a diffusione di Compton inverso, incrementando la loro energia a discapito di quella degli elettroni. Questo si rispecchierà sullo spettro di corpo nero della CMB che verrà pertanto modificato; il picco della distribuzione si sposterà a frequenze maggiori o, equivalentemente, a lunghezza d'onda minori. Osservando quindi lo spettro della CMB attraverso un ammasso galattico, confrontandolo con lo spettro inalterato della stessa, si potrà notare una diminuzione di fotoni a basse frequenze mentre, a frequenze elevate, un eccesso di fotoni, a rappresentare quanto appena detto, ossia un guadagno energetico da parte dei fotoni che interagiscono con un plasma ionizzato caldo. Questo fenomeno che comporta tale distorsione dello spettro è noto come *effetto Sunyaev-Zeldovich* o abbreviato anche con *S-Z*. Esistono tre differenti tipologie di *S-Z*: termico che è quello appena spiegato e che sarà l'unico che affronteremo nelle pagine seguenti, cinematico dovuto al moto dell'ammasso di galassie rispetto alla CMB e infine quello di polarizzazione che è stato solo ipotizzato ma mai osservato fino ad ora.

Considerando quindi lo spettro di corpo nero, che è una planckiana, si potranno distinguere due regimi differenti: a basse frequenze, assumendo il potenziale chimico $\mu = 0$, si ha un andamento proporzionale a ν^2 (regime di Rayleigh-Jeans), mentre a frequenze più alte $h\nu_p/kT \gg 1$ e avremo un andamento proporzionale a $\nu^3 e^{-(h\nu_p/kT)}$ (regime di Wien). Pertanto presi in considerazione dei fotoni della radiazione cosmica di fondo che attraversano un ammasso di galassie ed, essendo che l'effetto IC conserva il numero di fotoni, abbiamo che il numero totale di fotoni che arrivano all'osservatore non cambia, poiché alcuni potrebbe essere diffusi lontano dalla linea di vista, ma altri, provenienti da diverse direzioni, potrebbero essere deviati lungo la linea di vista. L'effetto *S-Z* implica una diminuzione di intensità nel regime di Rayleigh-jeans a discapito di un aumento nel regime di Wien motivo per cui, quando fu osservato per le prime volte, venne definito anche *microwave diminution* proprio perché osservando a frequenze basse, nelle microonde ad esempio, si noterà una calo della temperatura rispetto allo spettro non modificato della CMB. Lo spettro complessivo venne ottenuto per la prima volta da Sunyaev e Zeldovich, a cui si deve il nome di questo fenomeno, come soluzione dell'equazione di Kompaneets in cui vennero eliminati i termini riguardanti il raffreddamento.

damento dei fotoni (n e n^2). Assumendo come soluzione di prova $n = (e^x - 1)^{-1}$, posto $x = h\nu_p/kT$, per piccoli valori di frequenza (ossia nel regime di Rayleigh-Jeans) Sunyaev e Zeldovich ottennero la decrescita dell'intensità dello spettro come:

$$\frac{\Delta I(\nu)}{I(\nu)} = -2y \quad (2.18)$$

dove $y = \int \frac{kT_e}{m_e c^2} \sigma_T n_e dl$ è la profondità ottica Compton. In tal modo l'energia totale dello spettro aumenta tanto più è l'energia guadagnata dai fotoni tramite le varie diffusioni. Se perciò si osservasse la CMB in direzione di un ammasso di galassie essa risulterebbe attenuata in intensità o, equivalentemente, si misurerebbe una temperatura di antenna minore rispetto a quella che si otterrebbe se si puntasse l'antenna in una porzione di cielo privo di ammassi. L'effetto netto è quello di diminuire l'intensità della radiazione cosmica di fondo in corrispondenza di questi oggetti. Per rendere chiaro quanto appena detto riportiamo un esempio esemplificativo in figura 2.3.

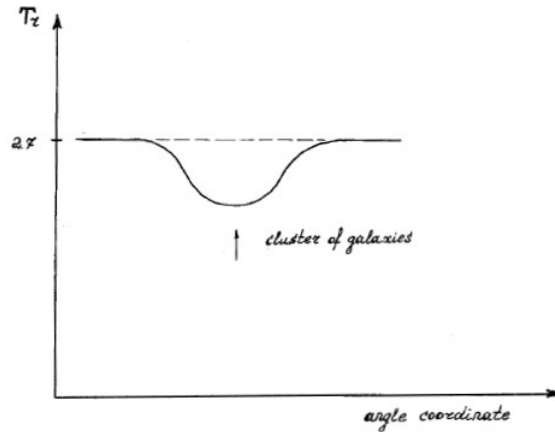


Figura 2.3: Temperatura di antenna in corrispondenza di un ammasso di galassie

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

$$\frac{\Delta T_r}{T_r} \approx -2 \frac{kT_e}{m_e c^2} \tau \quad (2.19)$$

posto $\tau = \sigma_T \int_0^L n_e dl$ è lo spessore ottico del plasma, n_e la densità di elettroni e l'integrale è calcolato lungo la linea di vista. Per un ammasso di galassie si ha tipicamente $n_e \sim 2500 \text{ m}^{-3}$, $kT_e \sim 5 \text{ KeV}$ e dimensioni del core dell'ordine $r = 10^{22} \text{ m}$. Per un cammino di integrazione pari a 2 o 3 volte r si ottiene un valore di $\tau \approx 0.005$, corrispondente ad una diminuzione di temperatura pari a -0.3 mK rispetto a T_r .

