

ALMA Mater Studiorum
Università degli Studi di Bologna

SCUOLA DI SCIENZE

Corso di Laurea in Astronomia

Dipartimento di Fisica e Astronomia

PROCESSI DI SCATTERING IN ASTROFISICA

Elaborato Finale

Candidato:
Simona Agosto

Relatore:
Prof. Daniele Dallacasa



Sessione II
Anno Accademico 2013-2014

Sommario

Lo scattering è un processo fisico che descrive le interazioni tra particelle e radiazione elettromagnetica. Esistono diversi tipi di scattering, dove la natura di questi processi dipende dall'energia della particella e della radiazione. Quando l'elettrone fermo subisce un urto elastico con un fotone di bassa energia si ha lo *scattering Thomson*. In questo processo l'onda elettromagnetica accelera la particella; successivamente dopo l'urto l'onda viene diffusa con la stessa frequenza iniziale. Questo processo accade a basse energie poichè ad energie più alte prevale l'effetto dovuto allo *scattering Compton*. In questo meccanismo un fotone interagisce con un elettrone cedendogli energia e in particolare si ha una variazione di frequenza per il fotone. Quando è l'elettrone a trasferire al fotone parte della sua energia si ha *Inverse Compton*. Gli ultimi due processi in realtà sono situazioni limite di un caso più generale chiamato *Comptonizzazione*. Considerando un plasma rarefatto di fotoni ed elettroni, la Comptonizzazione stabilisce come l'evoluzione dello spettro viene modificato a causa dell'interazione tra fotoni ed elettroni. Nel secondo capitolo di questo elaborato verrà esaminata l'emissione in banda X della radiazione elettromagnetica in seguito a fenomeni di accrescimento intorno a buchi neri; nello specifico si analizzerà l'emissione soft e hard per buchi neri galattici.

Indice

1	Processi di Scattering	1
1.1	Thomson Scattering	1
1.2	Compton Scattering	2
1.3	Inverse Compton Scattering	3
1.4	Comptonizzazione	6
2	Applicazione Astrofisiche : Dischi di Accrescimento	8
2.1	Buchi Neri	8
2.2	Spettro Buco Nero: modelli per il Disco di Accrescimento e la Corona	9
2.3	Buchi Neri Galattici	13
	Bibliografia	16

Capitolo 1

Processi di Scattering

1.1 Thomson Scattering

Lo scattering Thomson consiste nell'interazione tra un elettrone libero, che non è in movimento, con un fotone di bassa energia. Per questo tipo di scattering l'energia del fotone deve essere minore dell'energia a riposo dell'elettrone, ovvero: $h\nu \ll m_e c^2$, dove $h = 6.63 \times 10^{-27} \text{erg} \cdot \text{s}$ è la costante di Planck, $m_e = 9.11 \times 10^{-28} \text{g}$ è la massa a riposo dell'elettrone, $c = 3 \times 10^{10} \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ è la velocità della luce mentre ν rappresenta la frequenza del fotone incidente. L'elettrone quando viene colpito dal fotone, oscilla sotto l'azione del campo elettrico prodotto dall'onda elettromagnetica. Se la carica una volta che ha subito l'urto presenta una velocità $v \ll c$, il campo magnetico può essere trascurato. Sotto queste condizioni si può trattare il processo utilizzando la meccanica classica. La figura (1.1) mostra una radiazione polarizzata linearmente nel piano del vettore polarizzazione incidente E e la direzione di scattering n .

$$\mathbf{F} = e\hat{\epsilon}E_0 \sin \omega_0 t \quad \text{ovvero:} \quad m\ddot{\mathbf{r}} = e\hat{\epsilon}E_0 \sin \omega_0 t, \quad (1.1)$$

dove e rappresenta la carica, $\hat{\epsilon}$ invece la direzione del campo elettrico. Ricordando che il dipolo può essere espresso come $\mathbf{d} = e\mathbf{r}$, alla fine si ottiene una relazione del tipo:

$$\ddot{\mathbf{d}} = \frac{e^2 E_0}{m} \hat{\epsilon} \sin \omega_0 t \quad \implies \quad \mathbf{d} = -\left(\frac{e^2 E_0}{m\omega_0^2}\right) \hat{\epsilon} \sin \omega_0 t \quad (1.2)$$

che descrive un dipolo con ampiezza: $\mathbf{d}_0 = -\left(\frac{e^2 E_0}{m\omega_0^2}\right) \hat{\epsilon}$. La potenza media irradiata, tenendo conto della formula di Larmor è:

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

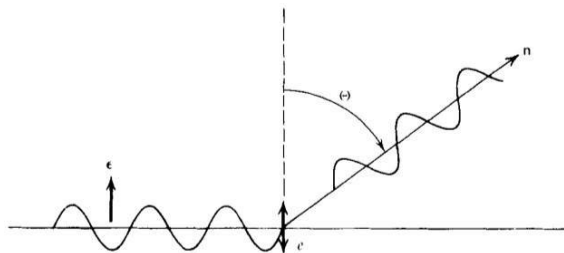


Figura 1.1: Scattering di una radiazione polarizzata da una particella carica

dove $\langle \mathbf{S} \rangle$ non è altro che il modulo del vettore di Poynting associato all'onda elettromagnetica incidente sull'elettrone, mentre σ_T rappresenta la *sezione d'urto Thomson dell'elettrone*, ed è definita come:

$$\sigma_T = \frac{\langle d\varepsilon/dt \rangle}{\langle \mathbf{S} \rangle} = \frac{8\pi e^4}{3} r_e^2 = 6.65 \times 10^{-25} \text{cm}^2 \quad (1.4)$$

dove r_e dà una misura delle dimensioni della carica. Per un elettrone r_e è chiamato *raggio classico dell'elettrone*, ed è uguale a 2.82fm . La sezione d'urto Thomson è indipendente dalla frequenza del fotone incidente; tuttavia questo è vero solo per frequenze sufficientemente basse perchè alle alte frequenze l'energia del fotone è uguale o superiore di mc^2 e bisogna utilizzare le sezioni d'urto della meccanica quantistica. Usando σ_T si può scrivere l'equazione (1.3):

$$-\left\langle \frac{d\varepsilon}{dt} \right\rangle = \frac{E_0^2}{8\pi} c\sigma_T = 2 \frac{\langle E^2 \rangle}{8\pi} c\sigma_T = c\sigma_T u_f \quad (1.5)$$

dove u_f rappresenta la densità media di energia della radiazione. In tale espressione il prodotto $[c\sigma_T u_f]$ rappresenta l'energia elettromagnetica che incide sull'elettrone nell'unità di tempo e viene da esso acquisita e re-irradiata. La diffusione Thomson causa una diminuzione dell'ampiezza di \mathbf{S} , in quanto l'elettrone diffonde in tutte le direzioni l'energia intercettata, che l'onda trasporta nella sua direzione di propagazione. Si supponga che l'onda attraversi un elemento di materia di lunghezza dl e sezione trasversale σ_T . Se n_e è la densità degli elettroni che diffondono l'onda elettromagnetica, la variazione dell'ampiezza del vettore di Poynting sarà proporzionale al numero di interazioni e all'ampiezza del vettore stesso. Si avrà:

$$|\mathbf{S}| = |\mathbf{S}_0| e^{-\sigma_T n_e l} = |\mathbf{S}_0| e^{-\tau_e} \quad \text{dove} \quad \tau_e = \sigma_T n_e l \quad (1.6)$$

è lo *spessore ottico Thomson*. La diffusione Thomson riduce l'ampiezza della radiazione in maniera simile ad un assorbimento, ovvero si ha una redistribuzione della radiazione incidente in altre direzioni.

