

Alma Mater Studiorum – Università di Bologna

---

Dipartimento di Fisica e Astronomia  
Corso di Laurea in Astronomia

# **Processi di scattering in astrofisica**

Tesi di laurea

Presentata da:  
Samuele Grisotto

Relatore:  
Chiar.ma Prof. Marcella Brusa

---

Anno accademico 2021-2022

# Indice

<b>1</b>	<b>Processi di scattering</b>	<b>1</b>
1.1	Scattering Thomson . . . . .	1
1.1.1	Onda non polarizzata . . . . .	2
1.2	Scattering Compton . . . . .	4
1.2.1	Sezione d'urto Klein-Nishina . . . . .	5
1.3	Effetto Compton inverso . . . . .	6
1.3.1	Synchrotron Self-Compton . . . . .	7
1.4	Comptonizzazione . . . . .	8
<b>2</b>	<b>Applicazioni astrofisiche</b>	<b>10</b>
2.1	Luminosità di Eddington . . . . .	10
2.2	Scattering Thomson negli AGN . . . . .	11
2.3	Effetto Sunyaev-Zeldovich . . . . .	12

## Introduzione:

Con il termine *scattering* (letteralmente *diffusione*) si indica una vasta gamma di fenomeni di interazione tra radiazione e materia, in cui fotoni o particelle vengono deflesse. In questo elaborato saranno analizzati innanzitutto due casi in cui il fotone è più energetico della particella: lo *Scattering Thomson*, processo in cui l'onda viene esclusivamente deviata, e lo *Scattering Compton*, in cui l'onda deflessa cede energia alla particella. Successivamente verrà analizzato l'*effetto Compton inverso*, in cui è la particella a cedere energia al fotone. Per ciascuno di questi processi saranno affrontati casi particolari, utili nelle applicazioni astrofisiche.

Nel secondo capitolo verranno presentate alcune applicazioni astrofisiche di scattering Thomson nelle vicinanze di buchi neri e l'effetto di Compton inverso con i fotoni della radiazione cosmica di fondo, fenomeno noto come *Effetto Sunyaev-Zeldovich*.

# 1 Processi di scattering

## 1.1 Scattering Thomson

Iniziamo considerando il caso in cui un'onda elettromagnetica linearmente polarizzata impatti una particella carica, libera e ferma; ci si pone dunque nel sistema di riferimento della carica e si considera un fotone di energia  $h\nu \ll mc^2$ . Trattandosi di una particella non relativistica, il fotone incidente può essere espresso come un'onda elettromagnetica continua e l'effetto del campo magnetico può essere trascurato. Assumiamo inoltre che l'energia del fotone non cambi dopo la diffusione.

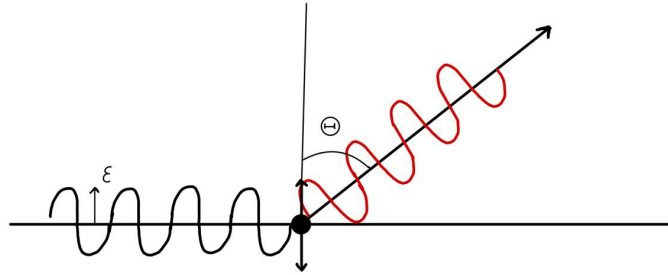


Figura 1: Diffusione di un'onda elettromagnetica da parte di una carica.

La particella oscilla sotto l'azione del campo elettrico dell'onda incidente di ampiezza  $E_0$  e pulsazione  $\omega_0$ , la cui forza è

$$\vec{F} = m\ddot{\vec{r}} = eE_0 \sin(\omega_0 t) \hat{e},$$

in cui  $e$  è la carica ed  $\hat{e}$  è la direzione del campo elettrico. In termini di momento di dipolo,  $\vec{d} = e\vec{r}$ , si ha

$$\begin{aligned} \ddot{\vec{d}} &= \frac{e^2 E_0}{m} \sin(\omega_0 t) \hat{e}, \\ \vec{d} &= -\frac{e^2 E_0}{m\omega_0^2} \sin(\omega_0 t) \hat{e}, \end{aligned}$$

che descrive un dipolo oscillante di ampiezza

$$d_0 = \frac{e^2 E_0}{m\omega_0^2}.$$

La potenza emessa per unità di angolo solido mediata nel tempo è data da

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^4 E_0^2}{8\pi m^2 c^3} \sin^2 \Theta.$$

