

Alma Mater Studiorum - Università di Bologna

Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

**EMISSIONE DI COMPTON INVERSO E
APPLICAZIONI ASTROFISICHE**

Tesi di laurea

Presentata da:

**Alessandro
Zanellato**

Relatore:

**Chiar.mo Prof.
Marcella Brusa**

Appello IV
Anno Accademico 2022-2023

Indice

1	Emissione di Compton inverso	1
1.1	Descrizione del fenomeno fisico	1
1.1.1	Singola interazione	1
1.1.2	Potenza emessa	2
1.2	Applicazioni astrofisiche	4
1.2.1	Sincrotrone e Compton inverso	4
1.2.2	Comptonizzazione	6
2	Approfondimento	13

Abstract

Quando un fotone collide con un elettrone si ha un effetto di scattering. A seconda dell'energia del fotone e dell'elettrone prima dell'urto, si possono verificare tre fenomeni: il fotone cambia direzione ma non energia, il fotone cede energia all'elettrone oppure il fotone acquista energia dall'elettrone. In questo elaborato si vuole analizzare brevemente l'ultimo caso, ovvero quello in cui il fotone acquista energia dall'elettrone. Il fenomeno prende il nome di Compton inverso e si verifica quando l'energia del fotone prima dell'urto è molto più bassa dell'energia cinetica dell'elettrone cioè quando quest'ultimo è in regime relativistico. Tale fenomeno è il più rilevante in campo astrofisico perché è strettamente legato con sorgenti di elettroni (ultra)relativistici, come radiosorgenti che emettono per sincrotrone, e con campi di radiazioni a basse energie come la CMB e vedremo che questo processo di emissione può, in certi casi modificare significativamente uno spettro in emissione. Come primo passo si andrà quindi ad analizzare la singola collisione e l'energia che il fotone acquista e poi il fenomeno collettivo quindi la potenza emessa da una regione di elettroni relativistici interagenti con un campo di radiazioni a basse energie. Con questi risultati si darà uno sguardo al Synchrotron Self Compton, il processo per la quale gli stessi fotoni emessi per sincrotrone fanno Compton inverso con gli elettroni della radiosorgente e come questo possa velocemente risultare in una reazione a catena (catastrofe Compton), e la comptonizzazione quindi come l'effetto Compton inverso possa modificare uno spettro in emissione, in particolare quello della radiazione cosmica di fondo ovvero l'effetto Sunyaev-Zeldovich.

Infine si propone un breve approfondimento/applicazione degli argomenti trattati attraverso una sintesi del paper *UV to X-Ray Comptonization Delay in Mrk 493* tratto dal sito dell'Astrophysical Journal.

Capitolo 1

Emissione di Compton inverso

1.1 Descrizione del fenomeno fisico

1.1.1 Singola interazione

Quando avviene un fenomeno di scattering tra un fotone la cui energia è molto minore dell'energia cinetica dell'elettrone relativistico parte dell'energia dell'elettrone viene ceduta al fotone e si ha quindi un fenomeno di Compton inverso. Per rendere la trattazione più semplice ci si pone nel sistema di riferimento dell'elettrone (S') in modo che l'energia del fotone sia molto minore dell'energia dell'elettrone a riposo $m_e c^2$ così da poter utilizzare la sezione d'urto Thomson σ_T . In S si ha

- $\varepsilon = h\nu$ energia del fotone prima dell'urto
- $\varepsilon_1 = h\nu_1$ energia del fotone dopo l'urto

E siano ε' e ε'_1 le stesse quantità nel sistema del riferimento dell'elettrone. Per l'effetto doppler relativistico e siccome si è scelto come sistema di riferimento quello dell'elettrone dove si considera l'urto come uno scattering Thomson allora valgono le seguenti relazioni

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

$$\varepsilon_1 = \gamma\varepsilon'_1(1 + \beta \cos \theta'_1) \quad (1.2)$$

$$\varepsilon'_1 = \varepsilon' \quad (1.3)$$

Dove i vari θ sono gli angoli di scattering prima e dopo l'urto nei due sistemi di riferimento, come mostrato in Figura 1.3. Essi sono importanti per determinare l'energia del fotone dopo l'urto. Di fatti se si prendono $\theta = 0$ e $\theta'_1 = \pi$ si ha un urto frontale e quindi il fotone acquista la massima energia possibile dell'interazione. Sostituendo tali valori nella 1.1 e nella 1.2, considerando $\beta \approx 1$ e utilizzando la relazione 1.3 si ha che l'energia del fotone dopo l'urto vale

$$\boxed{\varepsilon_1 \approx 4\gamma^2\varepsilon} \quad (1.4)$$

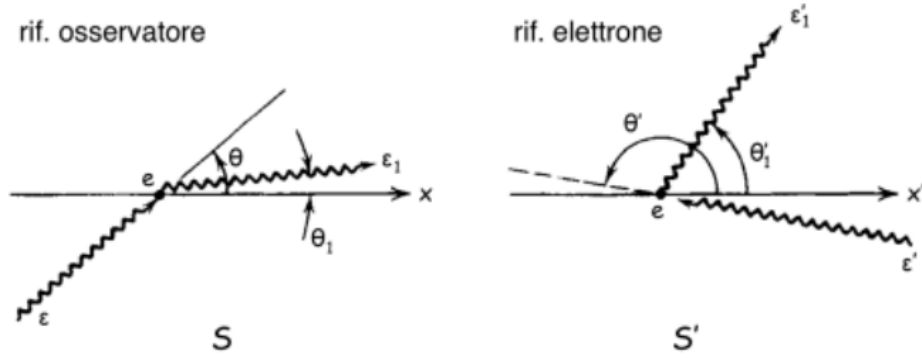


Figura 1.1: Ceccotti (2017)