1.2 Compton Scattering

La diffusione Compton consiste nel trasferimento di energia e quantità di moto da un fotone ad un elettrone. In questo processo l'energia del fotone è paragonabile a quella dell'elettrone $h\nu \simeq m_e c^2$ (questo tipo di situazione riguarda fotoni γ e X). Il fotone, trasferendo parte del suo impulso si sposta a lunghezze d'onda maggiori. L'interazione tra il fotone e l'elettrone può considerarsi un urto elastico poichè la particella rincula in un'altra direzione. I quadri-momenti iniziali e finali per il fotone e l'elettrone sono: $\mathbf{P}_{\gamma i} = (\epsilon/c)(1, \mathbf{n}_i)$, $\mathbf{P}_{\gamma f} = (\epsilon_1/c)(1, \mathbf{n}_f)$, $\mathbf{P}_{ei} = (mc, \mathbf{0})$, $\mathbf{P}_{ef} = (E/c, \mathbf{p})$, dove \mathbf{n}_f e \mathbf{n}_i sono le direzioni finali e iniziale del fotone. La conservazione del momento e dell'energia è espressa da: $\mathbf{P}_{ei} + \mathbf{P}_{\gamma i} = \mathbf{P}_{ef} + \mathbf{P}_{\gamma f}$. Riordinando i termini ed elevando al quadrato si ottiene: $|\mathbf{P}_{ef}|^2 = |\mathbf{P}_{ei} + \mathbf{P}_{\gamma i} - \mathbf{P}_{\gamma f}|^2$. L'energia finale del fotone è data da:

$$\epsilon_1 = \frac{\epsilon}{1 + \frac{\epsilon}{mc^2}} (1 - \cos \theta) \quad (1.7)$$

dove θ indica l'angolo di scattering e ϵ l'energia iniziale del fotone (Fig. 1.2). Riscrivendo l'equazione in termini di lunghezza d'onda si ottiene:

$$\lambda_1 - \lambda = \lambda_c (1 - \cos \theta) \quad \text{dove} \quad \lambda_c = \frac{h}{mc} \quad (1.8)$$

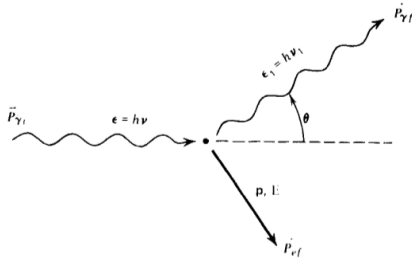


Figura 1.2: Scattering Compton

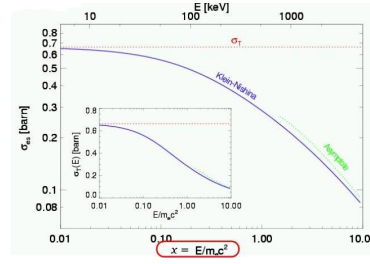


Figura 1.3: sezione d'urto Klein-Nishina

rappresenta la *lunghezza d'onda Compton*; per gli elettroni $\lambda_c = 0.02426 \times 10^{-10}m$. Dalla (1.7) si vede che il fotone perde sempre energia; ma per $\lambda \gg \lambda_c$, ($h\nu \ll m_e c^2$), il processo può considerarsi elastico e l'energia del fotone nel sistema di riferimento dell'elettrone non cambia. Quando i fotoni coinvolti hanno un'energia sufficientemente grande tale che $h\nu \simeq m_e c^2$, lo scattering diventa meno efficiente e bisogna considerare gli effetti quantistici che modificano la sezione d'urto del processo.

Formula Klein-Nishina

La sezione d'urto che tiene conto degli effetti quantistici è data dalla formula di *Klein-Nishina*:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{\epsilon_1^2}{\epsilon^2} \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_1} + \frac{\epsilon_1}{\epsilon} - \sin^2 \theta \right) \quad (1.9)$$

quando $\epsilon_1 \simeq \epsilon$ si ritrova l'espressione classica di Thomson. L'effetto principale che produce la formula di Klein-Nishina è di ridurre la sezione d'urto del processo rispetto al valore che avrebbe utilizzando la sezione d'urto Thomson (figura 1.3). In questo modo l'effetto Compton è meno efficiente alle alte energie. La sezione d'urto totale, mettendosi nel regime ultra-relativistico è data dalla relazione:

$$\sigma = \sigma_T \frac{3}{8} x^{-1} \left(\ln 2x + \frac{1}{2} \right), \quad \text{con} \quad x \gg 1 \text{ (regime relativistico)} \quad (1.10)$$

dove $x = h\nu/mc^2$. Osservando l'equazione (1.10) si può notare che σ è inversamente proporzionale all'energia del fotone incidente, quindi fotoni con maggiore energia presentano una sezione d'urto più piccola. A basse energie le correzioni relativistiche nella formula Klein-Nishina possono essere trascurate e si può utilizzare la sezione d'urto Thomson.