Sappiamo che il flusso incidente è dato dal valor medio del vettore di Poynting; definendo la sezione d'urto differenziale per lo scattering  $d\sigma$  otteniamo

$$\frac{dP}{d\Omega} = \langle S \rangle \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{cE_0^2}{8\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega}, \quad (1)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e^4}{m^2 c^4} \sin^2 \Theta = r_0^2 \sin^2 \Theta, \quad (2)$$

e integrando sull'angolo solido si ottiene la sezione d'urto Thomson

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = \frac{8\pi}{3} r_0^2 \quad (3)$$

in cui

$$r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$$

rappresenta il raggio classico associato alla particella. Sostituendo  $m = m_e = 9,11 \times 10^{-28} g$ , si ottiene la sezione d'urto Thomson dell'elettrone

$$\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} cm^2.$$

Si noti che la sezione d'urto così ricavata è indipendente dalla frequenza, ciò implica che lo scattering sia ugualmente efficace a tutte le frequenze. Questo in realtà è valido solo per frequenze sufficientemente basse, tali che la descrizione classica sia valida.

Integrando l'equazione (1) otteniamo

$$P = \frac{e^4 E_0^2}{3m^2 c^3},$$

perciò la potenza della radiazione emessa dipende solo dalla radiazione incidente.

### 1.1.1 Onda non polarizzata

Se la radiazione incidente non è linearmente polarizzata, possiamo considerare quest'ultima come la sovrapposizione di due fasci polarizzati lungo  $\hat{e}_1$  ed  $\hat{e}_2$ , e la sezione d'urto differenziale è data da

$$\begin{aligned} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{unpol} &= \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{d\sigma(\Theta)}{d\Omega} \right)_{pol} + \left( \frac{d\sigma(\frac{\pi}{2})}{d\Omega} \right)_{pol} \right] \\ &= \frac{1}{2} r_0^2 (1 + \sin^2 \Theta) \\ &= \frac{1}{2} r_0^2 (1 + \cos^2 \theta), \end{aligned}$$

in cui  $\theta = (\frac{\pi}{2} - \Theta)$  è l'angolo tra  $\hat{e}_1$  ed  $\hat{n}$ , direzione della radiazione diffusa.

Si noti che:

1. La sezione d'urto (14) è simmetrica rispetto alla riflessione  $\theta \implies -\theta$ ;

2. La sezione d'urto totale per un'onda incidente non polarizzata coincide con quella di un'onda polarizzata; questo è dovuto al fatto che si è considerato un elettrone fermo, privo di una direzione preferenziale di oscillazione.
3. I due termini nell'eq. (12) rappresentano le intensità  $I_1$  e  $I_2$  della radiazione diffusa lungo due direzioni perpendicolari, giacenti sul piano normale a  $\hat{n}$ ; l'intensità polarizzata sul piano di diffusione e quella perpendicolare a esso sono in rapporto  $\cos^2\theta : 1$ . Definito il *grado di polarizzazione* come

$$\Pi = \frac{I_2 - I_1}{I_2 + I_1},$$

si ottiene

$$\Pi = \frac{1 - \cos^2\theta}{1 + \cos^2\theta}.$$

Dunque la polarizzazione della radiazione diffusa dipende dall'angolo  $\theta$  a cui la si osserva; in particolare si osserverà una polarizzazione totale per  $\theta = \frac{\pi}{2}$ , nulla per  $\theta = 0$

4. Poiché diffonde in tutte le direzioni l'energia intercettata, lo scattering Thomson causa una diminuzione dell'ampiezza del vettore di Poynting  $\vec{S}$ : supponiamo di avere un elemento cilindrico di lunghezza  $dl$  e sezione trasversale  $\sigma_T$ , sia  $n_e$  la densità elettronica all'interno del cilindro; la variazione di  $|\vec{S}|$  sarà proporzionale al numero di interazioni e al modulo del vettore stesso, ovvero

$$d|\vec{S}| \sim |\vec{S}|\sigma_T n_e dl,$$

perciò

$$|\vec{S}| = |\vec{S}_0| e^{\sigma_T n_e dl} \propto e^{-\tau_e},$$

in cui  $\tau_e = \sigma_T n_e dl$  è detto *spessore ottico Thomson*.