1.1.2 Potenza emessa

Consideriamo ora una regione dove è presente un campo di radiazioni E_{rad} e un plasma di elettroni relativistici. Per l'equazione 1.1 si ha quindi che

$$E'_{rad} = E_{rad}\gamma(1 - \beta \cos \theta)$$

Inoltre ricordando che siamo in regime Thomson e che l'energia è un invariante di Lorentz quindi è la sua variazione è la stessa in S e in S', la potenza emessa vale

$$\frac{d\varepsilon'}{dt'} = \frac{d\varepsilon}{dt} = \sigma_T \langle S \rangle = c\sigma_T \frac{\langle E_{rad}^2 \rangle}{8\pi} = c\sigma_T \gamma^2 \langle (1 - \beta \cos \theta)^2 \rangle \langle E_{rad}^2 \rangle$$

Per una distribuzione isotropa di fotoni il termine $\langle (1 - \beta \cos \theta)^2 \rangle$ può essere integrato su tutto l'angolo solido e vale $1 + \frac{1}{3}\beta^2$ mentre il termine $\langle E_{rad}^2 \rangle$ è la densità del campo di radiazioni U_{ph} . Sostituendo queste due relazioni nella formula per la potenza emessa si ottiene

$$\frac{d\varepsilon_{out}}{dt} = c\sigma_T \gamma^2 \left(1 + \frac{1}{3}\beta^2\right) U_{ph} \quad (1.5)$$

Ora, il tasso di diminuzione dell'energia totale iniziale dei fotoni è dato da

$$\frac{d\varepsilon_{in}}{dt} = c\sigma_T U_{ph} \quad (1.6)$$

Sottraendo la 1.5 alla 1.6 si ottiene

$$\frac{d\varepsilon_{in}}{dt} - \frac{d\varepsilon_{out}}{dt} = c\sigma_T U_{ph} \left[\gamma^2 \left(1 + \frac{1}{3}\beta^2\right) - 1\right]$$

Ed infine poiché $\gamma^2 - 1 = \gamma^2 \beta^2$ allora si ottiene l'importante relazione

$$\boxed{\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{IC} = \frac{4}{3} c\sigma_T \gamma^2 \beta^2 U_{ph}} \quad (1.7)$$

Lo spettro della radiazione diffusa per un campo di radiazioni isotropo e monocromatico a frequenza ν_0 è mostrato in figura 1.2. Si nota che a basse frequenze $I(\nu) \sim \nu$ fino a che si ha il cut-off in corrispondenza dell'energia massima acquistabile che in termini di frequenza risulta $\nu \approx 4\gamma^2\nu_0$ (BLUMENTHAL & GOULD (1970)).

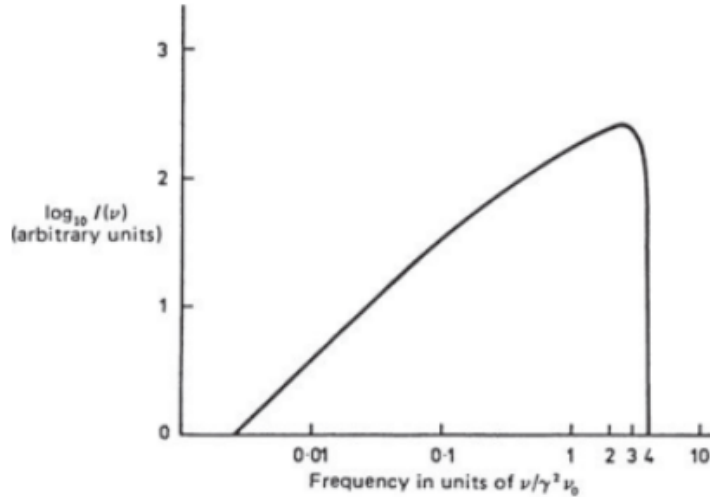


Figura 1.2: Distribuzione di energia di fotoni di energia iniziale ε , diffusi da elettroni con un dato fattore di Lorentz γ (Fanti (2012))

Dall'equazione 1.7 si può ricavare l'energia media acquistata dai fotoni diffusi, che vale

$$\varepsilon_1 \approx \frac{4}{3}\gamma^2\varepsilon \quad (1.8)$$

Il fotone acquista un'energia media $\varepsilon_1 \sim \gamma^2\varepsilon$. Questo ci mostra che lo scattering Compton inverso sia un metodo molto efficiente per trasferire energia da elettroni a fotoni. Questi ultimi acquistano un fattore γ trasformandosi da S in S' e successivamente un altro γ tornando in S. L'elettrone ha quindi tre stati differenti di energia. Quello su cui bisogna fare particolare attenzione è lo stadio intermedio in S' poiché se l'energia del fotone risulta troppo alta in questo sistema di riferimento allora non si è più nel regime di scattering Thomson e bisogna utilizzare la sezione d'urto di Kelvin-Nishina e lo scattering diventa di Compton e l'efficienza del processo diminuisce.

