

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

Processi di scattering in astrofisica

Tesi di Laurea

Presentata da:
Duccio Macconi

Relatore:
Chiar.mo Prof.
Daniele Dallacasa

Sessione II

Anno Accademico 2015-2016

Sommario

L'attenzione è stata posta su tre fenomeni fondamentali di scattering: Thomson, Compton e Compton inverso. Sono state sottolineate alcune ed eventuali applicazioni astrofisiche di questi e valutate le implicazioni o generalizzazioni che da tali fenomeni possono derivare: Synchrotron Self-Compton, Comptonizzazione ed effetto Sunyaev-Zeldovich termico. Infine è stato preso un caso astrofisico come applicazione di questi fenomeni: Sagittarius A*, una fonte radio proveniente dal centro della nostra galassia, molto studiata negli anni, citando un articolo pubblicato su una rivista scientifica nel 2012.

Indice

0.1	Introduzione	1
1	Descrizione del fenomeno	2
1.1	Scattering Thomson	2
1.1.1	Perché ci interessa	3
1.2	Scattering Compton	4
1.2.1	Perché è di interesse limitato	5
1.3	Inverse Compton	5
1.3.1	Perché ci interessa	6
1.4	Synchrotron Self-Compton	7
1.4.1	Perché ci interessa	7
1.5	Comptonizzazione	8
1.5.1	Perché ci interessa	10
2	Sagittarius A*	11
A	Sezione d'urto	14

0.1 Introduzione

La traduzione italiana di Scattering è "diffusione". Con questo termine si intende ogni interazione radiazione-materia che produce una particella o un'onda diffusa, a partire da una particella o onda incidente. Pertanto ciò che può variare nell'interazione sono i protagonisti e le loro energie. Infatti, la particella può essere una carica libera o appartenere a una struttura più complessa, cioè essere impegnata in uno o più legami. Il fotone può appartenere a diverse parti dello spettro elettromagnetico, cioè avere diverse energie, provocando risultati diversi. Si capisce che l'argomento ha una dimensione sterminata. Pertanto questo elaborato mirerà a elencare e dare una breve spiegazione di alcuni casi esaminati e a fornire qualche esempio astrofisico che funga da applicazione degli stessi. Tale fenomeno trova così tante applicazioni che alcune di esse le abbiamo ogni giorno sotto i nostri occhi, anzi sopra! Ecco perché: la cosiddetta diffusione differenziale ottica (Rayleigh scattering) è la causa del colore blu del cielo; infatti le molecole gassose presenti nella nostra atmosfera tendono ad assorbire e rimettere maggiormente la luce visibile ad alta frequenza (cioè verso il blu), rispetto a quella di frequenze minori. Per lo stesso motivo il Sole appare tanto più rosso quanto più è vicino all'orizzonte: la sua luce attraversa un'ampia porzione di atmosfera e dunque subisce molti fenomeni di scattering riducendone la luce alle alte frequenze.



Figura 1: Cielo estivo.

Capitolo 1

Descrizione del fenomeno

Tre casi di questo fenomeno sono elencati e descritti brevemente di seguito, tutti riguardano un'interazione tra fotoni e particelle libere (situazione più interessante in astrofisica). Le particelle libere sono supposte appartenere a un plasma astrofisico. Se consideriamo il plasma come formato principalmente da protoni ed elettroni, l'interazione riguarderà solo questi ultimi, dato che la sezione d'urto (appendice A) differenziale per lo scattering di una particella nel regime classico scala con l'inverso del quadrato della massa (massa dell'elettrone quasi duemila volte inferiore a quella del protone).

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e^4 \sin^2\theta}{m^2 c^4} \quad (1.1)$$

Si tratta quindi di studiare le possibili interazioni tra fotoni ed elettroni (i due ingredienti fondamentali dello scattering astrofisico) al variare delle loro energie, cioè le combinazioni di fotoni e elettroni di alta o bassa energia.

1.1 Scattering Thomson

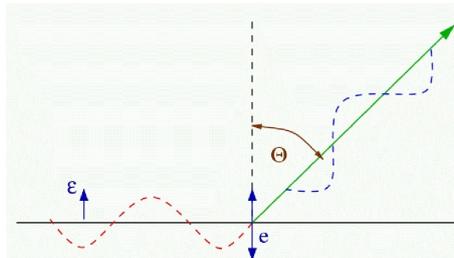


Figura 1.1: Interazione fotone-elettrone.

Il caso dello scattering Thomson riguarda l'interazione di un fotone di bassa energia con una particella non-relativistica, cioè che si muove con una velocità trascurabile rispetto a quella della luce. Questo ci consente di assumere che la carica misurata nel sistema di riferimento del laboratorio sia uguale a quella misurata nel sistema di riferimento dell'elettrone, e cioè di trascurare l'effetto Doppler. Detto ciò il fenomeno è semplice da spiegare: l'elettrone assorbe il fotone, l'energia assorbita dall'elettrone va sotto forma di energia cinetica, cioè questo inizia a oscillare nella direzione del campo elettrico dell'onda incidente e quindi, come ogni carica accelerata, emette della radiazione.

L'emissione è quella di un dipolo con grandezza:

$$\vec{d}_0 = -\left(\frac{e^2 E_0}{m\omega_0^2}\right)\hat{\epsilon} \quad (1.2)$$

e potenza media irradiata:

$$-\left\langle\frac{d\epsilon}{dt}\right\rangle = \langle S \rangle \sigma_t = \frac{e^4 E_0^2}{3m_e^2 c^3} \quad (1.3)$$

dove $\langle S \rangle$ è il modulo del vettore di Poynting associato all'onda elettromagnetica incidente che ha valore: $\langle S \rangle = \frac{cE_0^2}{8\pi}$ e σ_t la sezione d'urto Thomson, il cui significato è spiegato nell'appendice A.