## 1.2 Scattering Compton

Trattiamo ora il caso in cui il fotone incidente abbia un'energia  $h\nu \sim m_e c^2$  (tipicamente fotoni  $\gamma$  e  $X$ ); in questo regime, l'interazione può essere assimilata a un urto elastico tra due particelle (un elettrone e un fotone dotato di momento  $h\nu/c$ ), nel quale si conservano la quantità di moto e l'energia totali del sistema.

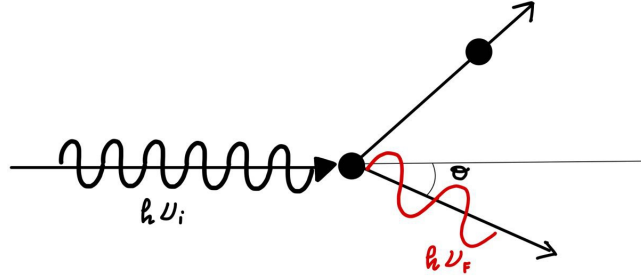


Figura 2: *Scattering di un fotone nel sistema di riferimento di un elettrone a riposo.*

Ponendoci nel sistema di riferimento dell'elettrone prima dell'urto, le conservazioni di quantità di moto ed energia sono espresse rispettivamente da

$$\vec{p}_{\gamma,i} = \vec{p}_{\gamma,f} + \vec{p}_{e,f},$$

$$h\nu_i + m_e c^2 = h\nu_f + \sqrt{p_{e,f}^2 c^2 + m_e^2 c^4},$$

in cui si è assunto che l'elettrone dopo l'urto si muova a velocità relativistica. Isolando  $p_{e,f}$  e sostituendolo nell'equazione per l'energia si ricava la variazione di lunghezza d'onda per il fotone diffuso in funzione dell'angolo di scattering  $\theta$ :

$$\lambda_f - \lambda_i = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\theta) = \lambda_0 (1 - \cos\theta),$$

in cui  $\lambda_0 = 0.02426 \text{ \AA}$  è detta *lunghezza d'onda Compton* dell'elettrone.

L'energia della radiazione diffusa è data da

$$h\nu_f = \frac{h\nu_i}{1 + h\nu_i (1 - \cos\theta) / m_e c^2}$$

Notiamo che l'energia della radiazione diffusa dipende dall'energia della radiazione incidente e dall'angolo di scattering, in particolare

1. Per  $h\nu \ll m_e c^2$  si ha scattering Thomson ( $\lambda_f - \lambda_i \sim 0$ );
2. Per qualsiasi  $\theta \neq 0$ , il fotone perde energia.

### 1.2.1 Sezione d'urto Klein-Nishina

All'aumentare dell'energia della radiazione incidente, gli effetti di elettrodinamica quantistica riducono la sezione d'urto, rendendo meno efficace gli effetti di diffusione.

La sezione d'urto differenziale corretta ci è fornita dalla formula di *Klein-Nishina*:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \frac{h\nu_f^2}{h\nu_i^2} \left( \frac{h\nu_i}{h\nu_f} + \frac{h\nu_f}{h\nu_i} - \sin^2\theta \right),$$

che ha come effetto principale di diminuire all'aumentare di  $h\nu_i$ , mentre per  $h\nu_f \sim h\nu_i$  si riduce all'equazione 2.