Se invece si resta nelle condizioni di scattering Thomson nel sistema di riferimento S' si vede che, nonostante la bassa energia del fotone ε' , esso viene scatterto ad energie molto elevate, ad esempio:

- fotoni Radio \longrightarrow fotoni UV;
- fotoni F-IR \longrightarrow fotoni X
- fotoni Ottici \longrightarrow fotoni γ

1.2 Applicazioni astrofisiche

1.2.1 Sincrotrone e Compton inverso

Riprendiamo ora in mano l'equazione della potenza emessa per sincrotrone (per una distribuzione isotropa) e confrontiamola con l'equazione 1.7 del Compton inverso

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{IC} = \frac{4}{3}c\sigma_T\gamma^2\beta^2U_{ph} \quad \left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{sinc} = \frac{4}{3}c\sigma_T\gamma^2\beta^2U_H$$

Vediamo come esse differiscono solo per il termine di densità di energia U . Definiamo allora il rapporto tra le due quantità

$$\eta = \frac{(d\varepsilon/dt)_{IC}}{(d\varepsilon/dt)_{sinc}} = \frac{U_{ph}}{U_H} \quad (1.9)$$

Innanzitutto questo rapporto ci permette di stimare il campo magnetico se si misurano le luminosità in banda X L_X , tipica del Compton Inverso, e in banda Radio L_R , tipica del sincrotrone e se si conosce il campo di radiazioni U_{ph} . Infatti esprimendo le luminosità in termini di flussi $S(\nu_X)$, $S(\nu_R)$ e delle frequenze caratteristiche ν_X , ν_R il campo magnetico può essere ricavato con

$$H^{1+\alpha} = 1.6 \times 10^{-16} \cdot (6 \times 10^4)^\alpha \cdot G(\alpha) \left[\frac{S(\nu_R)}{S(\nu_X)} \right] \left(\frac{\nu_R}{\nu_X} \right) \text{ Gauss}$$

Dove $G(\alpha)$ è un fattore che vale ≈ 0.5 che tiene conto che non tutti i fotoni della radiazione di fondo hanno la stessa frequenza ν_f . Inoltre, l'equazione 1.9 ci dice che gli stessi elettroni che emettono per sincrotrone possono perdere energia anche via Compton inverso. Consideriamo allora le perdite energetiche per i processi combinati

$$\begin{aligned} -\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{sinc+IC} &= \frac{4}{3}c\sigma_T\gamma^2\beta^2(U_{ph} + U_H) \\ &= C_s\varepsilon^2 \left(\frac{H^2}{8\pi} + U_{ph} \right) \end{aligned} \quad (1.10)$$

Dove $\varepsilon = \gamma mc^2$ e C_s tiene conto di tutte le costanti. Inserendo tale risultato nell'equazione per il tempo di vita radiativo (o di raffreddamento)

$$t_{sinc+IC}^* = \frac{\varepsilon}{(d\varepsilon/dt)_{sinc+IC}} \approx \frac{1}{\varepsilon^*} \frac{1}{H^2/8\pi + U_{ph}}$$

Che numericamente, nelle date unità di misura diventa

$$t^* = \frac{3 \cdot 10^8}{H^2/8\pi + U_{ph}[\text{eV cm}^{-3}]} \frac{1}{\varepsilon^* [\text{GeV}]} \text{ yr}$$

Quindi ad una data densità del campo di radiazioni il tempo di vita radiativo diminuisce all'aumentare del campo magnetico. Se si considera la densità di radiazioni della radiazione cosmica di fondo (CMB) che vale $U_{CMB} \approx 0.25 \text{ eV cm}^{-3}$ e si pone il limite di $H = 0$ si ha che la vita media degli elettroni relativistici in presenza della CMB vale

$$t^* = \frac{10^9}{\varepsilon^* [\text{GeV}]} \text{ yr}$$

E quindi all'aumentare di γ e quindi di ε^* il tempo di vita diventa $< 10^9$ anni. Quindi le radiosorgenti che vediamo sono sempre relativamente giovani rispetto all'età dell'universo.

Synchrotron Self Compton

Approfondiamo ora il caso in cui i fotoni poco energetici prodotti in una radiosorgente vengono diffusi per effetto Compton inverso dagli stessi elettroni relativistici che li hanno prodotti. Questo processo prende il nome di Synchrotron Self Compton (SSC). Prendiamo quindi il caso di una radiosorgente compatta di raggio R a distanza d dall'osservatore composta da un plasma relativistico magnetizzato. Se la sorgente è sufficientemente compatta la radiazioni prodotta e poi diffusa dagli elettroni relativistici viene autoassorbita e quindi la sorgente può essere trattata come corpo nero. Il suo flusso è dato da

$$S(\nu) = 2kT_e \frac{\nu^2 R^2}{c^2 d^2}$$

dove $R^2/d^2 = \theta^2$ è l'angolo solido sotteso dalla sorgente. La T_e è la temperatura che corrisponde all'energia di un elettrone relativistico secondo la relazione $\varepsilon = \gamma m_e c^2 = 3kT_e$ che nel caso di una sorgente autoassorbita corrisponde con la temperatura di brillantezza T_B . La densità di energia in banda radio dovuta all'emissione di sincrotrone può essere riscritta in funzione del flusso (dove si addotta l'approssimazione per il flusso bolometrico $S = S(\nu)\nu$)

$$U_{rad} \approx \frac{4\pi d^2 S(\nu)\nu}{4\pi c R^2} = 2kT_B \frac{\nu^3}{c^3} \quad (1.11)$$

