

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:
Giacomo Carlotti

Relatore:
**Chiar.ma Prof.ssa
Marcella Brusa**

Anno Accademico 2025-2026

Indice

Introduzione	1
1 La fisica dei processi di Scattering	2
1.1 Scattering Thomson	2
1.2 Scattering Compton e Inverse Compton	4
1.2.1 Cinematica dello scattering ed effetto Compton a riposo . . .	4
1.2.2 Elettroni ultra-relativistici	5
1.2.3 Sezione d'urto Klein-Nishina	6
1.3 Comptonizzazione	6
1.3.1 Fotoni in un plasma non relativistico	7
1.3.2 Fotoni in un plasma relativistico	9
2 Applicazioni astrofisiche	9
2.1 Polarizzazione da scattering Thomson di involucri stellari e dischi . .	9
2.2 Inverse Compton nei <i>jet</i> relativistici degli AGN	11
2.2.1 Synchrotron Self-Compton	12
2.2.2 External Compton	13
2.2.3 Unificazione delle due teorie	14
Bibliografia	16

Introduzione

In fisica, i processi di diffusione (*scattering*) coprono una molteplicità di ambiti: dall'interazione tra radiazione elettromagnetica e particelle a quella tra particelle e strutture cristalline. In particolare, si parla di diffusione quando un'onda (che può essere radiazione elettromagnetica o una particella) modifica la sua direzione di propagazione e, talvolta, la sua energia a seguito di un urto. Questi processi possono essere divisi in due macro-categorie. Quelli in cui non si ha scambio di energia durante l'urto sono detti elastici, mentre quelli in cui si verifica uno scambio di energia durante l'urto sono detti anelastici.

In astrofisica si osservano molti tipi di scattering, in particolare tra radiazione elettromagnetica e particelle. Ad esempio, lo scattering di Rayleigh, responsabile del cielo azzurro, avviene a causa dell'interazione tra la luce solare e le molecole dell'atmosfera.

In questo lavoro di tesi, però, mi concentrerò solamente sui processi di diffusione tra radiazione elettromagnetica ed elettroni liberi, che prendono il nome di scattering Thomson e scattering Compton/Inverse Compton. La differenza sta nel fatto che lo scattering Thomson è un processo elastico, mentre Compton e Inverse Compton sono processi anelastici.

Il primo capitolo è dedicato alla fisica dei processi di scattering elettrone-fotone. Partirò, dunque, con lo scattering Thomson, focalizzandomi sulla sezione d'urto, da dove essa si ricava e l'indipendenza dalla frequenza della radiazione. Inoltre, mostrerò la relazione per la polarizzazione della radiazione scatterata, che verrà ripresa nel secondo capitolo. In seguito, tratterò dello scattering Compton e dell'Inverse Compton, terminando con la definizione e l'analisi della Comptonizzazione, dalla quale ricaverò l'importante *equazione di Kompaneets*. In queste pagine descriverò come si modifica la sezione d'urto all'aumentare dell'energia della radiazione, in particolare quando essa diventa paragonabile all'energia a riposo dell'elettrone (regime di Klein-Nishina).

Il secondo capitolo sarà dedicato ad alcuni approfondimenti astrofisici, richiamando gli elementi necessari di teoria. Inizierò parlando di come lo scattering Thomson permetta di osservare una polarizzazione della luce in alcuni particolari ambienti stellari, specialmente nelle regioni di plasma eiettato da alcuni tipi di stelle al di fuori dell'atmosfera stellare. In seguito, descriverò come l'effetto Inverse Compton agisca a modificare lo spettro del plasma relativistico nei nuclei galattici attivi (AGN) con emissione radio. Tratterò brevemente sia il caso di *Synchrotron Self-Compton* per la sorgente 3C279, sia quello di *External Compton*, per poi arrivare all'unificazione dei due modelli.

Capitolo 1

La fisica dei processi di Scattering

1.1 Scattering Thomson

Consideriamo un elettrone a riposo e una radiazione incidente con frequenza ν tale che $h\nu \ll m_e c^2$, dunque con energia molto minore dell'energia a riposo dell'elettrone. Inoltre, consideriamo la velocità di oscillazione dell'elettrone $v \ll c$ in modo da poter trascurare la forza magnetica, dato che $\vec{F}_B = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B}$.

Dunque, l'onda incidente può essere trattata in maniera classica, trascurando la quantizzazione grazie alla bassa energia. Inoltre, si considera solo l'effetto del campo elettrico a causa del regime non relativistico degli elettroni.

Consideriamo un'onda completamente polarizzata linearmente con versore di polarizzazione $\hat{e}$; la forza che essa imprimerà sulla particella sarà

$$\vec{F} = \hat{e} e E_0 \sin(\omega_o t) \quad (1.1)$$

¹ Dal secondo principio della dinamica vale anche che

$$m_e \vec{r} = \hat{e} e E_0 \sin(\omega_o t) \quad (1.2)$$

Considerando il vettore di dipolo $\vec{d} = e\vec{r}$, posso riscrivere

$$\vec{d} = \frac{e^2 E_0}{m_e} \hat{e} \sin(\omega_o t) \quad (1.3)$$

Ricordiamo la formula di Larmor per la potenza emessa sotto forma di onde elettromagnetiche da particelle cariche accelerate:

$$P = \frac{2e^2 |\vec{r}|^2}{3c^3} = \frac{2|\vec{d}|^2}{3c^3} \quad (1.4)$$

Questa, mediata nel tempo e in unità di angolo solido Ω , si può scrivere come

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{|\vec{d}|^2}{4\pi c^3} \sin^2 \Theta = \frac{e^4 E_0^2}{8\pi m_e^2 c^3} \sin^2 \Theta \quad (1.5)$$

in cui $\langle \sin^2(\omega_o t) \rangle = \frac{1}{2}$. Inoltre, Θ qui non è l'angolo di scattering della radiazione, ma l'angolo fra il vettore accelerazione e quello di propagazione della radiazione emessa. Dalla formula per il vettore di Poynting, so che $\langle \vec{S} \rangle = \frac{c}{8\pi} E_0^2$, dunque posso definire la *sezione d'urto differenziale* $d\sigma$ su angolo solido $d\Omega$ tale che

$$\frac{dP}{d\Omega} = \langle \vec{S} \rangle \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{c E_0^2}{8\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (1.6)$$

¹ e è la carica dell'elettrone, $E_0 \sin(\omega_o t)$ è il campo elettrico oscillante nel tempo, con ampiezza E_0 e pulsazione $\omega_o = 2\pi\nu$. m_e è la massa dell'elettrone e $\vec{r} = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2}$ è il vettore accelerazione

Mettendo insieme la (1.5) e la (1.6) otteniamo la relazione finale per cui

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{pol}} = \frac{e^4}{m_e^2 c^4} \sin^2 \Theta = r_0^2 \sin^2 \Theta \quad (1.7)$$

dove definisco il *raggio classico dell'elettrone* $r_0 \approx 2.82 \times 10^{-13}$ cm. Integro la (1.7) sull'angolo solido, utilizzando l'asse z come direzione di polarizzazione lungo il quale oriento $\hat{e}$, effettuando dunque la sostituzione $\mu = \cos \Theta$

$$\sigma_T = \int \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{pol}} d\Omega = 2\pi r_0^2 \int_{-1}^1 (1 - \mu^2) d\mu \quad (1.8)$$

ottenendo la *sezione d'urto Thomson* pari a $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_0^2 \approx 6.65 \times 10^{-25}$ cm².