Definito  $x \equiv \frac{h\nu}{m_e c^2}$ , la sezione d'urto totale è data da

$$\sigma_{KN} = \sigma_T \frac{3}{4} \left\{ \frac{1+x}{x^3} \left[ \frac{2x(1+x)}{1+2x} - \ln(1+2x) \right] + \frac{1}{2x} \ln(1+2x) - \frac{1+3x}{(1+2x)^2} \right\},$$

Per fotoni di bassa energia si ha  $x \ll 1$  e l'equazione si riduce a

$$\sigma_{KN} = \sigma_T(1 - 2x) \approx \sigma_T,$$

mentre per  $x \gg 1$  diventa

$$\sigma_{KN} = \frac{3\sigma_T}{8x} \left[ \ln(2x) + \frac{1}{2} \right]$$

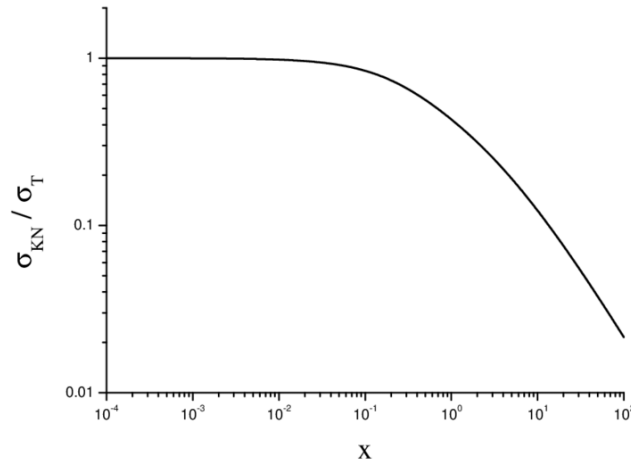


Figura 3: *Rapporto tra sezione d'urto Klein-Nishina e Thomson in funzione di  $x = h\nu/m_e c^2$ .*



### 1.3 Effetto Compton inverso

Nel caso in cui un elettrone che si muove a velocità  $v$  abbia un'energia cinetica sufficientemente elevata relativamente a quella del fotone incidente, avviene un trasferimento di energia dall'elettrone al fotone; questa situazione si verifica quando gli elettroni sono relativistici e il processo di diffusione è detto *Effetto Compton inverso*.

Analizziamo il fenomeno dal sistema di riferimento dell'osservatore  $S$  e da quello dell'elettrone  $S'$ , in cui l'interazione è considerabile come uno scattering Thomson ( $h\nu'_i = h\nu'_f$ ).

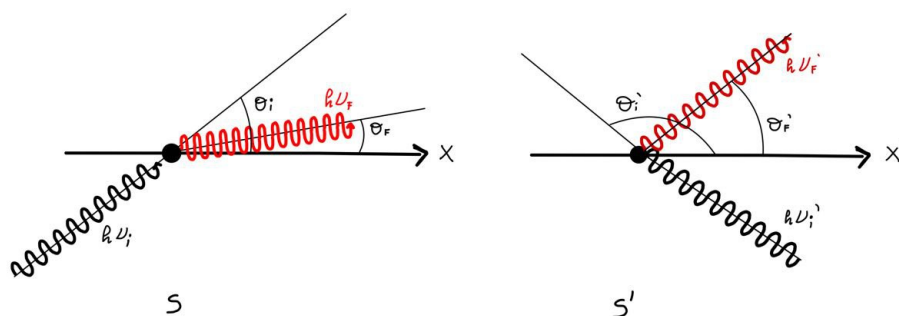


Figura 4: *Scattering nel sistema di riferimento dell'osservatore  $S$  e dell'elettrone a riposo  $S'$ .*

La relazione tra le energie nei due sistemi è fornita dall'effetto Doppler relativistico:

$$h\nu'_i = \gamma h\nu_i (1 - \beta \cos \theta_i),$$

$$h\nu_f = \gamma \nu'_f (1 + \beta \cos \theta'_f),$$

in cui  $\beta = v/c$  e  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ , detto *fattore di Lorentz*.

$$h\nu_f = \gamma^2 h\nu_i (1 + \beta \cos \theta'_f)(1 - \beta \cos \theta_i)$$

Dunque l'energia guadagnata dal fotone dipende dall'angolo di incidenza e di scattering, in particolare, supposto  $\beta \sim 1$ :