La radiazione diffusa ha la stessa frequenza di quella assorbita e si propaga in una nuova direzione, perpendicolare al moto dell'elettrone (se quindi è presente un campo magnetico esistono delle direzioni preferenziali di oscillazione per il campo elettrico e perciò lo scattering di molti fotoni può produrre radiazione polarizzata). Perché si possa considerare la radiazione incidente come un'onda continua c'è bisogno anche che sia verificata la seguente disuguaglianza:

$$h\nu \ll m_e c^2 \quad (1.4)$$

Quindi nel caso di particelle non-relativistiche e fotoni di bassa frequenza si ha accelerazione dovuta solo al campo elettrico della radiazione ed emissione nella direzione perpendicolare al moto.

Quando un evento di scattering ha quantità totale di radiazione emessa per unità di frequenza uguale alla quantità totale di radiazione assorbita alla stessa frequenza, allora si parla di scattering coerente o elastico. Questo è il caso dello scattering Thomson.

Si noti che:

$$m_e c^2 \quad (1.5)$$

è l'energia dell'elettrone a riposo, equivalente a circa 511 KeV; dunque perché sia verificata l'equazione (1.4) il fotone potrà raggiungere al massimo frequenze tipiche della banda soft-X.

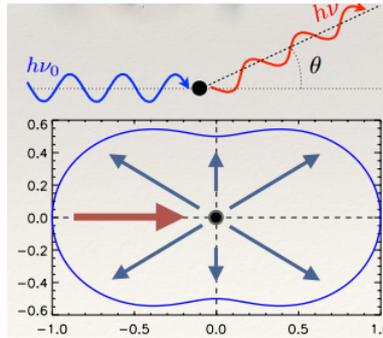


Figura 1.2: Angoli di scattering Thomson

1.1.1 Perché ci interessa

Apparentemente tale fenomeno è di scarso interesse per l'astrofisico, in quanto, non modificando l'energia dei fotoni che assorbe ed emette, è difficile capire quando si verifica. Tuttavia è utile in un caso: un ostacolo (ad esempio una nube di polvere) si interpone tra l'osservatore e la sorgente di radiazione. Nel caso in cui sia presente una nube di elettroni fermi

nelle vicinanze della sorgente, questi ultimi, attraverso lo scattering Thomson, diffondono la radiazione in ogni direzione compresa quella dell'osservatore, che quindi può studiare la sorgente per una sorta di "effetto specchio". Sono rese, in questo modo, accessibili zone dell'Universo altrimenti irraggiungibili.

1.2 Scattering Compton

Definitiva dimostrazione della natura corpuscolare della luce, l'effetto Compton, valse il Premio Nobel al suo scopritore nel 1927. Per spiegare tale scattering è necessaria una teoria quantistica della luce, cioè bisogna pensare i fotoni come particelle (e non onde continue, come nel caso dello scattering Thomson) e attribuire loro una quantità di moto pari a: $p = \frac{h\nu}{c}$. Concettualmente non si tratta quindi di un'onda elettromagnetica continua assorbita e riemessa, ma di un'interazione tra due particelle, attraverso la quale un fotone di alta energia (appartenente ai raggi X o γ) ne cede una parte all'elettrone e ne accresce perciò l'energia cinetica. Dunque in questo caso non si parlerà più di scattering elastico, ma verrà definito anelastico.

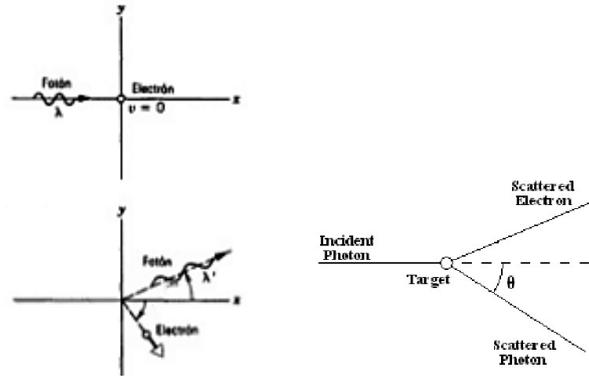


Figura 1.3: Scattering Compton:

Siamo nel sistema di riferimento dell'elettrone, questo è fermo e funge da bersaglio.

Imponendo la conservazione dell'energia e dell'impulso dell'elettrone e del fotone (come un urto tra particelle) è possibile calcolare l'energia del fotone dopo l'urto:

$$\epsilon' = \frac{\epsilon}{1 + \frac{\epsilon}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (1.6)$$

Dalla quale ricaviamo la variazione di lunghezza d'onda fotonica (dunque la quantità di energia ceduta da questo):

$$\lambda_f - \lambda_i = \lambda_c (1 - \cos \theta) \quad (1.7)$$

Dove λ_c vale:

$$\lambda_c \equiv \frac{h}{m_e c} \quad (1.8)$$

e cioè circa $0,02426 \text{ \AA}$, la quale è detta lunghezza d'onda Compton. Essendo questa una costante, si nota che l'unica variabile nella formula (1.7) è l'angolo θ . Tale angolo determina la direzione del fotone dopo l'interazione rispetto alla direzione del fotone incidente, rendendo questo fenomeno massimamente efficiente quando il fotone ha la stessa direzione ma verso opposto a quello iniziale.

1.2.1 Perché è di interesse limitato

Questo effetto causa uno spostamento fotonico da alte frequenze (raggi X e γ), bande scarsamente popolate in astronomia (cioè zone dello spettro elettromagnetico dove pochi fenomeni emettono), verso frequenze più basse, popolate già da fotoni dovuti a diversi processi di emissione. All'interno di queste è difficile notare la presenza di un numero esiguo di fotoni dovuti a tale fenomeno. In pratica lo scattering Compton porta via radiazione da dove la potremmo rilevare verso dove non si distingue da quella dovuta ad altri fenomeni. Ecco perché in astronomia è molto più interessante il fenomeno inverso a questo.