Un importantissimo risultato è la completa indipendenza dalla frequenza che rende lo scattering egualmente efficiente a tutte le frequenze. Ciò, in realtà, risulta vero solo per radiazione $h\nu \ll m_e c^2$, infatti per fotoni molto energetici bisogna usare una diversa sezione d'urto dipendente dalla frequenza che sarà ricavata più avanti.

Consideriamo ora un'onda non polarizzata, che trattiamo scomponendola in due componenti polarizzate linearmente su due direzioni ortogonali e sommando gli scattering lungo le due componenti. Per comodità, un versore giace sul piano dei versori $\hat{k}$ e $\hat{n}$ in figura 1.1, mentre l'altro è perpendicolare a suddetto piano.

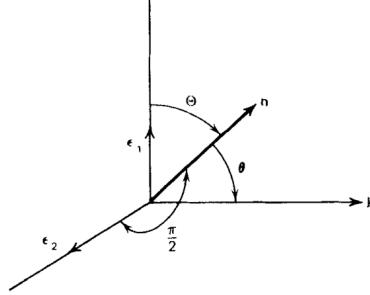


Figura 1.1: Scattering di un'onda non polarizzata scomposta nelle due direzioni di polarizzazione $\hat{e}_1$ e $\hat{e}_2$ (Rybicki & Lightman (2008))

Scelgo $\hat{e}_1$ come prima direzione e $\hat{e}_2$ come sua perpendicolare. Sia Θ l'angolo fra $\hat{e}_1$ e $\hat{n}$ mentre $\theta = (\pi/2) - \Theta$ l'angolo fra la direzione di propagazione incidente $\hat{k}$ e quella di diffusione $\hat{n}$. L'angolo fra $\hat{e}_2$ e $\hat{n}$ è $\pi/2$, perciò posso scrivere

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{unpol}} &= \frac{1}{2} \left[\left(\frac{d\sigma(\Theta)}{d\Omega}\right)_{\text{pol}} + \left(\frac{d\sigma(\pi/2)}{d\Omega}\right)_{\text{pol}} \right] \\ &= \frac{1}{2} r_0^2 (1 + \sin^2 \Theta) \\ &= \frac{1}{2} r_0^2 (1 + \cos^2 \theta) \end{aligned} \quad (1.9)$$

Dall'equazione (1.9) possiamo ricavare diverse, importanti conclusioni. Come prima cosa, la sezione d'urto è simmetrica per riflessione $\theta \rightarrow -\theta$. Inoltre la sezione

d'urto totale di radiazione non polarizzata è uguale a quella per radiazione polarizzata, mentre è ovvio che non sia così per le sezioni d'urto differenziali. Infine, possiamo ricavare anche il tasso di polarizzazione per la radiazione scatterata che sarà pari a

$$\Pi = \frac{1 - \cos^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta} \quad (1.10)$$

Essendo $\Pi \geq 0$, si può notare come la polarizzazione dipenda dalla direzione di osservazione, in particolare per $\theta = 0$ non si ha polarizzazione, mentre per $\theta = \frac{\pi}{2}$ si ha 100% di radiazione polarizzata.

1.2 Scattering Compton e Inverse Compton

Lo scattering Thomson è un esempio di scattering elastico, in cui l'energia iniziale del fotone è uguale all'energia finale. Quando, però, si entra in un regime in cui $h\nu \sim m_e c^2$ oppure in cui l'elettrone ha velocità $v \sim c$, la trattazione classica non è più sufficiente e l'interazione elettrone-radiazione va trattata come una collisione fra un elettrone e un fotone in cui c'è scambio di energia fra le particelle. Si parlerà, quindi, di scattering anelastico.

1.2.1 Cinematica dello scattering ed effetto Compton a riposo

Iniziamo considerando l'elettrone con velocità v , scriviamo di seguito gli impulsi iniziali e finali sia dell'elettrone che del fotone².

$$\text{Elettrone: } P^\mu = [\gamma m_e c; \gamma m_e \mathbf{v}] \quad P'^\mu = [\gamma' m_e c; \gamma' m_e \mathbf{v}'] \quad (1.11)$$

$$\text{Fotone: } K^\mu = \left[\frac{h\nu}{c}; \frac{h\nu}{c} \mathbf{i}_k \right] \quad K'^\mu = \left[\frac{h\nu'}{c}; \frac{h\nu'}{c} \mathbf{i}_{k'} \right] \quad (1.12)$$

Si parte, quindi, dalla legge di conservazione dell'impulso $P^\mu + K^\mu = P'^\mu + K'^\mu$. Si effettuano una serie di passaggi algebrici che ci portano a definire $\cos \alpha = \mathbf{i}_k \cdot \mathbf{i}_{k'}$ angolo di scattering, $\cos \theta = \mathbf{i}_k \cdot \frac{\mathbf{v}}{|\mathbf{v}|}$ angolo fra fotone incidente e velocità dell'elettrone e $\cos \theta' = \mathbf{i}_{k'} \cdot \frac{\mathbf{v}}{|\mathbf{v}|}$ angolo tra fotone diffuso e elettrone dopo l'urto. Con qualche passaggio algebrico si può arrivare a scrivere la seguente equazione:

$$\frac{\nu'}{\nu} = \frac{1 - (v/c) \cos \theta}{1 - (v/c) \cos \theta' + (h\nu/\gamma m_e c^2)(1 - \cos \alpha)} \quad (1.13)$$

Il caso più semplice, a partire dal quale si definisce l'*effetto Compton*, è quello in cui $v = 0$ e $\gamma = 1$. In questo modo l'energia finale del fotone $\epsilon_f = h\nu'$ rispetto all'energia iniziale $\epsilon_i = h\nu$ si può scrivere come segue:

$$\epsilon_f = \frac{\epsilon_i}{1 + \frac{\epsilon_i}{m_e c^2}(1 - \cos \alpha)} \quad (1.14)$$

²Le quantità in grassetto rappresentano vettori, γ è il fattore di Lorentz $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$

In termini di lunghezza d'onda, la variazione si può scrivere come

$$\lambda_f - \lambda_i = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \alpha) \quad (1.15)$$

dove definiamo $\lambda_C \equiv \frac{h}{m_e c} \approx 0.02426 \text{ \AA}$ *lunghezza d'onda Compton*. La conseguenza principale dell'effetto Compton è, quindi, un aumento della lunghezza d'onda della radiazione diffusa, ovvero una perdita di energia per i fotoni, mentre gli elettroni acquisiscono quanto perso dalla radiazione. Chiaramente, in casi in cui $\lambda \gg \lambda_C$, lo scattering ritorna ad essere elastico in quanto la differenza $\lambda_f - \lambda_i$ è dell'ordine di $\lambda_C \sim 10^{-2} \text{ \AA}$. Perciò si vede che l'effetto Compton ha un ruolo importante sulla radiazione solo dai raggi X in poi.