- Se si ha un urto frontale, ovvero per  $\theta_i = \pi$  e  $\theta'_f = 0 \implies h\nu_f \approx 4\gamma^2 h\nu_i$ ;
- Viceversa, se  $\theta_i = 0$  e  $\theta'_f = \pi \implies h\nu_f \approx \frac{h\nu_i}{4\gamma^2}$

Nel caso di elettroni relativistici, le energie del fotone prima dello scattering, nel sistema di riferimento dell'elettrone, e dopo lo scattering sono in rapporto

$$1 : \gamma : \gamma^2;$$

poiché l'energia del fotone intermedio può essere dell'ordine di 100 keV, questo processo è in grado di generare un fotone finale dell'ordine di  $\gamma \times 100$  keV. L'effetto Compton

inverso è dunque molto efficiente nella produzione di fotoni altamente energetici, in particolare nelle bande  $X$  e  $\gamma$ .

Considerata una regione in cui è presente un campo di radiazione  $E_{rad}$ , la potenza fornita da elettroni relativistici ai fotoni seme è data da

$$\left(\frac{d\epsilon}{dt}\right)_{CI} = \frac{4}{3}c\sigma_T\gamma^2\beta^2U_{rad},$$

in cui  $U_{rad} = \langle E_{rad}^2 \rangle$  è la densità di energia del campo di radiazione.

### 1.3.1 Synchrotron Self-Compton

Consideriamo ora una popolazione di elettroni relativistici in un campo magnetico. Gli elettroni vengono accelerati dal campo, e perciò emettono radiazione detta di *sincrotrone*. I fotoni così prodotti avranno dunque una certa probabilità di interagire nuovamente con gli elettroni tramite effetto Compton inverso. Poiché gli elettroni interagiscono due volte con gli stessi fotoni (prima li generano, poi li accelerano) questo fenomeno è detto *Synchrotron Self-Compton* (SSC).

L'equazione per la perdita energetica per emissione di sincrotrone è

$$\left(\frac{d\epsilon}{dt}\right)_S = \frac{4}{3}c\sigma_T\gamma^2\beta^2U_H,$$

in cui  $U_H = \frac{H^2}{8\pi}$  rappresenta la densità di energia del campo magnetico.

All'interno di una regione in cui gli elettroni relativistici emettano radiazione sia per Compton inverso che per sincrotrone. il rapporto tra i due contributi di perdita è pari a

$$\eta = \frac{(d\epsilon/dt)_{CI}}{(d\epsilon/dt)_S} = \frac{U_{rad}}{U_H}. \quad (4)$$

Vogliamo quindi ottenere una stima per  $U_{rad}$  e  $U_H$ . Il SSC si verifica principalmente in radiosorgenti compatte e luminose, perciò consideriamo una sfera di raggio  $R$  e distante  $D$  dall'osservatore. In una regione compatta l'emissione viene autoassorbita, dunque il flusso è quello di corpo nero

$$S(\nu) \approx 2kT_e \frac{\nu^2}{c^2} \Omega.$$

in cui  $\Omega \approx R^2/D^2$  è l'angolo solido sotteso dalla sorgente e  $T_e$  è detta temperatura termica, legata all'energia degli elettroni relativistici tramite  $\gamma m_e c^2 = 3kT_e$ ; nel caso di autoassorbimento  $T_e$  coincide con la *temperatura di brillantezza*  $T_B$ , definita come la temperatura necessaria a un corpo nero per emettere l'intensità osservata.

Dunque la luminosità della sorgente è

$$L(\nu) = 4\pi D^2 S(\nu) \approx \frac{8\pi k T_B}{c^2} \nu^2 R^2,$$

e la densità di energia del campo di radiazione è

$$U_{rad} = \frac{L(\nu)\nu}{4\pi c R^2} \approx 2kT_B \frac{\nu^3}{c^3}.$$

Dobbiamo ora esprimere  $U_H$  in termini di osservabili. Per fare ciò è necessaria la teoria del sincrotrone autoassorbita, che ci fornisce un valore per la frequenza caratteristica

$$\nu \approx \nu_s \approx \gamma^2 \nu_L = \left( \frac{3kT_B}{m_e c^2} \right)^2 \frac{eH}{2\pi m_e c},$$