1.3 Inverse Compton

Nell'interazione tra un fotone e un elettrone può accadere talvolta che sia quest'ultimo a cedere parte della propria energia cinetica in favore del fotone, causandone uno spostamento a frequenze più alte; è questo il caso dello scattering inverse Compton, quando cioè un fotone di bassa energia è spostato a valori maggiori da un elettrone relativistico o ultra-relativistico (cioè con velocità che si avvicinano a quella della luce).

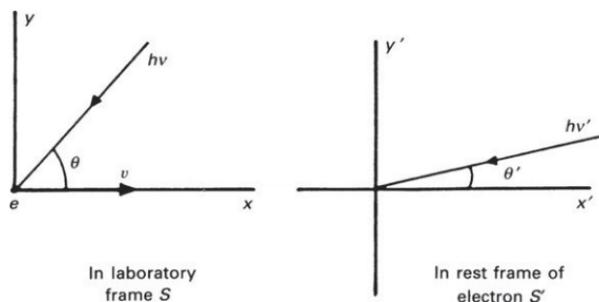


Figura 1.4: Sistema di riferimento del laboratorio (S) e dell'elettrone (S').

Se vediamo questa interazione nel sistema di riferimento dell'elettrone, avviene uno scattering Thomson. Infatti nel suo sistema di riferimento tale particella vede giungersi incontro il fotone con una frequenza maggiore di quella osservata nel sistema di riferimento del laboratorio per effetto Doppler (data l'alta velocità con cui in realtà viaggia l'elettrone esso vede il fotone blue-shiftato). Quindi dopo l'interazione l'elettrone emette un fotone uguale, in frequenza, a quello nel suo sistema di riferimento. Infine, nel passaggio dal sistema di riferimento elettronico a quello del laboratorio, il fotone diffuso ha un guadagno energetico. Questi sono i passaggi:

$$h\nu_e = h\nu_l \gamma (1 - \beta \cos \theta) \quad (1.9)$$

dove il pedice "e" riguarda le grandezze nel sistema di riferimento elettronico e "l" in quello del laboratorio

$$h\nu_e^f = h\nu_e^i \quad (1.10)$$

dato che nel suo sistema di riferimento si tratta di uno scattering Thomson la frequenza finale è uguale a quella iniziale, se si suppone che valga sempre la condizione: $h\nu_e \ll m_e c^2$ (già discussa per lo scattering Thomson). Passando poi al sistema di riferimento del laboratorio:

$$h\nu_l^f = h\nu_e^f \gamma (1 + \beta \cos \theta^f) \quad (1.11)$$

si vede che il fotone diffuso rispetto al seme avrà un andamento:

$$h\nu_l^f \approx h\nu_l^i \gamma^2 \quad (1.12)$$

Dove non si è tenuto conto degli angoli possibili; infatti, mediando su tutti gli angoli su cui questo fenomeno può avvenire, si ottiene un coefficiente $\frac{4}{3}$ nel membro destro della (1.12). Il concetto quindi è: tanto più grande è l'energia cinetica dell'elettrone e tanta più è quella trasferita al fotone.

Quindi una popolazione di elettroni relativistici emette per scattering IC, ma, se presente un campo magnetico, essa emette anche per sincrotrone. Allora, gli elettroni perdono energia per entrambi i fenomeni, e conseguentemente hanno una vita breve come particelle relativistiche:

$$t_{syn+ic}^c \approx \frac{1}{\epsilon^c [H^2 + 8\pi U_{ph}]} \quad (1.13)$$

Il tempo di vita media è cioè inversamente proporzionale alla somma dei contributi forniti per IC e per sincrotrone. Tenendo presente la compatibilità di questi fenomeni si ottengono risultati interessanti.

Per esempio, calcolando il rate di guadagno energetico dell'IC nel tempo (distribuzione isotropa di fotoni e elettroni relativistici), cioè la potenza emessa dai fotoni dopo l'interazione meno quella che possedevano prima, si ottiene:

$$\left(\frac{d\epsilon}{dt}\right)_{ic} = \frac{4}{3} c\sigma_t \gamma^2 \beta^2 U_{ph} \quad (1.14)$$

Risultato molto simile a quello ottenuto analogamente nel calcolo della potenza emessa per sincrotrone:

$$\left(\frac{d\epsilon}{dt}\right)_{syn} = \frac{4}{3} c\sigma_t \gamma^2 \beta^2 U_H \quad (1.15)$$

Allora, confrontando le due grandezze, attraverso un rapporto, possiamo ottenere un risultato considerevole:

$$\frac{\left(\frac{d\epsilon}{dt}\right)_{syn}}{\left(\frac{d\epsilon}{dt}\right)_{ic}} = \frac{U_H}{U_{ph}} \quad (1.16)$$

Cioè, conoscendo un dato tra U_H e U_{ph} è possibile stimare l'altro, poiché le potenze emesse per inverse Compton e sincrotrone da una eventuale fonte sono di natura osservativa (si tratta in sostanza di misurare la luminosità delle bande radio e X).

1.3.1 Perché ci interessa

Se immaginiamo di porre il plasma, di cui fanno parte elettroni relativistici, in una zona isolata dell'Universo (cioè lontana da emissioni di radiazione di ogni genere) l'unico apporto alla densità di radiazione è dato dai fotoni provenienti dalla CMBR ("cosmic microwave background radiation"). Il valore di U_{ph} è pertanto noto e nell'Universo vicino vale: $0,25 \frac{eV}{cm^3}$. Allora riscrivendo la (1.11) in modo più chiaro:

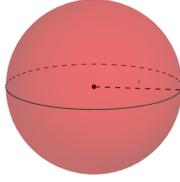
$$\frac{H^2}{8\pi} \equiv U_H = \frac{L_r}{L_X/\gamma} U_{ph} \quad (1.17)$$

risulta evidente che questa è una misura diretta del campo magnetico. Cioè, attraverso dati osservativi è possibile ricavare una stima del valore del campo magnetico in un'opportuna zona (tenendo sempre presente che al crescere del redshift cresce anche la densità energetica dei fotoni e quindi la perdita per inverse Compton, cioè U_{ph} aumenta progressivamente all'aumentare del redshift).