In realtà la (1.13) ci mostra una situazione più generale di scambio di energia, senza presupporre un raffreddamento del campo di radiazione. Nel limite $h\nu \ll \gamma m_e c^2$, infatti, si può vedere che

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{v}{c} \frac{(\cos \theta - \cos \theta')}{[1 - (v/c) \cos \theta']} \quad (1.16)$$

Dunque, al primo ordine, le variazioni dell'energia vanno come v/c ed inoltre, se θ e θ' sono distribuiti randomicamente, c'è un'eguale probabilità che i fotoni diminuiscano (*effetto Compton*) o aumentino (*effetto Inverse Compton*) la loro energia.

1.2.2 Elettroni ultra-relativistici

Possono esserci dei casi in cui gli elettroni hanno un'energia ed impulso molto elevati che vengono parzialmente ceduti a fotoni poco energetici durante l'urto.

Consideriamo un sistema di riferimento S solidale con l'osservatore ed il sistema S' solidale con l'elettrone. Nel seguito, dunque, indicheremo con un apice (') le grandezze misurate nel sistema a riposo dell'elettrone S', mentre i pedici 0 e 1 indicheranno le condizioni prima e dopo lo scattering sia nel sistema del laboratorio S che nel sistema S' solidale all'elettrone.

Definisco θ, θ' gli angoli tra fotone incidente e vettore velocità dell'elettrone, mentre θ_1 e θ'_1 gli angoli tra fotone scatterato e velocità dell'elettrone. Nel caso $\epsilon' = h\nu' \ll m_e c^2$ posso scrivere l'energia del fotone in S' come $h\nu' = \gamma h\nu [1 - (v/c) \cos \theta]$ dalla formula dell'effetto Doppler relativistico. θ' è legato a θ dalle relazioni

$$\sin \theta' = \frac{\sin \theta}{\gamma [1 - \beta \cos \theta]} \quad \cos \theta' = \frac{\cos \theta - \beta}{1 - \beta \cos \theta} \quad (1.17)$$

con $\beta = v/c$. Ricordo che, nel sistema solidale con l'elettrone, sono valide le formule trovate in precedenza per elettroni fermi, dunque, nel s.d.r. S' si osserva uno scattering Thomson ovvero $\epsilon' = \epsilon'_1$ qualora $\epsilon' \ll m_e c^2$. Invece, l'osservatore in S vede una modifica dell'energia che, dalle formule per l'effetto Doppler, è $\epsilon_1 = \epsilon'_1 \gamma (1 + \beta \cos \theta'_1)$. Ricordo inoltre che $\gamma (1 + \beta \cos \theta'_1) = \frac{1}{\gamma (1 - \beta \cos \theta_1)}$. Unendo la 1.17 e queste ultime 2 equazioni, si arriva all'energia finale che sarà

$$\epsilon_1 = \epsilon \frac{1 - \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta_1} \quad (1.18)$$

nel sistema del laboratorio. Si vede facilmente che l'energia massima si ha per $\theta = \pi$ e $\theta_1 = 0$ e vale, considerando $\beta \approx 1$ (valido se $\gamma \gg 1$), $\epsilon_1 = \epsilon \frac{1+\beta}{1-\beta} = \gamma^2(1+\beta)^2\epsilon \rightarrow 4\gamma^2\epsilon$. La minima energia si ha per collisioni in cui $\theta = 0$ e $\theta_1 = \pi$ e il suo valore sarà $\frac{\epsilon}{4\gamma^2}$.

Un tipico angolo considerato è $\sin \theta_1 = 1/\gamma$. Esso viene utilizzato dato che, per elettroni ultra relativistici, la maggior parte della radiazione viene irradiata in un cono di semiapertura $1/\gamma$ attorno alla direzione di propagazione della particella stessa. In questo caso $\cos \theta_1 = \beta^3$, allora $\epsilon_1 = \epsilon\gamma^2(1 - \beta \cos \theta)$.

Considerando un campo di radiazione isotropo e mediando su tutti gli angoli θ , si ricava che l'energia finale del fotone sarà data da $\langle \epsilon_1 \rangle = \frac{4}{3}\beta^2\gamma^2\epsilon$. Questo valore indica un grande guadagno energetico, specialmente considerando che in molte applicazioni astrofisiche $\gamma \approx 10^3$.

1.2.3 Sezione d'urto Klein-Nishina

Quando la condizione $h\nu \ll m_e c^2$ risulta non più soddisfatta, la sezione d'urto non è più derivabile nella maniera semplice ed indipendente dalla frequenza vista precedentemente. Dall'elettrodinamica quantistica, si vede che la sezione d'urto differenziale diventa

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \frac{\epsilon_f^2}{\epsilon_i^2} \left(\frac{\epsilon_i}{\epsilon_f} + \frac{\epsilon_f}{\epsilon_i} - \sin^2 \alpha \right) \quad (1.19)$$

dove α è l'angolo di scattering. L'effetto principale è quello di ridurre la sezione d'urto rispetto al valore classico σ_T . Chiamo $x \equiv \frac{h\nu}{m_e c^2}$ dove $h\nu$ è l'energia del fotone nel sistema a riposo dell'elettrone. Integrando sull'angolo solido ottengo la nuova sezione d'urto

$$\sigma_{KN} = \frac{3}{4}\sigma_T \left[\frac{1+x}{x^3} \left\{ \frac{2x(1+x)}{1+2x} - \ln(1+2x) \right\} + \frac{1}{2x} \ln(1+2x) - \frac{1+3x}{(1+2x)^2} \right] \quad (1.20)$$

La sezione d'urto così modificata è chiamata *sezione d'urto Klein-Nishina*. Essa si riduce a σ_T se $x \ll 1$, mentre, nel caso $x \gg 1$, diventa

$$\sigma_{KN} = \frac{3}{8}\sigma_T \frac{1}{x} \left(\ln 2x + \frac{1}{2} \right) \quad (1.21)$$

1.3 Comptonizzazione

Con *Comptonizzazione* si intende la variazione dello spettro della radiazione dovuta a scattering ripetuti dei fotoni da parte di una distribuzione termica o quasi-termica di elettroni⁴. Nella trattazione seguente, kT_e indicherà l'energia termica degli elettroni, dove T_e è la temperatura cinetica del plasma di elettroni e k è la costante di Boltzmann.