da cui possiamo ricavare il campo magnetico

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

Sostituendo ora  $U_{rad}$  e  $U_H$  nell'equazione 4 si ottiene

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

In particolare, imponendo  $\eta = 1$  si ha

$$T_B = 10^{12} \left( \frac{1GHz}{\nu} \right)^{1/5} K.$$

Per sorgenti la cui temperatura di brillanza è maggiore di  $10^{12}K$ ,  $\eta > 1$ . A queste temperature, il campo di radiazione subisce una forte amplificazione: l'effetto Compton inverso diventa via via più efficiente e causa il raffreddamento della sorgente in tempi brevissimi, in un fenomeno detto *Catastrofe Compton*.

## 1.4 Comptonizzazione

Vi sono casi astrofisici in cui coesistono effetto Compton ed effetto Compton inverso; questo può portare a più diffusioni degli stessi fotoni e dunque in una modifica dello spettro. Si parla in questo caso di *Comptonizzazione*. Consideriamo le interazioni dal punto di vista dei fotoni. L'energia può essere trasferita da fotoni a elettroni:

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

oppure da elettroni a fotoni:

$$\left\langle \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \right\rangle_{el} \approx -\frac{4kT}{m_e c^2}.$$

Se si hanno molteplici diffusioni, il trasferimento netto di energia è dato da

$$\left\langle \frac{\Delta h\nu}{h\nu} \right\rangle_{ph} = \frac{4kT - h\nu}{m_e c^2}$$

Concentriamoci nel caso in cui  $4kT \gg h\nu$ . Per ricavare il guadagno energetico totale di ciascun fotone, consideriamo  $N$  collisioni in una regione di densità elettronica  $n_e$  e

dimensione  $d$ .

Riprendiamo lo spessore ottico Thomson  $\tau_e = n_e \sigma_T d$  e definiamo il libero cammino medio dei fotoni  $\lambda = (n_e \sigma_T)^{-1}$ . I fotoni percorrono una distanza  $d = N^{1/2} \lambda$ , perciò  $N = \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2 = \tau_e^2$ .

Il guadagno totale per ciascun fotone è dunque

$$\left\langle \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \right\rangle_{tot} \approx \frac{4kT}{m_e c^2} N = \frac{4kT}{m_e c^2} \tau_e^2$$

Integrando in  $d\nu$  e  $dt$ , si ottiene l'energia finale del fotone

$$h\nu = h\nu_0 e^{4kT\tau_e^2/(m_e c^2)} = h\nu_0^{4y},$$

in cui  $y = kT\tau_e^2/(m_e c^2)$  è detto *parametro Compton*. È sufficiente  $y \geq 1/4$  per osservare modifiche significative dello spettro.

Quando la comptonizzazione è molto forte ( $y \gg 1$ ), l'energia del fotone satura a  $h\nu = 4kT$ , e dunque si arriva all'equilibrio termico. All'equilibrio, lo spettro modificato segue la distribuzione di Bose-Einstein

$$u(\nu)d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \left[ \exp\left(\frac{h\nu}{kT} + \mu\right) - 1 \right]^{-1} d\nu.$$

## 2 Applicazioni astrofisiche

Vediamo innanzitutto due applicazioni utili dello scattering Thomson, affrontato nel capitolo 1.

### 2.1 Luminosità di Eddington

L'accrescimento è un fenomeno fisico che si verifica quando un gas subisce una forte attrazione gravitazionale da un corpo compatto (e.g. buchi neri). Si tratta di un meccanismo estremamente efficiente nella produzione di energia, a tal punto da opporsi alla caduta del gas per effetto della forza gravitazionale. La massima luminosità raggiungibile per un sistema in equilibrio tra forza di gravità (verso l'interno) e pressione di radiazione (verso l'esterno) è detta *luminosità di Eddington*.

Per calcolare  $L_{Edd}$ , ci poniamo nelle seguenti condizioni:

- Regime stazionario;
- Simmetria sferica;
- Gas in caduta otticamente sottile composto di idrogeno completamente ionizzato.