1.3 Inverse Compton Scattering

Il Compton inverso si ha quando un fotone di bassa energia viene scatterato da un elettrone ultra relativistico; in base a questo processo si ha un trasferimento di energia cinetica dall'elettrone al fotone, e i fotoni prodotti sono emessi prevalentemente nelle bande X e γ . Poichè l'energia del fotone, nel sistema a riposo dell'elettrone è pari a: $\epsilon' = \nu'h \ll m_e c^2$. Per descrivere la probabilità di scattering si può utilizzare la sezione d'urto Thomson. Consideriamo due sistemi di riferimento K e K' . Il primo rappresenta il sistema di riferimento del laboratorio, mentre il secondo il sistema di riferimento a riposo dell'elettrone (Fig 1.4). Considerando la formula dello spostamento Doppler, l'energia del fotone nei due sistemi di riferimento è pari a:

$$\epsilon' = \epsilon\gamma(1 - \beta \cos \theta) \quad \epsilon_1 = \epsilon'_1\gamma(1 + \beta \cos \theta'_1) \quad (1.11)$$

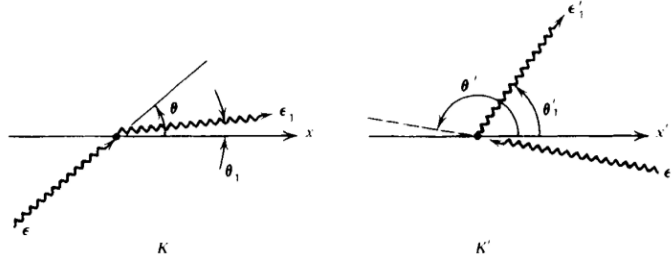


Figura 1.4: Inverse Compton

dove l'energia del fotone incidente è rappresentato da ϵ e ϵ' , mentre quello diffuso con ϵ_1 e ϵ'_1 ; γ è il fattore di Lorentz. Riprendendo l'equazione (1.7) si ottiene:

$$\epsilon'_1 = \epsilon' \left(1 - \frac{\epsilon'}{mc^2} (1 - \cos \Theta) \right) \quad \cos \Theta = \cos \theta'_1 \cos \theta' + \sin \theta'_1 \sin \theta' \cos(\phi' - \phi'_1), \quad (1.12)$$

dove ϕ' e ϕ'_1 sono gli angoli azimutali del fotone incidente e scatterato nel sistema a riposo. Analizzando i diversi valori di θ e θ' si può calcolare l'energia massima e minima del fotone diffuso, infatti per $\theta = \pi$ e $\theta' = 0$ si ha $\epsilon'_{max} = 4\gamma^2\epsilon$, in questo caso si avrà una collisione frontale tra fotone ed elettrone; per $\theta = 0$ e $\theta' = \pi$ si ha $\epsilon'_{min} = \gamma^2/4\epsilon$, dove il fotone viene diffuso all'indietro. Questo processo converte un fotone di bassa energia in un fotone di alta energia di un fattore dell'ordine di γ^2 . Prendendo un fotone che possiede un'energia $\sim 100KeV$ è ancora possibile utilizzare la sezione d'urto Thomson e possono essere prodotti fotoni di enorme energia ($\gamma \times 100KeV$); però se l'energia è troppo alta non si possono più trascurare gli effetti quantistici, infatti questi tendono a ridurre la sezione d'urto del processo e quindi la probabilità di dispersione.