Lo spettro diffuso infine risulterà essere traslato, nella sua interezza, verso destra (cioè verso frequenze maggiori) e, nel limite di Rayleigh-Jeans a frequenze più basse, esso sarà attenuato in intensità ma resterà descritto da una legge di potenza; in corrispondenza del massimo dello spettro originale il nostro spettro diffuso presenterà invece una piccola depressione, mentre nella regione di Wien, ossia a frequenze più alte, l'intensità della CMB risulterà essere maggiore rispetto all'inizio. Per maggior chiarezza si veda la figura 2.4 che riporta entrambi gli spettri della CMB prima e dopo l'interazione con il plasma ionizzato di un ammasso (ricordando sempre che prima lo spettro è quello di un corpo nero).

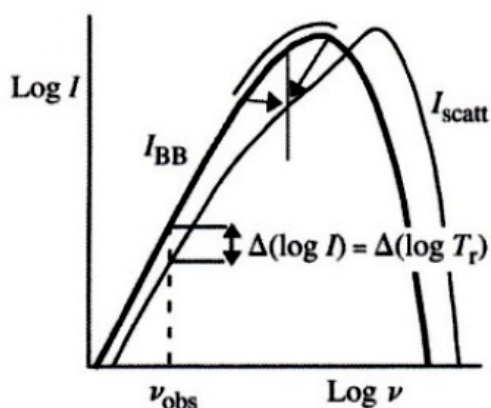


Figura 2.4: Spettro della CMB modificato dall'effetto Sunyaev-Zeldovich

Si noti che lo spettro modificato per l'effetto S-Z non corrisponde allo spettro di un corpo nero a temperatura più alta. La densità dei fotoni e del flusso energetico dovrebbero aumentare con la temperatura, cosa che non viene osservata ed, infatti, il numero di fotoni rilevati in un certo tempo sull'intero spettro si conserva; la forma e la larghezza dello spettro diffuso non sono poi quelle tipiche di un corpo nero.

Recentemente l'effetto Sunyaev-Zeldovich ha ricoperto un ruolo sempre più importante anche nell'ambito cosmologico. Questo perché lo spettro così ottenuto è indipendente dal redshift, inteso come distanza tra l'osservatore e l'oggetto nel quale si verifica questo fenomeno, rendendolo quindi un importante mezzo per il calcolo della costante cosmologica H_0 . Dalla legge di Hubble sappiamo che la velocità di recessione di una galassia (o di un gruppo di galassie) è legata alla distanza che la separa dall'osservatore dalla costante cosmologica, $v = H_0 d$. Questa brillante formula pone però dei problemi, ovvero si devono avere delle misure indipendenti per v e d per trovare il valore esatto di H_0 ; la velocità di recessione è possibile calcolarla con il redshift spettrale e adoperando una scala di distanza si può trovare il valore della distanza. Questo procedimento intro-

duce errori sostanziali e l'esatto valore della costante H_0 è stata, fin dalla sua scoperta nel 1929 da parte di Hubble, oggetto di controversie e dibattiti e, solo negli ultimi anni, il suo valore è stato stimato intorno ai $72 \pm 3 (Km/s)Mpc$. L'osservazione dell'effetto S-Z, unito ad osservazioni in banda X, di ammassi di galassie molto distanti suggerisce un'altra via per il calcolo di H_0 . Difatti l'emissione per Bremsstrahlung in banda X del nostro plasma è pari a:

$$\varepsilon(\nu) = A T_e^{-1/2} n_e^2 e^{-h\nu/k_b T_e} \quad (2.20)$$

e, per l'effetto S-Z, è possibile ricavarsi la variazione in temperatura della radiazione cosmica di fondo:

$$\frac{\Delta T_r}{T_r} \approx -2 \frac{k T_e}{m_e c^2} \sigma_T n_e L \quad (2.21)$$

dove L è la dimensione dell'ammasso. L'emissività $\varepsilon(\nu)$ è una quantità direttamente osservabile e ricavandosi T_e dalla (2.20) e sostituendola nella (2.21) si può ricavare L. Calcolare la distanza dell'ammasso risulta ora immediato tramite la formula $d = L/\theta$ dove θ è la dimensione angolare dell'ammasso. Dall'osservazione delle righe spettrali si può risalire alla velocità di recessione, ricordando che:

$$z = \frac{\lambda_{oss} - \lambda_{em}}{\lambda_{em}} = \frac{v}{c} \quad (2.22)$$

dunque segue che

$$H_0 = \frac{v}{d} = \frac{cz}{d} \quad (2.23)$$

Il procedimento appena illustrato, di recente sviluppo, è uno dei più promettenti in ambito cosmologico poiché si pone come un metodo diretto per il calcolo della distanza di ammassi a vari redshift o nella determinazione del valore di H_0 .

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] D. Dallacasa, *Processi di Radiazione e MHD*, Dispense
- [4] H. Bradt, *Astrophysics Processes*, Cambridge University Press (2008)
- [5] M. S. Longair, *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press, Third Edition (2011)