³ $\cos \theta_1 = \sqrt{1 - \sin^2 \theta_1} = \sqrt{1 - 1/\gamma^2} = \sqrt{1 - (1 - \beta^2)} = \beta$

⁴Con quasi-termica si indica una distribuzione non Maxwelliana ma comunque caratterizzata da un picco evidente.

1.3.1 Fotoni in un plasma non relativistico

Iniziamo considerando le seguenti condizioni al contorno: $h\nu \ll m_e c^2$ e $kT_e \ll m_e c^2$, ovvero fotoni poco energetici in un plasma non relativistico. La variazione relativa di energia per il singolo evento di scattering Compton è resa da:

$$\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} = -\frac{h\nu}{m_e c^2}(1 - \cos \alpha) \quad (1.22)$$

che, mediata su tutti i possibili angoli di scattering (assumendo la simmetria dello scattering Thomson), diventa:

$$\left\langle \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} \right\rangle = -\frac{h\nu}{m_e c^2} \quad (1.23)$$

Dato che gli elettroni hanno una distribuzione termica non relativistica, dall'effetto Compton inverso si ottiene che il guadagno medio di energia per i fotoni è:

$$\left\langle \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} \right\rangle = \frac{4kT_e}{m_e c^2} \quad (1.24)$$

Mettendo insieme le equazioni (1.23) e (1.24), la variazione media netta di energia per scattering risulta:

$$\left\langle \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} \right\rangle = \frac{4kT_e - h\nu}{m_e c^2} \quad (1.25)$$

Pertanto, non avremo un passaggio netto di energia tra elettroni e fotoni se $h\nu = 4kT_e$. Si avrà un passaggio netto dagli elettroni ai fotoni se $4kT_e \gg h\nu$ (*Comptonizzazione inversa*), mentre avverrà il contrario se $h\nu \gg 4kT_e$ (*Comptonizzazione diretta*).

Consideriamo ora una regione di dimensione caratteristica l con densità numerica di elettroni liberi n_e . Siano $\tau_T = n_e \sigma_T l$ la profondità ottica per scattering Thomson e $\lambda_T = (n_e \sigma_T)^{-1}$ il libero cammino medio dei fotoni.

- Se $\tau_T \gg 1$, il fotone interagisce molto con il plasma. Il numero medio di scattering prima della fuga dalla regione sarà $N_s \sim (l/\lambda_T)^2 = \tau_T^2$.
- Se $\tau_T \leq 1$, la maggior parte dei fotoni non interagisce, ma per quelli che subiscono scattering il numero medio di urti è $N_s \sim \tau_T$ (ovvero la probabilità di interagire).

Perciò, il numero medio di scattering subito da un fotone nella regione sarà $N_s \sim \max(\tau_T, \tau_T^2)$.

Definiamo il *parametro di Comptonizzazione* y come:

$$y \equiv (\text{variazione media di energia per scattering}) \times (\text{numero medio di scattering}) \quad (1.26)$$

Assumendo un trasferimento energetico frazionario $\frac{4kT_e}{m_e c^2}$, il parametro y si scrive:

$$y = \frac{4kT_e}{m_e c^2} \max(\tau_T, \tau_T^2) \quad (1.27)$$

La condizione affinché la Comptonizzazione modifichi in modo significativo lo spettro d'origine è $y \geq 1$.

Per ricavare l'evoluzione dell'energia del fotone in funzione del numero di collisioni N , trasformiamo l'equazione (1.25) nell'equazione differenziale:

$$\frac{d\epsilon}{dN} = \frac{4kT_e - \epsilon}{m_e c^2} \epsilon = \frac{4kT_e}{m_e c^2} \epsilon - \frac{\epsilon^2}{m_e c^2} \quad (1.28)$$

Questa è del tipo $\frac{dx}{dN} = Ax - x^2$ (con $x = \epsilon/m_e c^2$ e $A = 4kT_e/m_e c^2$). Considerando un'energia iniziale $\epsilon_0 \ll 4kT_e$ e riscrivendo il parametro in termini di $y = \frac{4kT_e}{m_e c^2} N$, l'integrazione fornisce la formula esplicita per l'energia:

$$\epsilon(y) = \frac{\epsilon_0 e^y}{1 + \frac{\epsilon_0}{4kT_e} (e^y - 1)} \quad (1.29)$$

Si osserva subito che, se $\frac{\epsilon_0}{4kT_e} e^y \ll 1$ (debole Comptonizzazione), si ha un regime di crescita esponenziale $\epsilon \approx \epsilon_0 e^y$. Se $y \gg 1$ tale che $\frac{\epsilon_0}{4kT_e} e^y \gg 1$ (forte Comptonizzazione), l'energia satura al valore di equilibrio termico: $\epsilon \rightarrow 4kT_e$.

Consideriamo ora l'evoluzione temporale della densità di fotoni nello spazio delle fasi $n(\nu)$ a causa dello scattering da parte degli elettroni. Questo porta alla derivazione dell'*equazione di Kompaneets*.

Sia $N(E)$ la distribuzione energetica degli elettroni, data da una Maxwelliana non relativistica per cui $N(E) \propto e^{-E/kT_e}$. L'equazione di bilancio cinetico per la densità di fotoni nello spazio delle fasi si scrive:

$$\frac{\partial n(\nu)}{\partial t} = \int d^3p \int d\Omega \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) c \{ n(\nu') [1 + n(\nu)] N(E') - n(\nu) [1 + n(\nu')] N(E) \} \quad (1.30)$$

dove i termini $(1 + n)$ tengono conto dell'emissione stimata (statistica di Bose-Einstein). Espandendo in serie di Taylor per piccoli trasferimenti energetici ($h\Delta\nu \ll kT_e$) ed introducendo la variabile adimensionale $x = \frac{h\nu}{kT_e}$ unitamente al tempo adimensionale y^5 , si giunge, dopo opportuna integrazione sui momenti, all'*equazione di Kompaneets*:

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 \left(\frac{\partial n}{\partial x} + n + n^2 \right) \right] \quad (1.31)$$

Il termine n^2 rappresenta lo scattering stimato (rilevante solo ad alte densità di fotoni/basse frequenze), mentre $n + \frac{\partial n}{\partial x}$ descrive il bilancio tra effetto Compton diretto (diminuzione dell'energia dei fotoni) e Inverse Compton (aumento energia dei fotoni). Salvo rari casi analitici (come gli spettri di Wien o di corpo nero all'equilibrio), la soluzione di questa equazione differenziale alle derivate parziali richiede metodi numerici.