Per la teoria del sincrotrone autoassorbito, il campo magnetico può essere espresso in termini dell'energia degli elettroni ε e della frequenza di soglia $\nu_s \approx \nu$ come

$$H \approx \frac{2\pi m_e c}{e} \left(\frac{m_e c^2}{3kT_B} \right)^2 \nu \quad (1.12)$$

Ricordando ora che $U_H = H^2/8\pi$ inseriamo le relazioni 1.11 e 1.12 nell'equazione 1.9 e imponendo la condizione $\eta = 1$ si ottiene

$$\eta = \left(\frac{324 e^2 k^5}{\pi m_e^6 c^{13}} \right) \nu T_B^5 = 1 \quad (1.13)$$

da cui

$$T_B = 10^{12} \left(\frac{1 \text{ GHz}}{\nu} \right)^{\frac{1}{5}} \text{ K} \quad (1.14)$$

Questo importante risultato ci mostra che per $T_B > 10^{12}$ K il principale processo radiativo è il Compton Inverso. Gli elettroni perdono velocemente energia facendo Compton Inverso con i fotoni prodotti nel sincrotrone e diffondendoli in banda X. A questo punto la densità di energia in banda X è molto maggiore rispetto a quella in banda radio quindi, a loro volta, tali fotoni possono essere scatterati ulteriormente dalla banda X a quella γ e così via. In tali condizioni quindi la radiosorgente si raffredda con tempi brevissimi. Questo fenomeno prende il nome di **catastrofe Compton**. $T_B = 10^{12}$ K rappresenta quindi il limite massimo della temperatura di brillantezza di una radiosorgente per essere osservata come tale. Ci si aspetta quindi che per temperature di brillantezza superiori a questo valore le sorgenti debbano avere forti emissioni in banda X e γ .

Nonostante ciò si sono osservate radiosorgenti con temperature $T_B > 10^{12}$ K che non presentano queste caratteristiche della catastrofe Compton. Questo fenomeno può essere spiegato dai *moti superluminali* e dal beaming relativistico: i moti superluminali si verificano quando la sorgente osservata si muove a velocità relativistiche verso l'osservatore. Il risultato è che la luce emessa appare muoversi più veloce della velocità della luce c . Inoltre, se la sorgente si muove verso l'osservatore a velocità relativistiche, la radiazione è amplificata di un fattore γ^2 ed emessa in un cono di semiapertura $1/\gamma$. Questi due fattori fanno sì che, nonostante la temperatura di brillantezza della radiosorgente non superi il limite di 10^{12} K, la sorgente risulti più calda all'osservatore, nonostante non si osservi una catastrofe Compton. Questo fenomeno è stato osservato in particolare in getti radio compatti osservati negli AGN.

1.2.2 Comptonizzazione

Come abbiamo visto, i fotoni che subiscono scattering Compton possono acquistare o perdere energia a seconda della loro energia iniziale e di quella degli elettroni "scatteranti". Se lo spettro dei fotoni iniziali viene modificato da questi effetti di scattering si parla di *comptonizzazione*. Consideriamo il caso in cui i fotoni di energia $h\nu \ll m_e c^2$ interagiscono con un gas caldo non relativistico all'equilibrio termico, ovvero che rispetti la relazione

$$\frac{1}{2} m_e v^2 = \frac{3}{2} kT$$

Quando i fotoni interagiscono con questi elettroni possono perdere energia per scattering Compton normale

$$\left\langle \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \right\rangle_{out} = -\frac{h\nu}{m_e c^2}$$

oppure acquistarla per scattering Compton inverso. Dalla equazione 1.8 e dall'equazione dell'equilibrio termico

$$\left\langle \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \right\rangle_{in} \approx \frac{4}{3}v^2c^2 = \frac{4kT}{m_e c^2}$$

Sommando i contributi otteniamo l'energia media trasferita tra fotoni ed elettroni durante il processo

$$\left\langle \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \right\rangle = \frac{4kT - h\nu}{m_e c^2} \quad (1.15)$$

- Se $h\nu \sim 4kT$ si è all'equilibrio termodinamico e lo spettro dei fotoni non cambia;
- se $h\nu \gg 4kT$ i fotoni cedono energia agli elettroni e il gas si scalda
- se $h\nu \ll 4kT$ i fotoni acquistano energia dagli elettroni e il gas si raffredda.