1.4 Synchrotron Self-Compton

Abbiamo visto che sincrotrone e inverse Compton possono coesistere in una medesima sorgente quando questa è attraversata da fotoni esterni di qualsiasi provenienza. Ma una sorgente che emette per sincrotrone genera dei fotoni, allora questi, al momento della formazione, si trovano all'interno della sorgente e possono quindi interagire con gli elettroni stessi che emettono per sincrotrone. Di fatto cioè i fotoni seme possono essere proprio quelli emessi per sincrotrone dalla stessa sorgente, nel caso in cui la sorgente sia molto compatta (alta densità di particelle e radiazione vuol dire alta probabilità di interazione). Consideriamo dunque una sorgente sferica; è possibile costruire una relazione tra luminosità emessa per sincrotrone e densità di fotoni (che sono poi i fotoni seme per l'inverse Compton).

Calcoliamo il valore di L in funzione di U_{ph} :



$$L_{syn} = U_{ph} \frac{4\pi c}{3} R^2 \quad (1.18)$$

Ricaviamo poi U_{ph} dall'equazione precedente e, inserendolo nella (1.17), otteniamo: $\frac{L_{ic}}{L_{syn}} = \frac{6L_{syn}}{R^2 H^2 c}$ e calcolando la luminosità in funzione del flusso:

$$L_{syn} \approx 4\pi d^2 S_{max} \nu_c f(\alpha) \quad (1.19)$$

approssimando cioè l'integrale dell'emissione con un rettangolo e utilizzando la definizione di luminosità $L_{syn} = 4\pi \int_0^\infty S(\nu) d\nu$. Riscriviamo quindi il rapporto di luminosità:

$$\frac{L_{ic}}{L_{syn}} \approx \frac{S_{max} \nu_c f(\alpha)}{\theta^2 H^2 c} \approx \left(\frac{T_{Bmax}}{10^{12} K}\right)^5 \left(\frac{\nu_c}{GHz}\right) f(\alpha) \quad (1.20)$$

dove T_{Bmax} è la temperatura di brillantezza nella banda radio. Risulta evidente che se tale grandezza supera la soglia dei $10^{12} K$ la luminosità dovuta all'inverse Compton rispetto a quella dovuta al sincrotrone assume valori molto grandi (c'è un elevamento a potenza cinque) e dunque la perdita di energia nella banda X sovrasta notevolmente quella nella banda radio; tale fenomeno prende il nome di SSC Catastrophe, per la grande rapidità nel disperdere energia e la notevole efficienza emissiva.

1.4.1 Perché ci interessa

Esistono delle sorgenti che raggiungono tali valori di temperatura di brillantezza nella banda radio? Ci sono degli oggetti: i Blazar (caso specifico di AGN) che sembrano avere valori paragonabili a questi. Questi oggetti sono fonte di radiazione su tutto lo spettro delle frequenze e con alta intensità e variabilità. In realtà però si è scoperto che i valori di brillantezza di tali oggetti sono sovrastimati, provocando misure di temperatura di brillantezza calcolate maggiori di quella effettiva. Cerchiamo di capirne il perché.



Figura 1.5: Rappresentazione di un blazar

Il motivo di questo fatto è che tali oggetti sono formati da buchi neri supermassicci con getti relativistici diretti in modo da formare un piccolo angolo rispetto alla linea di vista. Ciò vuol dire che il getto appare più luminoso per effetto Doppler (blue-shiftato), data la notevole velocità con cui si muovono le particelle al suo interno, causando una sovrastima della brillantezza e quindi della temperatura di brillantezza radio. Questo spiega l'apparente inganno osservato.

Perciò la risposta alla domanda posta in precedenza è no, non si osservano fenomeni di tale entità, nei quali l'emissione per inverse Compton supera di gran lunga l'emissione per sincrotrone.

1.5 Comptonizzazione

Quello che ci interessa capire è: come varia lo spettro di emissione con scattering multiplo, in base alle condizioni ambientali e energetiche?

Prendiamo il caso di un plasma all'equilibrio termico dove sono presenti degli elettroni: la loro distribuzione di velocità è determinata dalla funzione di Maxwell-Boltzmann (come qualsiasi sistema isotropo, formato da particelle distinguibili e all'equilibrio termico) e quindi univocamente condizionata dalla temperatura alla quale si trovano. Vogliamo, partendo da ciò, valutare come varia lo spettro al variare delle condizioni del sistema (temperatura del plasma e frequenza dei fotoni). Questo significa capire quale scattering prevale nel caso di evento multiplo, cioè se l'energia viene trasferita prevalentemente da fotoni a elettroni o viceversa. Valutiamo quindi l'energia guadagnata dai fotoni e quella guadagnata dagli elettroni per capire quale è il trasferimento energetico netto.