⁵ $dy = \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right) n_e \sigma_T c dt$, da non confondere con il parametro di Comptonizzazione

1.3.2 Fotoni in un plasma relativistico

Seppur astrofisicamente rare, esistono alcune regioni estreme⁶ in cui gli elettroni relativistici seguono una distribuzione termica chiamata distribuzione di Maxwell-Jüttner.

Rimanendo nella condizione $\epsilon = h\nu \ll m_e c^2$, ovvero quella per cui si può utilizzare la sezione d'urto Thomson, si può osservare come si modifica il guadagno medio di energia per i fotoni $\langle \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} \rangle$. In particolare, per una singola interazione vale $\langle \epsilon_1 \rangle = \frac{4}{3}\beta^2\gamma^2\epsilon$ da cui si può ricavare che

$$\left\langle \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} \right\rangle = \frac{4}{3} \langle \gamma^2 - 1 \rangle = \frac{4}{3} \langle \gamma^2 \beta^2 \rangle \quad (1.32)$$

Si integra questo guadagno di energia medio per ciascun urto sulla distribuzione di Maxwell-Jüttner, potendo considerare così sia il caso non relativistico affrontato al paragrafo precedente, sia il caso relativistico e ultra-relativistico.

Si definisce $\theta = \frac{kT_e}{m_e c^2}$ la frazione di energia termica degli elettroni rispetto alla loro energia a riposo. Attraverso l'integrazione sui momenti si ottiene che

$$\left\langle \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} \right\rangle \approx 4\theta + 16\theta^2 \quad (1.33)$$

Il termine θ^2 è trascurabile se $\theta \ll 1$ e ci si riduce al caso non relativistico. Nei casi in cui $\theta \geq 1$, invece, si deve utilizzare la formula completa dell'equazione (1.33), fino a poter approssimare $\langle \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} \rangle \approx 16\theta^2$ nei casi ultra-relativistici, che però sono quasi inesistenti dal punto di vista astrofisico.

Capitolo 2

Applicazioni astrofisiche

2.1 Polarizzazione da scattering Thomson di involucri stellari e dischi

La prima applicazione analizzata considera la polarizzazione intrinseca dovuta a scattering Thomson della luce proveniente da alcuni tipi di stelle. In particolare, si considerano dei casi in cui attorno alla stella sia presente una nube elettronica di simmetria assiale, con origine del sistema sulla stella stessa e con un generico angolo di inclinazione i rispetto alla Terra.

⁶Dischi di accrescimento di buchi neri a scarsa efficienza radiativa, *gamma ray bursts* otticamente spessi, magnetosfere di stelle di neutroni

Infatti, si osserva che stelle di tipo O e B e particolari binarie con trasferimenti di massa presentano delle regioni molto calde a bassa pressione al di fuori della normale atmosfera stellare. Queste regioni sono responsabili di una polarizzazione lineare intrinseca legata allo scattering Thomson. Si può vedere che è l'asimmetria di queste regioni che rende possibile un certo grado di polarizzazione. Se, infatti, la densità elettronica fosse a simmetria sferica attorno alla stella, il grado di polarizzazione sarebbe nullo.

Cerchiamo, quindi, di ricavare teoricamente il livello di polarizzazione della radiazione scatterata in un caso generico. Sia χ l'angolo di polarizzazione rispetto all'osservatore e I_0 l'intensità di radiazione della stella. Si può calcolare l'intensità totale I_1 di radiazione scatterata dalla regione considerata data una densità elettronica $n(r, \theta)$ ¹. L'intensità, calcolata integrando in coordinate sferiche, sarà

$$I_1 = I_0 \sigma_0 \int_{r=0}^{\infty} \int_{\mu=-1}^1 n(r, \mu) \int_{\phi=0}^{2\pi} (1 + \cos^2 \chi) dr d\mu d\phi \quad (2.1)$$

dove $\sigma_0 = \frac{3}{16\pi} \sigma_T$. Inoltre, non sono presenti i fattori r^2 in quanto il fattore geometrico dell'unità di volume si semplifica con l'attenuazione $1/r^2$ dell'intensità. Mediante passaggi algebrici e apposite sostituzioni di angoli, si può arrivare a dimostrare che la polarizzazione è

$$\Pi(\gamma_{\text{geom}}, i) = \frac{\sin^2 i}{2\alpha + \sin^2 i} = \frac{(1 - 3\gamma_{\text{geom}}) \sin^2 i}{2(1 + \gamma_{\text{geom}}) + (1 - 3\gamma_{\text{geom}}) \sin^2 i} \quad (2.2)$$

sostituendo $\alpha = \frac{1+\gamma_{\text{geom}}}{1-3\gamma_{\text{geom}}}$, dove $\gamma_{\text{geom}} = \frac{\int_{r=0}^{\infty} \int_{\mu=-1}^1 n(r, \mu) \mu^2 dr d\mu}{\int_{r=0}^{\infty} \int_{\mu=-1}^1 n(r, \mu) dr d\mu}$. Fisicamente, γ_{geom} rappresenta la geometria dell'involucro, in particolare

- $\gamma_{\text{geom}} = 1/3$ è simmetria sferica
- $\gamma_{\text{geom}} < 1/3$ è una distribuzione oblata a forma di disco
- $\gamma_{\text{geom}} > 1/3$ è una distribuzione prolata, ovvero a forma di involucro polare/jet

I calcoli svolti finora sono stati effettuati utilizzando solo la radiazione diffusa, ma, per ottenere il grado di polarizzazione osservato, bisogna considerare anche l'intensità della luce stellare I_0 . Il grado di polarizzazione sarà dato da $\Pi_R \sim \frac{I_1}{I_0} \Pi$. Si può calcolare che $\frac{I_1}{I_0} = 2\bar{\tau}[2(\gamma_{\text{geom}} + 1) + (1 - 3\gamma_{\text{geom}}) \sin^2 i]$ se vale che $\frac{I_1}{I_0} \ll 1$. Il $\bar{\tau}$ è definito come la profondità ottica media per scattering Thomson. Dunque, la polarizzazione residua sarà data da

$$\Pi_R \simeq \bar{\tau}(1 - 3\gamma_{\text{geom}}) \sin^2 i \quad (2.3)$$

Perciò, il grado di polarizzazione dipenderà solo dalla geometria (γ_{geom}) del sistema e dall'opacità ($\bar{\tau}$).