Come anticipato, vogliamo studiare questa ultima condizione. In questo caso, quindi, l'equazione 1.15 si può scrivere come

$$\left\langle \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \right\rangle \approx \frac{4kT}{m_e c^2} \quad (1.16)$$

Consideriamo quindi una regione di gas di elettroni caldi non relativistici di dimensione R . Il libero cammino medio dei fotone all'interno di questa regione è

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

dove σ_T è la sezione d'urto Thomson e n_e la densità del gas di elettroni. Il numero di collisioni che i fotoni fanno (quindi di processi di scattering) prima di uscire dalla regione è

$$N = \left(\frac{R}{l_{mfp}} \right)^2 = \tau_e^2$$

dove $\tau_e = n_e \sigma_T R$ è l'opacità del mezzo attraversato. Tenendo conto di questo fattore, la frazione di energia media che i fotoni acquistano in un intervallo di tempo dt

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \approx \frac{4kT}{m_e c^2} \mathcal{N} dt = \frac{4kT}{m_e c^2} dN \quad (1.17)$$

dove è stato definito $\mathcal{N} = n_e \sigma_T c$ il numero di interazioni per unità di tempo. Integrando quest'ultima relazione si può ottenere l'evoluzione temporale dell'energia del fotone $\varepsilon(t)$, dove definiamo ε_0 l'energia dei fotoni al tempo $t = 0$

$$\ln\left(\frac{\varepsilon(t)}{\varepsilon_0}\right) = \frac{4kT}{m_e c^2} N$$

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 e^{\frac{4kT}{m_e c^2} N} \quad (1.18)$$

Introduciamo quindi il **parametro Compton**

$$y = \frac{kT}{m_e c^2} N = \frac{kT n_e^2 \sigma_T^2 D^2}{m_e c^2} = \frac{kT}{m_e c^2} \tau_e^2 \quad (1.19)$$

Vediamo subito che y dipende fortemente dall'opacità del mezzo:

- se $y \ll 1 \rightarrow \tau_e^2 \ll 1$ lo spettro dei fotoni viene debolmente modificato;
- se $y \gg 1 \rightarrow \tau_e^2 \gg 1$ lo spettro dei fotoni viene fortemente modificato.

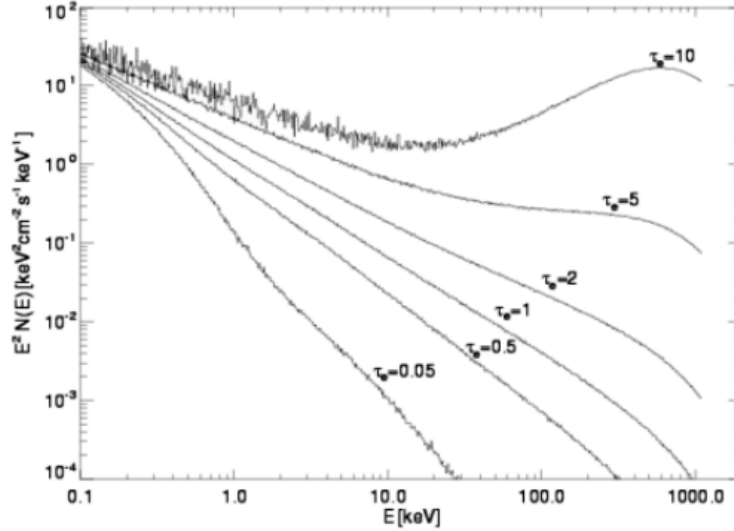


Figura 1.3: Spettro modificato di una sfera con $kT = 0.7m_e c^2 \sim 360$ KeV, dove i fotoni seme provengono dal centro della stessa (Ceccotti (2017)).

In sostanza, la modifica dello spettro per comptonizzazione è apprezzabile quando $\varepsilon(t) \geq \varepsilon_0 e$ ovvero per $y \geq \frac{1}{4}$. La condizione di equilibrio si verifica quando

$$4kT = \varepsilon(t) = h\nu_0 e^{4y}$$

che porta alle condizioni di equilibrio per y e quindi per l'opacità

$$y = \frac{1}{4} \ln\left(\frac{4kT}{h\nu_0}\right) \quad \longrightarrow \quad \tau_e = \left[\ln\left(\frac{4kT}{h\nu_0}\right) \frac{m_e c^2}{4kT} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Quando la condizione di equilibrio termodinamico è verificata i fotoni, essendo bosoni (spin intero), devono seguire la distribuzione di *Bose-Einstein*

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

che è sostanzialmente la distribuzione di densità di energia di corpo nero con la modifica dell'esponentiale a cui è aggiunto il potenziale chimico μ che rappresenta il tasso di produzione di fotoni (Figura 1.4).

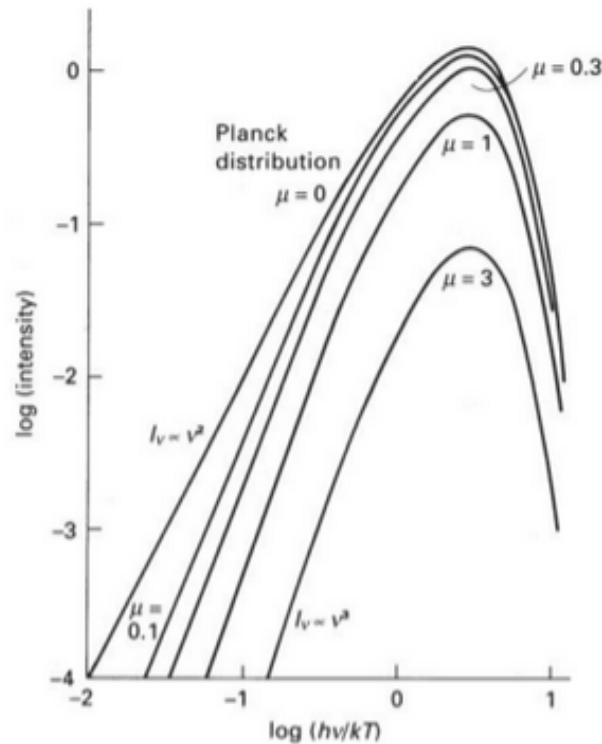


Figura 1.4: Distribuzione di Bose-einstein per diversi valori del potenziale chimico μ Longair (2011)