Per quanto riguarda i fotoni, essi perdono energia con l'effetto Compton diretto. Ricordando la (1.3), la scriviamo per le frequenze ($\lambda\nu = c$):

$$\frac{\nu_f - \nu_i}{\nu_i} = -\frac{\nu_f h}{m_e c^2} \quad (1.21)$$

e moltiplicando il membro sinistro per $\frac{h}{h}$ otteniamo il budget energetico per i fotoni:

$$\left\langle \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} \right\rangle_{ph} \approx -\frac{h\nu}{m_e c^2} \quad (1.22)$$

Per quanto riguarda invece le perdite subite dagli elettroni per inverse Compton è utile ricordare la (1.12), e cioè che maggiore è la loro energia cinetica e maggiore è l'energia trasferita. Essendo tale fenomeno direttamente proporzionale a γ^2 ; dato che vale: $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ (avendo β valori compresi tra 0 e 1, se questo cresce il denominatore decresce e quindi la frazione cresce); esso è proporzionale a β^2 . Abbiamo visto che integrando su tutti gli angoli, l'energia media risultante vale: $\epsilon_f \approx \frac{4}{3}\beta^2\epsilon$, quindi ciò che otteniamo è:

$$\left\langle \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} \right\rangle_{el} \approx \frac{4}{3} \frac{v^2}{c} \quad (1.23)$$

Ricordando poi che abbiamo considerato il gas all'equilibrio termico, vale la relazione: $\frac{1}{2}m_e v^2 = \frac{3}{2}kT$, dalla quale ricaviamo v e la sostituiamo nella (1.18):

$$\left\langle \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} \right\rangle_{el} \approx \frac{4kT}{m_e c^2} \quad (1.24)$$

Siamo adesso pronti a costruire il budget energetico complessivo, che tenga conto delle perdite fotoniche e elettroniche:

$$\left\langle \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} \right\rangle_{tot} \approx \frac{4kT - h\nu}{m_e c^2} \quad (1.25)$$

In conclusione a ciò si può dire che si prospettano due casi limite:

- $4kT \ll h\nu$ dove i fotoni sono altamente energetici e perciò è il trasferimento di energia tra fotone ed elettrone (Compton diretto) quello privilegiato, quindi il plasma si scalda;
- $4kT \gg h\nu$ nel quale parte dell'energia degli elettroni viene ceduta ai fotoni provocando una perdita di energia interna del plasma e perciò un raffreddamento di questo.

Il budget energetico è utile nella predizione della forma dello spettro di un plasma attraversato da radiazione (considerata in una distribuzione isotropa).

Se ci poniamo nel secondo caso preso in analisi: $4kT \gg h\nu$ possiamo riscrivere la (1.20) nella forma: $\langle \frac{\Delta}{\epsilon} \rangle_{tot} \approx \frac{4kT}{m_e c^2}$ e andando a considerare l'energia scambiata in un numero specifico di eventi di scattering, è possibile definire una grandezza:

$$y \equiv \frac{kT}{m_e c^2} \tau_e \quad (1.26)$$

conosciuta come parametro Compton y , utile per capire quanto lo spettro di una sorgente considerata venga modificato da scattering multipli. Infatti, quando tale parametro assume valori maggiori di $\frac{1}{4}$, allora l'energia persa dagli elettroni provoca una sostanziale modifica allo spettro per inverse Compton.

Nella formula precedente riveste massima importanza l'opacità (τ_e), la quale è definita come: $\tau_e \equiv n_e \sigma_t 2R$. Questa è una misura della probabilità di eventi di scattering, dato che tanto più è opaca la sorgente (supposta essere sferica) e tanti più sono le interazioni tra le particelle. Di fatto è possibile costruire uno schema che mostri come lo spettro si modifichi al variare di tale grandezza.

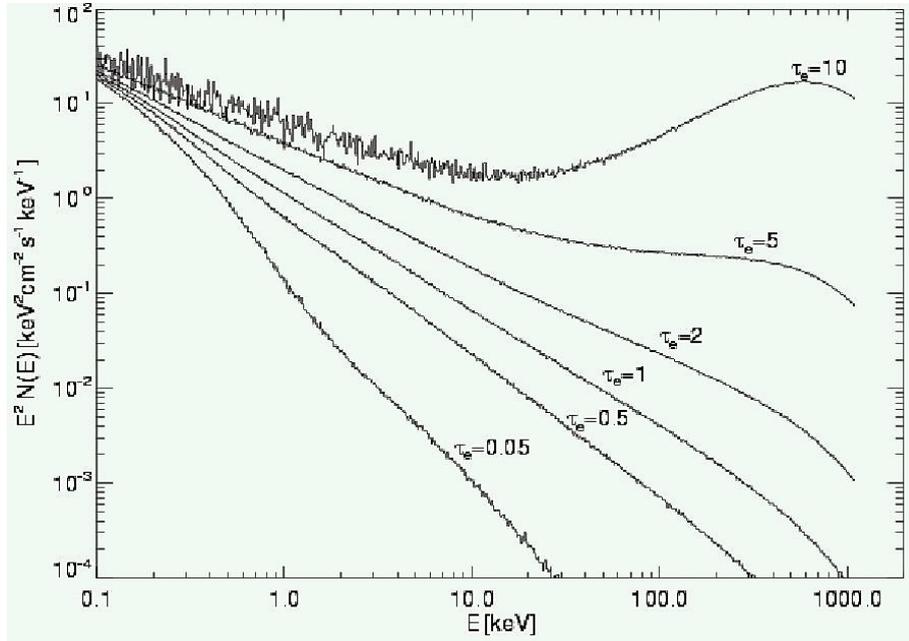


Figura 1.6: Parametro y e curve di opacità:

Al crescere dell'opacità cresce il valore di y . Per valori grandi di y lo spettro si allontana sempre di più dalla forma a legge di potenza.

1.5.1 Perché ci interessa

Esiste un esempio specifico di comptonizzazione di particolare interesse astrofisico: l'effetto Sunyaev-Zeldovich termico, dal nome dei suoi scopritori.

Esso riguarda gli elettroni presenti nel centro di ammassi di galassie e in particolare la loro interazione con i fotoni della CMB attraverso l'inverse Compton (e dunque il loro spostamento a frequenze più alte).

Questo fenomeno è specifico per gli ammassi di galassie poiché questi possiedono plasma ad una temperatura molto alta, che può raggiungere perfino i miliardi di gradi kelvin, e quindi con energia interna molto grande.