¹Nell'integrale si usa la sostituzione $\mu = \cos \theta$ dunque $n(r, \theta) \equiv n(r, \mu)$

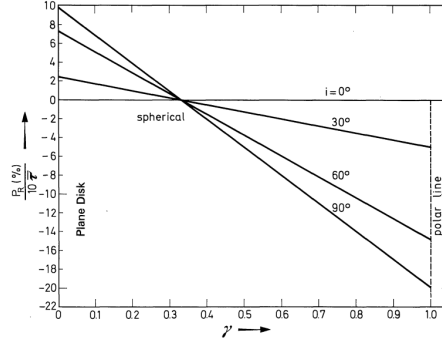


Figura 2.1: Grado di polarizzazione della radiazione in funzione di γ_{geom} , considerando diversi gradi di inclinazione (Brown & McLean (1977))

Dalla figura 2.1 si nota subito come la polarizzazione sia nulla per una simmetria sferica, mentre è massima per un'inclinazione $i = 90^\circ$. Il caso della simmetria a linea polare è quello che garantisce un maggior livello di polarizzazione.

Un'applicazione di queste scoperte riguarda le stelle Be², ovvero stelle di classe B con forti righe in emissione, che ruotano molto velocemente. L'osservazione della luce dovuta a scattering Thomson ha permesso di confermare una proprietà importante di questi oggetti. Infatti, si è definitivamente dimostrato che la materia eiettata dalla superficie stellare si dispone su un disco e non su un guscio sferico. Ciò è stato dedotto dalla polarizzazione intrinseca osservata per la radiazione scatterata. Inoltre, si è visto che l'angolo χ di posizione della polarizzazione è rigorosamente perpendicolare all'asse maggiore della proiezione in cielo del disco. Ciò significa che il campo elettrico prodotto per scattering Thomson oscilla lungo l'asse di simmetria/rotazione del sistema, confermando che l'involuppo stellare è un disco otticamente e geometricamente sottile.

2.2 Inverse Compton nei *jet* relativistici degli AGN

La seconda applicazione trattata riguarda i nuclei galattici attivi o AGN, che sono gli oggetti più luminosi dell'universo. La maggior parte della loro luminosità proviene dal disco di accrescimento attorno al buco nero centrale, come ipotizzato sin dalla fine degli anni '60. Infatti, è noto che la radiazione prodotta da questi oggetti deriva direttamente da una conversione in energia della massa in caduta verso il buco nero, con un'efficienza teorica raggiungibile di $\eta \simeq 6 - 42\%$, decine di volte maggiore della fusione nucleare. In particolare, il valore minimo del 6% si ha per un buco nero stazionario di Schwarzschild, mentre diventa 42% per un buco nero di Kerr al massimo della rotazione.

Tuttavia, alcuni AGN possiedono un'altra importante fonte di radiazione: i getti relativistici originati in prossimità del buco nero. Questi possono avere un'estensione da ~ 1 AU fino a ≥ 1 Mpc e possono essere osservati in tutte le lunghezze d'onda. Essi si formano a causa del moto d'insieme relativistico in una specifica direzione che concentra la radiazione emessa in un cono di semiapertura $1/\Gamma$, dove Γ è il fattore di Lorentz del plasma. La loro direzione di emissione è perpendicolare al

²Quirrenbach et al. (1997)

piano di rotazione del disco di accrescimento del buco nero. Essi sono estremamente variabili e possono avere cambiamenti di luminosità molto significativi nell'arco di pochi giorni. Nel caso di 3C279, la campagna osservativa EGRET del 1991 ha registrato una variazione della luminosità del 75% in soli 3 giorni.

2.2.1 Synchrotron Self-Compton

Nel corso degli anni sono state proposte diverse teorie riguardo l'enorme luminosità γ osservata e, ad oggi, ciò che sembra più probabile è che i fotoni prodotti nel *jet* siano sia dovuti a *Synchrotron Self-Compton* (SSC) sia a *External Compton* (EC). Nel primo caso, fotoni radio, IR, ottico e UV prodotti da elettroni ultra-relativistici già nel *jet* vengono scatterati a maggior energia dai medesimi elettroni. Nel secondo caso, i fotoni pre-scattering provengono da fuori, particolarmente dal disco di accrescimento del buco nero. Proprio nel caso di 3C279, nel 1991 un burst di radiazione > 100 MeV portò all'introduzione del modello SSC che riusciva a spiegare la struttura a due gobbe dello spettro. In particolare, essendo la pendenza uguale per i fotoni tra radio e γ , lo studio Maraschi et al. (1992) dimostrò che la stessa popolazione di elettroni era responsabile per ambedue le emissioni. Infatti, il modello preso in considerazione è quello di un blob di plasma relativistico, con un fattore Γ di Lorentz. Considerando θ come l'angolo di vista rispetto l'osservatore, si può calcolare

$$\delta = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \cos \theta)} \quad (2.4)$$

il fattore Doppler della radiazione.

Il modello risultante ha, come da attese, una forma a due picchi: il primo dovuto a emissione di sincrotrone, il secondo a scattering Inverse Compton degli stessi fotoni emessi per sincrotrone. Nel modello sviluppato, si considera un *jet* di forma parabolica presso l'origine e conica proseguendo verso l'esterno. Dunque, la sezione retta r seguirà un profilo parabolico ($r \propto R^{1/2}$) fino a un certo valore $R_{\max}$, diventando conica ($r \propto R$) nella regione esterna. Inoltre, consideriamo leggi di potenza per il campo magnetico B , per la densità di particelle relativistiche K e per la frequenza massima di sincrotrone $\nu_{s,\max}$. In particolare,

$$B = B_0(r/r_0)^{-m} \quad K = K_0(r/r_0)^{-n} \quad \nu_{s,\max} = \nu_{0,s,\max}(r/r_0)^{-\eta} \quad (2.5)$$

Inoltre, $\Gamma = \Gamma_0(R/R_0)^a$ che indica un'accelerazione delle particelle solo nella zona più interna del *jet*, dove la forma è ancora parabolica. Da queste assunzioni, si è trovato un modello con 2 possibili stati, un High State e un Low State a seconda dei parametri iniziali considerati. Lo spettro ricavato in entrambi gli stati è presentato in figura 2.2.

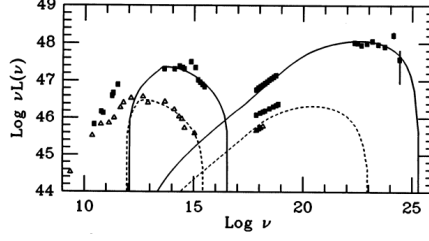


Figura 2.2: Spettro teorico di 3C279 (linea continua e tratteggiata) vs osservazioni. La linea continua è l'High State, mentre la tratteggiata è il Low State. La differenza fra loro sta nella frequenza $\nu_{0,s,max}$ che vale, rispettivamente, 4×10^{15} Hz e 3×10^{14} Hz. Inoltre, definendo $\tau_0 = \sigma_T K_0 R_0$ profondità ottica all'origine del sistema, per l'High State abbiamo $\tau_0 = 2 \times 10^{-3}$ mentre per il Low State $\tau_0 = 10^{-3}$. (Maraschi et al. (1992))

Da questo studio sono emerse diverse conclusioni interessanti. Innanzitutto, una stima per i parametri del *jet*. Infatti, si è trovato che $\delta \approx 10 - 18$, corrispondente a $\Gamma \approx 5.5 - 14$ per $\theta = 3^\circ$. Inoltre, si è visto che la regione emettitrice ha una lunghezza di $\sim 2 \times 10^{17}$ cm con un diametro di $\sim 2 \times 10^{16}$ cm.