L'andamento della distribuzione di Bose-Einstein è mostrato in figura 1.4. Per $\mu = 0$ lo spettro coincide con la distribuzione di Planck, se invece $\mu \neq 0$ allora per

- se $\frac{h\nu}{kT} + \mu \ll 1$ si ha che

$$u(\nu)d\nu \propto \nu^3$$

- se $\frac{h\nu}{kT} + \mu \gg 1$ si ha uno spettro con andamento di Wien modificato

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

In figura 1.5 è mostrato un esempio di spettro di bremsstrahlung modificato dalla comptonizzazione in un mezzo otticamente spesso e non relativistico. A basse frequenze domina la bremsstrahlung e con la presenza dell'autoassorbimento si ha

un andamento $\propto \nu^0$. Ad alte frequenze però, dove ci si aspetterebbe il cut-off, si ha invece una saturazione dovuta ai diversi processi di scattering e lo spettro è modificato e assume un andamento di Wien.

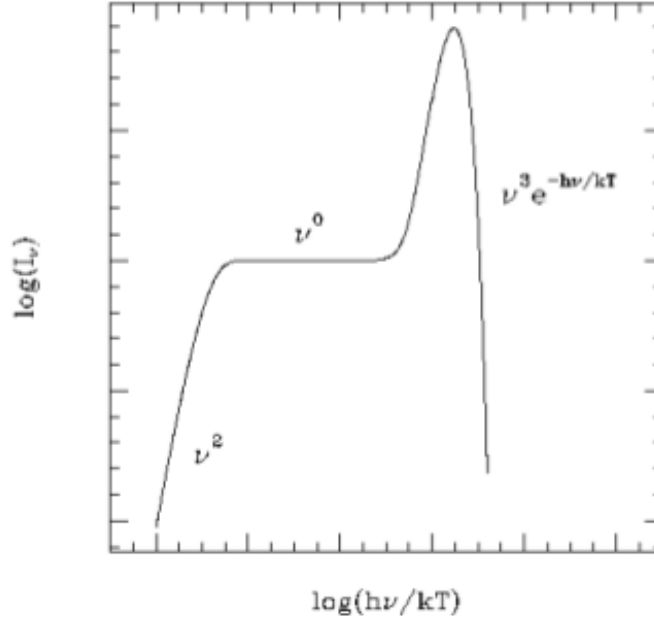


Figura 1.5: Spettro di bremsstrahlung termica modificato dalla comptonizzazione Ceccotti (2017)

La completa descrizione della comptonizzazione al variare del parametro y è descritta dall'**equazione di Kompaneets**, ricavata dal fisico Aleksander Solomonovich Kompaneets nel 1956:

$$\boxed{\frac{dn}{dy} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 \left(n + n^2 + \frac{\partial n}{\partial x} \right) \right]} \quad (1.20)$$

dove

$$x = \frac{h\nu}{kT} \quad \text{e} \quad n = \frac{u(\nu)c^3}{8\pi h\nu^3}$$

La trattazione dell'equazione di Kompaneets è piuttosto complessa e le sue soluzioni possono essere trovate con metodi analitici e danno come risultati uno spettro a legge di potenza con indice spettrale

$$m = -\frac{3}{2} \pm \sqrt{\frac{9}{4} + \frac{1}{y}}$$

Le soluzioni analitiche possono essere confrontate con i dati sperimentali. Ad esempio in figura 1.6 viene mostrato lo spettro di alta energia della sorgente X galattica Cygnus X-1, confrontata con la soluzione analitica dell'equazione di Kompaneets, con i seguenti parametri: $\tau_e = 5$, $kBTe = 27$ Kev. (Sunyaev (1979))