Supponiamo di conoscere la luminosità emessa con relativa distribuzione spettrale, e consideriamo il flusso

$$S(\nu) = \frac{L(\nu)}{4\pi R^2}$$

Ricaviamo, per unità di tempo e frequenza, il numero di fotoni che attraversano la superficie di raggio R

$$N = \frac{1}{h\nu} \frac{L(\nu)}{4\pi R^2},$$

e la potenza totale

$$P_{tot} = \frac{1}{h\nu} \frac{L(\nu)}{4\pi R^2} \frac{h\nu}{c} = \frac{L(\nu)}{4\pi R^2 c}.$$

Il gas in caduta è composto di idrogeno completamente ionizzato, perciò avremo un plasma neutro composto in egual numero da elettroni e protoni. Per analizzare l'interazione tra radiazione e materia utilizziamo lo scattering Thomson, dunque riprendiamo l'equazione(2):

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2.$$

Notiamo che  $\sigma_T \propto m^{-2}$ , ed essendo la massa del protone  $m_P \sim 1836$  volte la massa dell'elettrone  $m_e$ , perciò i protoni giocano un ruolo marginale nel fenomeno e possono essere trascurati.

Detta  $n_e$  la densità elettronica, la forza della radiazione, per unità di volume a distanza r, che si oppone alla caduta del gas vale

$$F_{rad} = \frac{Ln_e(r)\sigma_r}{4\pi r^2 c}.$$

La forza gravitazionale per unità di volume a distanza  $R$  vale

$$F_G = -G \frac{M \rho(r)}{r^2},$$

in cui  $M$  è la massa del corpo centrale  $\rho(r)$  è la densità di materia nel gas

$$\rho(r) = n_e(r)m_e + n_p(r)m_p \simeq n_p(r)m_p.$$

La forza totale è data dalla somma dei due contributi:

$$F_{tot} = F_G + F_{rad} = -G \frac{M \rho(r)}{r^2} + \frac{L n_e(r) \sigma_r}{4\pi r^2 c}.$$

Definiamo ora la luminosità di Eddington come il valore di  $L$  tale che  $F_{tot} = 0$ :

$$L_{Edd} = \frac{4\pi G M m_p c}{\sigma_T} \sim 10^{38} \left( \frac{M}{M_\odot} \right) \left[ \frac{erg}{s} \right],$$

in cui abbiamo utilizzato il fatto che  $n_p \sim n_e$ .

## 2.2 Scattering Thomson negli AGN

Le galassie attive hanno al loro centro un nucleo galattico attivo (active galactic nucleus, da cui *AGN*), un buco nero supermassiccio che emette un'enorme quantità di radiazione divorando il materiale del disco di accrescimento che lo circonda. Il disco di accrescimento è a sua volta circondato da un toro molecolare oscurante; la cui presenza rende le osservazioni difficili (qualora sia posto tra noi e il buco nero).

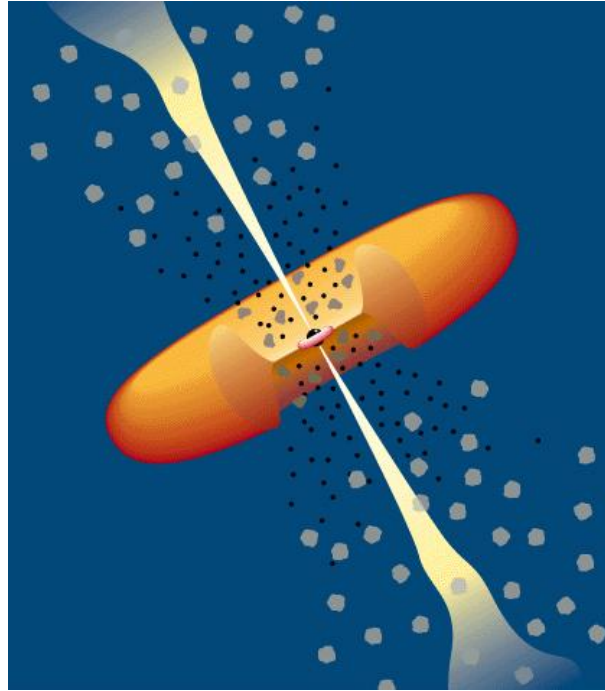


Figura 5: *Modello di AGN.*

Se nelle zone sopra o sotto il piano della struttura vi sono elettroni liberi, questi possono reindirizzare i fotoni tramite scattering Thomson, di fatto aggirando il toro e permettendoci di osservare radiazione che altrimenti ci sarebbe impossibile ricevere. La radiazione così diffusa mantiene infatti la propria lunghezza d'onda ed è riconoscibile, essendo polarizzata.