2.2.2 External Compton

Il passo successivo fu l'introduzione di un modello che prendesse in esame non solo i fotoni provenienti dall'interno del *jet* ma anche dall'esterno, in particolare dal disco di accrescimento, dalla Broad Line Region³ e dal toro di polveri circondante il tutto.

Considerando i 3 sistemi di riferimento, ovvero solidale con l'osservatore (S), solidale con il blob di plasma relativistico (S') e solidale con il singolo elettrone (S''), si può costruire un modello molto efficace che spiega diverse categorie di oggetti. Consideriamo il blob a velocità $v = \beta c$ con fattore di Lorentz $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$; allora il fattore di Doppler sarà lo stesso dell'equazione 2.4. Dato che consideriamo fotoni che arrivano "di lato", $\cos \theta \sim 0$. Se consideriamo un'energia $\epsilon_0 = \frac{h\nu_0}{m_e c^2}$ in unità dell'energia elettronica per un fotone emesso dal disco di energia $h\nu_0$, la trasformazione fra S e S' è

$$\epsilon'_0 \approx \Gamma \epsilon_0 \quad \text{caso particolare di} \quad \epsilon'_0 = \Gamma \epsilon_0 (1 - \beta \cos \theta_0) \quad (2.6)$$

La perdita di energia per ciascun elettrone è espressa dalla formula

$$-\left(\frac{dE'_e}{dt'}\right) = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 U'_{\text{rad,ext}} \quad (2.7)$$

dove $U'_{\text{rad,ext}} \approx \Gamma^2 U_{\text{rad,disk}}$. Se passiamo al sistema di riferimento dell'elettrone, l'energia subirà un ulteriore aumento, poiché $\epsilon''_0 \approx \gamma \epsilon'_0$. Qui si considerano 2 regimi: quello di Thomson ($\gamma \epsilon'_0 \ll 1$) e quello di Klein-Nishina ($\gamma \epsilon'_0 \gg 1$). Nel regime di Thomson, l'energia finale del fotone scatterato in S' sarà $\epsilon' \approx \frac{4}{3} \epsilon'_0 \gamma^2$ e, nel sistema S , questa diventerà

$$\epsilon \approx \delta \Gamma \gamma^2 \epsilon_0 \quad (2.8)$$

³Regione appena al di fuori del disco di accrescimento, in cui la veloce rotazione del gas causa un allargamento considerevole, per effetto Doppler, delle righe spettrali

Se, dunque, si considera una distribuzione di elettroni a legge di potenza tale che $N(\gamma) \propto \gamma^{-p}$, si troverà che $I(\epsilon) \propto \epsilon^{-\alpha}$ con $\alpha = \frac{p-1}{2}$ indice spettrale del flusso irradiato.

Nel regime di Klein-Nishina, invece, l'efficienza dello scattering cala drasticamente a causa della riduzione della sezione d'urto causata dall'elettrodinamica quantistica. Infatti, non si potrà più usare la sezione d'urto Thomson ma si dovrà usare quella di Klein-Nishina introdotta al capitolo 1. In questa situazione, l'urto elettrone-fotone toglie quasi tutta l'energia all'elettrone, introducendo quindi un crollo esponenziale alle altissime energie ($\sim \text{TeV}$). Con il modello EC si riuscivano anche a dare delle risposte a dei problemi aperti fino a quel momento, come la dominanza nei *Flat Spectrum Radio Quasars* (FSQR) della seconda gobba rispetto alla prima, un segnale del forte campo di radiazione del disco.

Anche la poca opacità ai fotoni γ può essere spiegata. Infatti, la luminosità osservata e quella intrinseca sono legate dalla formula $L_{\text{obs}} = \delta^3 L_{\text{int}}$. L'opacità per la produzione di coppie⁴ si calcolerebbe come $\tau_{\gamma\gamma} \propto \frac{L_{\text{obs}}}{R}$. Dato che gli AGN variano su scale temporali anche molto piccole ($\Delta t_{\text{obs}} \sim 1 \text{ day}$), chiaramente il limite superiore per la dimensione della sorgente sarebbe $R \simeq c\Delta t_{\text{obs}}$. Se fosse effettivamente così, la profondità ottica sarebbe enorme ($\tau_{\gamma\gamma} \gg 1$) e noi non misureremmo radiazione γ originata in quella regione compatta. Però, grazie al fattore Doppler, si può trovare che, in realtà $R \leq \delta c\Delta t_{\text{obs}}$ e la luminosità intrinseca del sistema non è L_{obs} ma L_{obs}/δ^3 . Inoltre, l'energia dei fotoni nel sistema S' si può scrivere come $\epsilon' = \epsilon/\delta$ dunque, essendo $I(\epsilon) \propto \epsilon^{-\alpha}$, la densità dei fotoni target si riduce di un ulteriore fattore $\delta^{-\alpha}$. Unendo questi effetti, la profondità ottica diventa

$$\tau_{\gamma\gamma}^{\text{reale}} \approx \frac{\tau_{\gamma\gamma}^{\text{apparente}}}{\delta^{4+\alpha}} \ll 1 \quad (2.9)$$

risolvendo il problema di una sorgente otticamente spessa per la radiazione γ .

2.2.3 Unificazione delle due teorie

La teoria di unificazione di questi due processi che andiamo a considerare è quella presentata dallo studio Ghisellini et al. (1998) per i blazar, ovvero i tipi più luminosi di AGN. Si considera una popolazione di particelle ultra-relativistiche del tipo

$$N(\gamma) = \frac{\int_{\gamma}^{\gamma_{\text{max}}} [Q(\gamma) + P(\gamma)] d\gamma}{\dot{\gamma}} \quad (2.10)$$

dove $Q(\gamma) \propto \gamma^{-s}$ è il tasso di produzione di elettroni ultra-relativistici e $P(\gamma)$ è il tasso di produzione di coppie elettrone-positrone. $\dot{\gamma}$ è il tasso di raffreddamento delle particelle, che dipende dal campo di radiazione e dal campo magnetico. In particolare, considereremo sia il raffreddamento dovuto a SSC sia quello dovuto a EC, perciò $-\dot{\gamma}_{\text{tot}} = \frac{4}{3} \frac{\sigma_{TC}}{m_e c^2} \gamma^2 (U_B + U_{\text{rad, SSC}} + U_{\text{ext, EC}})$.