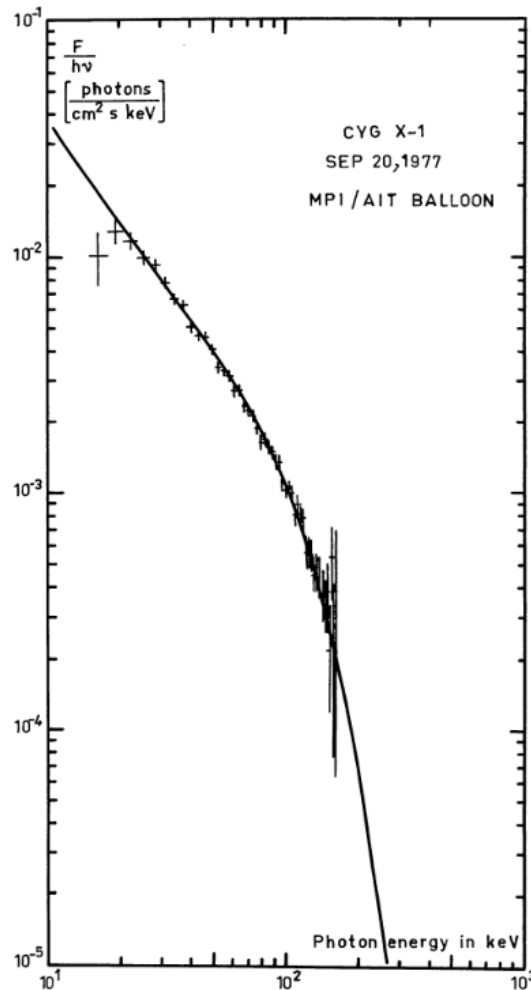


Figura 1.6

Effetto Sunyaev-Zel'dovich

Una delle applicazioni più importanti della comptonizzazione, che trova soluzione con l'equazione di Kompaneets, è l'*effetto Sunyaev-Zel'dovich*, scoperto dai due fisici nel 1969. L'effetto consiste nello shifting dello spettro della radiazione cosmica di fondo (CMB) ad energie lievemente maggiori. Questo, infatti, avviene quando i fotoni della CMB interagiscono con elettroni molto caldi ad esempio in zone prossime ad AGN o in ammassi di galassie.

I fotoni della CMB corrispondono ad una temperatura $T_{CMB} = 2.73$ K quindi i suoi fotoni hanno energie estremamente basse. La soluzione analitica dell'effetto Sunyaev-Zel'dovich può essere ricavata analiticamente risolvendo l'equazione di Kompaneets per x piccoli: l'equazione 1.20 diventa

$$\frac{dn}{dy} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 \left(\frac{\partial n}{\partial x} \right) \right]$$

La soluzione mostra lo shifting che subisce lo spettro della CMB a seguito della comptonizzazione, come mostrato in figura 1.7. Grazie al fatto che si può stimare con

molta precisione lo spettro della CMB imperturbato, l'effetto Sunyaev-Zel'dovich permette di stimare varie proprietà dell'ammasso che lo causa poiché la distorsione dello spettro è sostanzialmente causata dal parametro Compton y il quale contiene le informazioni sulle principali proprietà fisiche di tale regione.

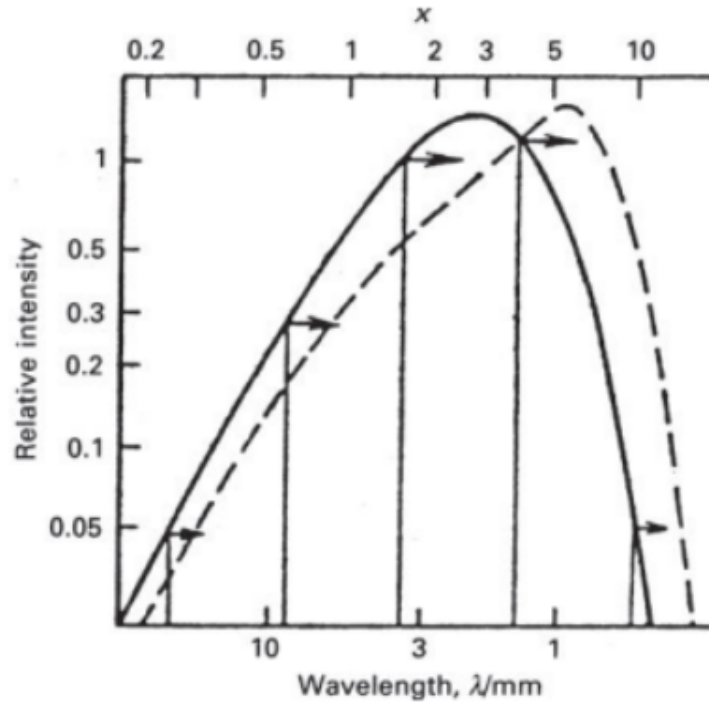


Figura 1.7: Shift dello spettro di Planck a seguito dell'effetto Sunyaev-Zeldovich (Longair (2011)).

Capitolo 2

Approfondimento

Come approfondimento dell'argomento trattato, si propone una breve discussione del paper "UV to X-Ray Comptonization Delay in Mrk 493" di Adegoke et al. (2019) che descrive un modello riguardante il meccanismo di emissione dei raggi X in nuclei galattici attivi (AGN) di tipo 1. Suggestisce che l'emissione di raggi X, caratterizzata da uno spettro continuo a legge di potenza, probabilmente ha origine dal ripetuto scattering Compton inverso di fotoni ottici/UV da parte di elettroni energetici nella *Hot Corona*. I ricercatori hanno condotto osservazioni della galassia Seyfert 1 Mrk 493 con *XMM-Newton* per circa 100 ks. Hanno osservato variazioni nell'emissione UV precedenti alle variazioni nell'emissione X, con l'emissione UV in anticipo di ~ 5 ks. Questo anticipo è coerente con il tempo teorico che i fotoni UV impiegano per viaggiare dalla loro origine nel disco di accrescimento alla corona, e per il successivo processo di ripetuto scattering Compton inverso che converte i fotoni UV in fotoni X. Un modello esemplificativo è mostrato in figura 2.1.