Vediamo infine un'applicazione del fenomeno di Comptonizzazione.

### 2.3 Effetto Sunyaev-Zeldovich

La più importante conseguenza dal punto di vista cosmologico della comptonizzazione è l'*effetto Sunyaev-Zeldovich*, in cui elettroni molto energetici interagiscono con i fotoni della radiazione cosmica di fondo (o *CMB*) tramite Compton inverso. L'effetto Sunyaev-Zeldovich causa uno shift dell'intero spettro di corpo nero della *CMB* verso energie maggiori.

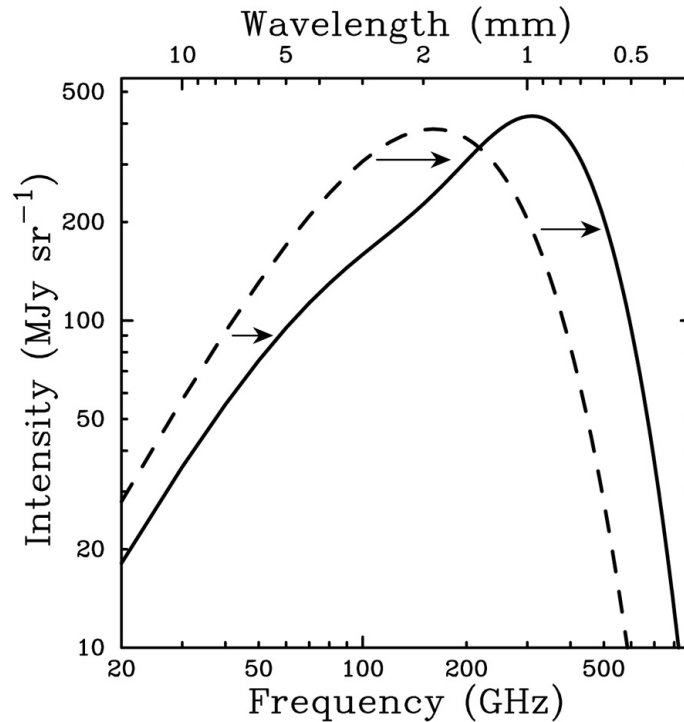


Figura 6: *Modifica nello spettro della CMB dovuta all'effetto Sunyaev-Zeldovich.*

Questo implica che l'intensità osservata diminuisca a basse frequenze e aumenti ad alte frequenze. Il grado di distorsione dello spettro a basse frequenze è dato da

$$\frac{\Delta I_\nu}{I_\nu} = -2y,$$

in cui  $y$  è il parametro Compton.

La frequenza a cui avviene l'inversione nella variazione di intensità è detta frequenza di

*cross-over* e vale, per  $y \ll 1$ ,  $\nu_{c-o} \simeq 217GHz$ . Facendo osservazioni a questa frequenza, è possibile identificare ammassi di galasse, i cui elettroni caldi sono perfetti candidati per l'effetto Sunyaev-Zeldovich.



## Riferimenti bibliografici

- [1] George B. Rybicki, Alan Lightman *Radiative Processes in Astrophysics*, Cambridge University Press, 2017.
- [2] Carla e Roberto Fanti *Una finestra sull'Universo 'Invisibile'*, Bologna, 2012.
- [3] Gabriele Ghisellini *Radiative Processes in High Energy Astrophysics*, Springer International Publishing, 2013.
- [4] *Dispense del corso Processi di radiazione e MHD*, anno accademico 2019-2020.
- [5] *Appunti personali dal corso Processi di radiazione e MHD*, anno accademico 2019-2020.