Il fenomeno ha questa evoluzione: circa un fotone su cento (tra quelli che entrano in tali zone) subisce uno scattering inverse Compton da parte di un elettrone e pertanto viene spostato a più alte energie nello spettro. Il risultato finale è che lo spettro della CMBR che ha attraversato l'ammasso è diverso rispetto a quello della stessa radiazione che non ha attraversato nessun plasma, nella forma che si vede in figura:

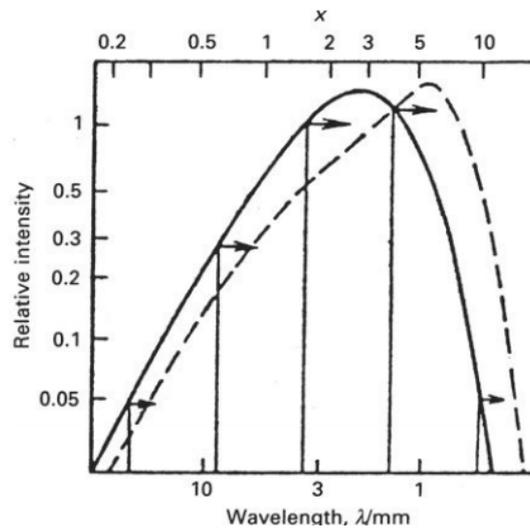


Figura 1.7: Spostamento spettro CMB dovuto all'effetto S-Z:

La lunghezza d'onda alla quale si incontrano la curva continua e quella tratteggiata si chiama lunghezza d'onda di cross-over.

La curva di corpo nero della CMB è definita in modo estremamente preciso, perciò il confronto delle due curve può avvenire sempre e in maniera molto rigorosa. Inoltre tale effetto è indipendente dal redshift dell'oggetto ed è tanto più marcato quanto maggiore è la temperatura dell'ammasso in questione (più alta è la temperatura più veloci vanno gli elettroni e più energia è fornita ai fotoni). E dato che la temperatura negli ammassi è proporzionale alla massa, misurando questo effetto è possibile dare una stima della massa dell'ammasso.

Capitolo 2

Sagittarius A*



Figura 2.1: Emissione radio Sagittarius A:
Emissione nella banda radio che ha perlomeno tre differenti oggetti che la originano. In evidenza al centro Sgr A.*

Esistono moltissimi esempi di scattering in ambito astrofisico, uno molto vicino riguarda la zona centrale della nostra galassia.

Questa regione, che prende il nome di Sagittarius A*, è una zona di emissione nelle bande radio (per sincrotrone) e X. La struttura è quella di un buco nero supermassiccio di massa $4 \times 10^6 M_{\odot}$ con attorno un disco di accrescimento e dei getti relativistici.

Questo oggetto è in realtà caratterizzato da due tipi di emissione: una costante nel tempo, con picco nel sub-millimetrico, dovuta a una distribuzione termica di elettroni che popola il disco di accrescimento (10-30 MeV); e una di tipo variabile, causata da espulsione improvvisa di particelle ad alta energia (detti flares), caratterizzata dall'emissione nelle bande near-IR e X.

Lo studio nel tempo dei flares è oggetto di un articolo pubblicato nell'Astronomical Journal nel 2012, dal titolo: "AN INVERSE COMPTON SCATTERING ORIGIN OF X-RAY FLARES FROM Sgr A*"; dove, per la comprensione dell'emissione dovuta ai flares sono stati analizzati i dati ottenuti da:

- HST/NICMOS e XMM-Newton/EPIC, 4 aprile 2007
- VLT e Chandra, 6/7 luglio 2004, 30 luglio 2005 e 5 maggio 2008

nelle rispettive bande, negli stessi periodi di intensa emissione.

Giungendo a due conclusioni:

1. Per quanto riguarda l'emissione nel near-IR essa è dovuta probabilmente a una popolazione transiente di elettroni accelerati durante i flares, i quali emettono per sincrotrone;

questo fenomeno si verifica fino ad alcune volte al giorno, ma solo sporadicamente ci sono flares simultanei nella banda X.

2. Nella banda X l'emissione può avere molteplici spiegazioni: SSC dei fotoni emessi nella banda near-IR, ICS dei fotoni emessi nel sub-millimetrico da parte degli elettroni accelerati oppure ICS tra fotoni nel near-IR e la popolazione termica di elettroni presente nel disco di accrescimento.

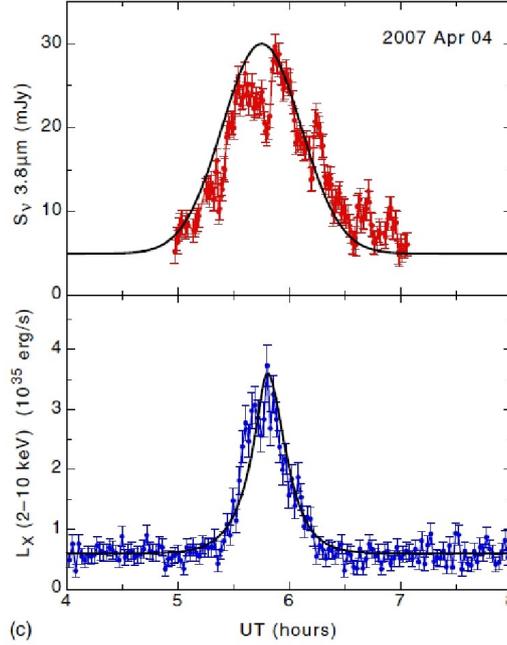


Figura 2.2: Relazione emissione flares in banda X e near-IR:
Confronto delle emissioni nelle due bande nella stessa frazione di tempo (ascisse).