Il modello costruito considera solo il regime di Thomson, assumendo una sezione d'urto nulla nel caso di Klein-Nishina, che viene considerato quando $x \equiv \frac{h\nu}{m_e c^2} \geq \frac{3}{4\gamma}$.

⁴L'opacità $\tau_{\gamma\gamma}$ dovuta al processo di annichilimento di 2 fotoni a formare una coppia elettrone-positrone

Inoltre, per i fotoni esterni al getto, si considera una distribuzione di corpo nero con x_{ext} compreso tra 5×10^{-5} e 2×10^{-4} .⁵

Definisco la compattezza come

$$l = \frac{L\sigma_T}{Rm_e c^3} \quad \text{anche scrivibile come} \quad l = \frac{\sigma_T R U}{m_e c^2} \quad (2.11)$$

Fisicamente, essa rappresenta una profondità ottica relativa alla radiazione emessa. Da queste definizioni posso ottenere altri 2 parametri del modello che sono

$$l_{\text{inj}} = \frac{L_{\text{inj}}\sigma_T}{Rm_e c^3} \quad l_{\text{ext}} = \frac{\sigma_T R U_{\text{ext}}}{m_e c^2} \quad (2.12)$$

Rispettivamente abbiamo: potenza iniettata sotto forma di elettroni relativistici per unità di raggio e potenza iniettata sotto forma di fotoni esterni. Il fattore Doppler definito nell'equazione 2.4, viene considerato $\delta \sim \Gamma$ in quanto una proprietà generale degli AGN è che $\theta \sim 1/\Gamma$. C'è anche una costrizione sulle dimensioni, infatti, $R \leq c\delta \frac{\Delta t_{\text{obs}}}{1+z}$ dove Δt_{obs} è la scala temporale di una variazione di luminosità e z è il redshift.

Il modello ricavato con l'inserimento di questi parametri ha dato due risultati differenti per due diverse categorie di blazar. In particolare, si è cercato il valore di γ_{peak} ovvero il γ di Lorentz degli elettroni responsabili sia del picco dell'emissione di sincrotrone sia di quello per Inverse Compton.

- Per i FSRQ ha spiegato come mai il picco di sincrotrone si trovi nelle microonde/IR e quello Inverse Compton non supera i MeV/GeV. Ciò avviene perché gli elettroni ultra-relativistici si raffreddano molto velocemente, avendo, dunque, γ_{peak} piccoli. Questo poiché la maggior parte della radiazione scatterata proviene dall'esterno, rendendo di gran lunga prevalente l'EC.
- Per i BL Lac, invece, il grosso dello scattering avviene con contributo di SSC, dunque il raffreddamento è più lento (alto γ_{peak}) e si riescono a raggiungere energie per Inverse Compton di picco fin sui TeV.

Nella figura 2.3 si graficano i risultati finali, con: HBL, High-frequency peaked BL Lacs; LBL, Low-frequency peaked BL Lacs; HPQ, High polarization quasars; LPQ, Low polarization quasars. Questa mostra come, ad un γ_{peak} più basso, corrisponda una maggiore dominazione Compton (L_C/L_S maggiore) così come un aumento del campo di radiazione totale (U maggiore) e della potenza iniettata (l_{inj} , l_{ext} maggiori).

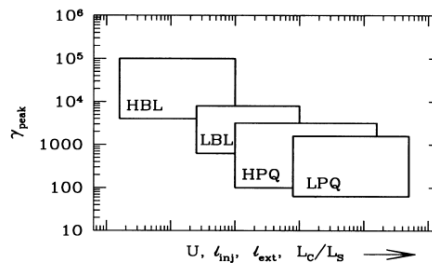


Figura 2.3: Modello di unificazione finale proposto, con γ_{peak} per le diverse categorie di oggetti messo in relazione con U , L_C/L_S , l_{ext} , l_{inj} (Ghisellini et al. (1998))

⁵ $x_{\text{ext}} = \frac{h\nu_{\text{ext}}}{m_e c^2}$ è il rapporto fra l'energia della radiazione proveniente dall'esterno e l'energia a riposo dell'elettrone nel sistema solidale con il blob

Bibliografia

- Blandford R., Meier D., Pellegrini S., 2019, *Relativistic Jets from Active Galactic Nuclei*, [Annual Review of Astronomy and Astrophysics](#), 57, 467
- Blumenthal G. R., Gould R. J., 1970, *Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases*, [Reviews of Modern Physics](#), 42, 237
- Brown J., McLean I., 1977, *Polarization by Thomson scattering in optically thin axisymmetric envelopes*, *Astronomy and Astrophysics*, 57, 141
- Dermer C. D., Schlickeiser R., 1993, *Model for Gamma-Ray Emission from Blazars*, [The Astrophysical Journal](#), 416, 458
- Ghisellini G., 2012, *Radiative Processes in High Energy Astrophysics*, arXiv preprint arXiv:1202.5949
- Ghisellini G., Celotti A., Fossati G., Maraschi L., Comastri A., 1998, *A Theoretical Framework for the Blazar Sequence*, [Monthly Notices of the Royal Astronomical Society](#), 301, 451
- Longair M. S., 2011, *High Energy Astrophysics*, 3rd edn. Cambridge University Press, Cambridge, [doi:10.1017/CBO9780511777776](#)
- Lynden-Bell D., 1969, *Galactic Nuclei as Collapsed Old Quasars*, [Nature](#), 223, 690
- Maraschi L., Ghisellini G., Celotti A., 1992, *A Jet Model for the Gamma-Ray Emission of 3C 279*, [The Astrophysical Journal](#), 397, L5
- Padmanabhan T., 2000, *Theoretical Astrophysics: Volume 1, Astrophysical Processes*. Cambridge University Press, Cambridge, [doi:10.1017/CBO9780511564970](#)
- Pozdnyakov L. A., Sobol I. M., Sunyaev R. A., 1983, *Comptonization and the shaping of X-ray source spectra*, *Soviet Scientific Reviews, Section E: Astrophysics and Space Physics Reviews*, 2, 189
- Quirrenbach A., et al., 1997, *Constraints on the Geometry of Circumstellar Disks around Be Stars from Interferometry and Spectropolarimetry*, [The Astrophysical Journal](#), 479, 477
- Rybicki G. B., Lightman A. P., 2008, *Radiative processes in astrophysics*. John Wiley & Sons
- Urry C. M., Padovani P., 1995, *Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei*, [Publications of the Astronomical Society of the Pacific](#), 107, 803