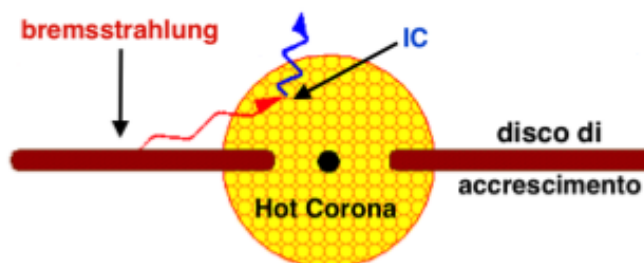


Figura 2.1

Dall'analisi delle curve di luce nelle bande d'interesse e attraverso opportune modellizzazioni e analisi di correlazione *incrociata*, si sono ricavati i dati sperimentali sui ritardi della variazione di emissione in differenti bande X rispetto a quella in banda UV, riportati in figura 2.2.

Secondo il modello teorico sviluppato da Adegoke et al. (2019), il tempo impiegato dai presunti fotoni *seme* prodotti nel disco di accrescimento per raggiungere la corona t_{lc} (light-cross time) e fare ripetuti scattering Compton inverso t_{comp} ed uscire infine dalla regione è dato dalla somma dei due contributi

$$t_{lag} = t_{lc} + t_{comp}$$

X-Ray Lags Obtained from Cross-correlation Analysis by Different Methods			
	ZDCF (ks)	DCF (ks)	JAVELIN (ks)
UV/SX	$4.7^{+4.8}_{-2.8}$	5.5 ± 0.05	4.7 ± 0.3
UV/HX	$10.5^{+1.0}_{-5.6}$	7.0^a	7.5 ± 0.9
UV/X-ray	$4.7^{+4.9}_{-2.7}$	5.5 ± 0.04	4.7 ± 0.2

Figura 2.2: t_{lag} dei raggi X ottenuti dall’analisi della correlazione incrociata con diversi metodi

Il t_{lc} viene ricavato considerando che l’emissione dominante dal disco di accrescimento è il risultato del riscaldamento viscoso nel disco quindi i fotoni emanati a diverse distanze dal centro possono essere descritti come corpi neri con picco di emissione λ_{eff} che può essere convertita nella temperatura del corpo nero. Confrontando questa temperatura con quella di un disco di accrescimento standard, è stato calcolato il raggio del disco e, successivamente, il light-cross time tra la sorgente di raggi X e la regione del disco con lunghezza d’onda di picco λ_{eff} come

$$t_{lc} \approx 2.6 \times 10^5 \left(\frac{\lambda_{eff}}{3000 \text{ \AA}} \right)^{\frac{4}{3}} \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_{Edd}} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{M_{BH}}{10^8 M_{\odot}} \right)^{\frac{2}{3}}$$

Il fotone arrivato alla corona dopo un tempo t_{lc} farà scattering compton inverso con gli elettroni caldi. Uno scattering aumenta l’energia iniziale di un fattore $A = 1 + 4\theta + 16\theta^2$, con $\theta = kT_e/m_e c^2$. Se poi il fotone fa un numero n di scattering all’interno della corona guadagna un’energia pari a $E_n = A^n E_0$. Il libero cammino medio, in una corona di raggio R_c , dopo la quale il fotone ha guadagnato energia pari a E_n può essere espresso come $l_{mfp} \sim \frac{R_c}{\max(1, \tau)}$ quindi il tempo che intercorre tra due scattering è $t_c = \frac{R_c/c}{\max(1, \tau)}$, dove τ è l’opacità. Il tempo di comptonizzazione, ovvero il tempo in cui il fotone acquista un’energia E_n per scattering Compton inverso multipli all’interno della corona è

$$t_{comp} = nt_c$$

Inserendo in tali relazioni i valori fisici di Mrk 493 si ottengono i valori per $t_{lc} \sim 7.0$ ks e $t_{comp} \sim 1.0$ ks. Sommando quindi i contributi si trova in particolare $t_{lag} \sim 7.9$ ks e ~ 8.2 ks per UV/SX e UV/HX rispettivamente. I valori ottenuti sono in buon accordo con i dati sperimentali mostrati in figura 2.2, entro gli errori di misura, considerando un tasso di accrescimento di Eddington per la sorgente $\dot{M} = 0.1$.

Secondo gli autori del paper, tale scoperta è la prima evidenza osservativa diretta a sostegno dell’idea che il disco di accrescimento sia responsabile della generazione dei fotoni *seme* per la comptonizzazione nella corona degli AGN. Questo risultato rappresenta un interessante punto di vista nella comprensione dei processi fisici che avvengono nei nuclei galattici attivi.

Bibliografia

- Adegoke O., Dewangan G. C., Pawar P., Pal M., 2019, *UV to X-Ray Comptonization Delay in Mrk 493*, [The Astrophysical Journal Letters](#), 870, L13
- BLUMENTHAL G. R., GOULD R. J., 1970, *Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases*, [Rev. Mod. Phys.](#), 42, 237
- Ceccotti E., 2017, *PROCESSI DI RADIAZIONE E MHD*, *Apunti di Emilio Ceccotti*
- Fanti C. ; Fanti R., 2012, *Una finestra sull'Universo "Invisibile"*
- Longair M. S., 2011, *High Energy Astrophysics, THIRD EDITION*
- Sunyaev R. A. ; Titarchuk L. G., 1979, *Comptonization of X-Rays in Plasma Clouds. Typical Radiation Spectra*