Il SSC richiede un alto valore del campo magnetico (che provoca un'alta produzione di fotoni per sincrotrone) e/o un'alta densità elettronica per far sì che il numero di interazioni sia molto grande; dato che non è prevista nessuna delle due condizioni precedenti si cerca un'altra spiegazione al fenomeno osservato. Dunque, anche se viene certificata la presenza di emissione nella banda X dovuta al fenomeno di SSC con i fotoni emessi per sincrotrone a fungere da fotoni seme, questo fenomeno giustifica la presenza di una esigua percentuale di fotoni nella banda X (circa $\frac{1}{40}$ del numero totale). La maggior parte dei fotoni seme è invece prodotta dalla popolazione elettronica termica. Questa è formata da elettroni con energie tipiche di $kT \approx 10 MeV$ e, interagendo con i fotoni generati per sincrotrone dal flare, emettono nella banda X.

I più probabili fotoni seme di un eventuale IC sono quelli della banda near-IR, dato che la regione di emissione (disco di accrescimento) è otticamente sottile nella banda near-IR e invece otticamente spessa nella regione del sub-millimetrico. Poiché il disco di accrescimento è otticamente sottile a quest'ultima banda l'emissione nella banda X è provocata solo dai flares e non è sempre presente, parallelamente all'emissione per sincrotrone nel sub-millimetrico.

Studiando i picchi in emissione delle due bande, X e near-IR, si misura un ritardo in tempo del primo rispetto al secondo con un valore medio di circa sette minuti (i valori nel

dettaglio sono mostrati in figura (2.3) e, fatta eccezione per quello che si riferisce al 5 maggio 2008, rientrano nel valore medio considerando l'errore di un σ per ognuno di essi).

La peculiarità di questo caso in analisi è proprio il ritardo di tempo: i fotoni near-IR giungono nelle zone più interne del disco di accrescimento del buco nero, poi subiscono lo scattering IC e si dirigono lungo la nostra linea di vista per essere dettati da noi come fotoni appartenenti alla banda X, mentre i fotoni near-IR seguono un percorso lineare. Questo causa un ritardo nel picco di emissione della banda X rispetto a quello nella banda near-IR.

Risultato fondamentale per la dimostrazione del fatto che si tratta di un fenomeno di IC è la misura dei picchi nelle bande X e near-IR sotto il presupposto che la popolazione elettronica segua una distribuzione a legge di potenza. Ci aspettiamo che, con l'aumentare del ritardo di tempo del picco X rispetto a quello near-IR, il rapporto di flusso near-IR/X cresca, dato che, un ritardo breve significa distanza breve tra zona di emissione near-IR e disco di accrescimento (dove avviene IC) e quindi densità fotonica near-IR alta e questo vuol dire maggior numero di interazioni possibili. Ciò, come è atteso, ha un riscontro, anche se con solo sette dati a disposizione, nelle osservazioni ottenute:

Flux Ratios versus Time Delay						
Flare	IR Backg.	X-Ray Backg.	IR Peak (mJy)	X-Ray Peak (1×10^{35} erg s $^{-1}$)	Peak Ratio IR/X-Ray	Time Delay (minutes) 1σ
2007 Apr 4 flare 2	5.0	0.2	16.5	4.8	3.4	-0.5 (+7, -6.5)
2007 Apr 4 flare 5	-0.2	0.2	2.63	1.23	2.1	5.0 (+1.9, -1.5)
2007 Apr 4 flare 4	-0.2	0.2	4.67	1.22	3.8	5.0 (+1, -1.4)
2004 Jul 7	1.5	0.03	6	0.39	15.5	7 (+1.3 -1.2)
2005 Jul 30	0.0	0.002	5.9	0.13	45.4	8 (+10, -10.1)
2008 Jul 26+27	5.5	0.003	3.7	0.05	68.5	14.6 (+5.6, -7.4)
2008 May 5	6	0.003	2.74	0.021	130.0	19 (+6.8, -2.4)

Figura 2.3: Rapporto tra picco in near-IR e banda X

Infatti, dal più piccolo al più grande nel ritardo di tempo (settima colonna della figura (2.3)) sono disposti i flares e questo andamento crescente si registra anche nel rapporto di picchi near-IR/X. Tale risultato, ancorché prodotto da pochi dati, conferma appieno le ipotesi fatte sulla produzione di flares nella banda X da parte di IC scattering nella sorgente Sgr A*.

Appendice A

Sezione d'urto

Concettualmente questa grandezza esprime la probabilità che un'interazione tra particelle avvenga. Cioè è una misura dell'estensione di una particella nel sistema di riferimento dell'altra particella partecipante dell'interazione. Se parliamo di diffusione è possibile scrivere questa grandezza in una forma che aiuta la comprensione:

$$\frac{dN_d}{dN_i} = \frac{\sigma N_b}{S} \quad (\text{A.1})$$

dove d sta per diffuso, i incidente e b bersaglio. Cioè si intende l'interazione dal punto di vista di una delle due particelle: il numero di eventi favorevoli (particelle diffuse) rispetto al numero di particelle incidenti, è uguale alla probabilità (l'area delle particelle-bersaglio) di interazione per il numero di particelle bersaglio, diviso per la superficie considerata.

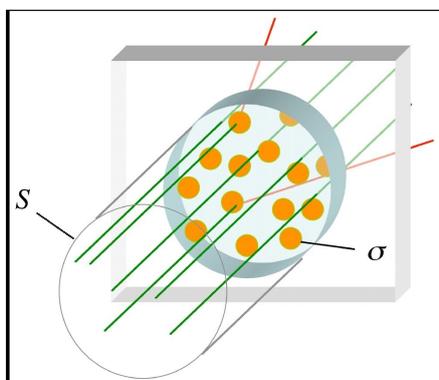


Figura A.1: Interpretazione geometrica della sezione d'urto:
Fascio di fotoni incidenti (in verde) su una superficie S, dove si trova una distribuzione di elettroni (in giallo) con un'opportuna sezione d'urto.

In tutte le tipologie di scattering considerate si è visto il fotone come incidente su un elettrone libero e fermo, che rappresenta un bersaglio del fotone, e dunque con una opportuna sezione d'urto. Ovviamente per far ciò abbiamo spostato il nostro sistema di riferimento da quello del laboratorio a quello dell'elettrone.

Pertanto la sezione d'urto elettronica, nel regime classico e quando vale la (1.4) (come nel caso Thomson), calcolata dall'integrazione della sezione d'urto differenziale (1.1), vale:

$$\sigma_t = \int r_0^2 \sin^2 \theta d\sigma = 6,65 \times 10^{-25} \text{ cm}^{-2} \quad (\text{A.2})$$

detta appunto sezione d'urto Thomson. La diffusione fotonica Thomson provoca un'opacità (i fotoni sono assorbiti e riemessi in direzioni casuali) della nube elettronica considerata, detta profondità ottica Thomson, che misura la frequenza dei fenomeni di scattering del mezzo in analisi: $\tau_T = \int_0^{x'} \sigma_t N_e dx$; dove N_e rappresenta la densità di elettroni del mezzo. Per quanto riguarda la sezione d'urto elettronica va tenuto presente che al crescere della frequenza del fotone considerato gli effetti quantistici iniziano a modificarla sensibilmente. La sua forma è descritta dalla formula che segue e prende il nome di sezione d'urto Klein-Nishina:

$$\sigma = \sigma_t \frac{3}{4} \left\{ \frac{1+x}{x^3} \left[\frac{2x(1+x)}{1+2x} - \ln(1+2x) \right] + \frac{1}{2x} \ln(1+2x) - \frac{1+3x}{(1+2x)^2} \right\} \quad (\text{A.3})$$

Dove x è stato definito come: $x \equiv \frac{h\nu}{m_e c^2}$.

La formula precedente è interpretabile come caso generale: per valori piccoli di frequenza diventa sezione d'urto Thomson (quando cioè lo scattering è elastico), per valori molto grandi di x ($x \gg 1$ e dunque per fotoni con energie che superano la massa dell'elettrone a riposo) assume la forma:

$$\sigma = \sigma_t \frac{3}{8} \frac{1}{x} (\ln 2x + \frac{1}{2}) \quad (\text{A.4})$$

In conclusione quando le frequenze iniziano ad essere molto alte (banda X) l'approssimazione $\sigma = \sigma_t$ si discosta dal valore calcolato con la (A.3).

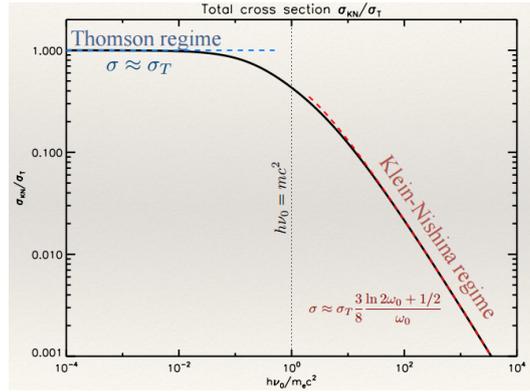


Figura A.2: Sezione d'urto K-N al variare dell'energia del fotone

Ciò significa che sia nel caso di scattering Thomson che nel caso di inverse Compton (dato che vale $h\nu_e \ll m_e c^2$) è possibile utilizzare la sezione d'urto Thomson come buona approssimazione di sezione d'urto.

Elenco delle figure

1	Cielo estivo.	1
1.1	Interazione fotone-elettrone.	2
1.2	Angoli di scattering Thomson	3
1.3	Scattering Compton:	4
1.4	Sistema di riferimento del laboratorio (S) e dell'elettrone (S').	5
1.5	Rappresentazione di un blazar	7
1.6	Parametro y e curve di opacità:	9
1.7	Spostamento spettro CMB dovuto all'effetto S-Z:	10
2.1	Emissione radio Sagittarius A:	11
2.2	Relazione emissione flares in banda X e near-IR:	12
2.3	Rapporto tra picco in near-IR e banda X	13
A.1	Interpretazione geometrica della sezione d'urto:	14
A.2	Sezione d'urto K-N al variare dell'energia del fotone	15

Costanti Utilizzate

- Velocità della luce nel vuoto: $c = 3 \times 10^{10} \frac{cm}{s}$
- Costante di Boltzmann: $k = 1.4 \times 10^{-16} \frac{erg}{K}$
- Massa del protone: $m_p = 1.6 \times 10^{-24} g$
- Massa dell'elettrone: $m_e = 9.1 \times 10^{-28} g$
- Costante di Planck: $h = 6.6 \times 10^{-27} ergs$
- Carica dell'elettrone: $e = 4.8 \times 10^{-10} e.s.u.$

Bibliografia

- [1]George B. Rybicki, Alan P. Lightman; WILEY-VCH; First Edition, 1985: *Radiative Processes in Astrophysics*; pages: 90-93, 195-210
- [2]T. Padmanabhan; Cambridge University Press, Volume I: *Theoretical Astrophysics*; pages: 265-276
- [3]Malcolm S. Longair; Cambridge University Press, Third Edition: *High Energy Astrophysics*; pages: 228-258
- [4]D. Dallacasa: *Dispense e appunti personali di "Processi di Radiazione e MHD"*
- [5]L. Ciotti: *appunti personali "Astrofisica extragalattica"*
- [6]*The Astronomical Journal*, july, 2012; F. Yusef-Zadeh, M. Wardle, K. Dodds-Eden, C. O. Heinke, S. Gillessen, R. Genzel, H. Bushouse, N. Grosso, and D. Porquet: *AN INVERSE COMPTON SCATTERING ORIGIN OF X-RAY FLARES FROM Sgr A**
- [7]E. Longo, 10 Aprile 2013: *Dispense del corso di Fisica Nucleare e Subnucleare, Università degli Studi di Roma "La Sapienza"*; pages: 15-18
- [8]D. Halliday R. Resnick K. Krane; Quinta edizione : *Physics, Volume 2*; pages: 1021-1024