Ora si consideri un plasma di elettroni relativistici e un campo di radiazione con fotoni di energia ϵ_f . Nel sistema di riferimento K la densità dei fotoni è indicata con n_f , la densità di energia con $u_f = n_f\epsilon_f$, mentre il flusso di energia attraverso una superficie unitaria è u_fc . Nel sistema K' la densità di energia del campo di radiazione risulta aumentata di un fattore $[\gamma(1 - \beta \cos \theta)]^2$ rispetto al sistema del laboratorio. Un fattore $[\gamma(1 - \beta \cos \theta)]$ deriva dall'effetto Doppler, che aumenta l'energia dei singoli fotoni; l'altro fattore $[\gamma(1 - \beta \cos \theta)]$ deriva dalla contrazione relativistica delle lunghezze, per cui il volume si contrae nella direzione del moto e in K' aumenta il numero di fotoni per unità di volume. Per una distribuzione isotropa di fotoni si ottiene: $\langle (1 - \beta \cos \theta)^2 \rangle = 1 + \beta^2/3$ poichè $\langle \cos \theta \rangle = 0$ e $\langle \cos^2 \theta \rangle = 1/3$. Quindi la densità di energia in K' è: $u'_f = u_f\gamma^2[1 + (1/3)\beta^2]$ (N.B. sotto l'ipotesi che in K' la diffusione possa essere descritta in termini di Thomson). Tramite il calcolo dell'ampiezza di E', dove E' rappresenta il campo elettrico a cui l'elettrone è soggetto nel proprio sistema di riferimento, si può ricavare la luminosità dovuta al Compton Inverso:

$$L_{IC} = \sigma_T c \gamma^2 u_f \left(1 + \frac{1}{3} \beta^2 \right) \quad (1.13)$$

dal momento che è un invariante relativistico, L_{IC} è stata calcolata nel sistema di riferimento dell'elettrone. L'energia totale iniziale del fotone per unità di tempo è:

$$\frac{dE_1}{dt} = \sigma_T c u_f \quad (1.14)$$

La potenza persa dagli elettroni a causa dell'Inverse Compton, convertita in aumento della radiazione, è data dalla sottrazione dell'equazione (1.13) e (1.14):

$$\frac{dE_{rad}}{dt} = c\sigma_T u_f \left[\gamma^2 \left(1 + \frac{1}{3}\beta^2 \right) - 1 \right] = \frac{4}{3}\sigma_T c \gamma^2 u_f \quad \text{con } \gamma^2 - 1 = \gamma^2 \beta^2. \quad (1.15)$$

Ricordando la potenza emessa da sincrotrone per ogni elettrone:

$$\frac{dE_{syn}}{dt} = \frac{4}{3}\sigma_T c \gamma^2 u_{syn} \quad (1.16)$$

e andando a fare il rapporto tra l'equazione (1.14) e (1.13), si ottiene la seguente relazione:

$$\frac{\frac{dE_{syn}}{dt}}{\frac{dE_{rad}}{dt}} = \frac{u_{syn}}{u_f} \quad (1.17)$$

dove le perdite dovute alla radiazione da sincrotrone e IC sono nello stesso rapporto tra la densità di energia del campo magnetico e la densità di energia dei fotoni. Questo risultato vale anche per valori arbitrari della velocità dell'elettrone. Essa, tuttavia, dipende dalla validità dello scattering Thomson nel sistema di riferimento a riposo cosicchè $\gamma\epsilon = mc^2$. Quando $u_f > u_{syn}$ le perdite di energia per Compton inverso sono più importanti di quelle da sincrotrone. Con la conoscenza di u_f si può ottenere una misura del campo magnetico presente in una radio sorgente. Gli spettri di radiazione per i due processi presentano la stessa forma, in particolare se $N(\epsilon) = N_0\epsilon^{-\delta}$ lo spettro da Compton inverso è pari a: $I_{CI}(\nu) = \nu^{-(\delta-1)/2} = \nu^{-\alpha}$ (fig1.5). Sommando l'equazioni (1.13) e (1.14) si ottiene:

$$\left(\frac{d\epsilon}{dt} \right)_{syn+IC} = \epsilon^2 [H^2 + 8\pi u_{rad}] \quad (1.18)$$

che permette di calcolare la vita media degli elettroni per IC e sincrotrone:

$$t_{syn+IC} = \frac{1}{\epsilon^*} \frac{1}{H^2 + 8\pi u_{rad}} \simeq \frac{3 \times 10^8}{H^2 + 8\pi u_{rad}} \frac{1}{\epsilon^*} yr \quad (1.19)$$

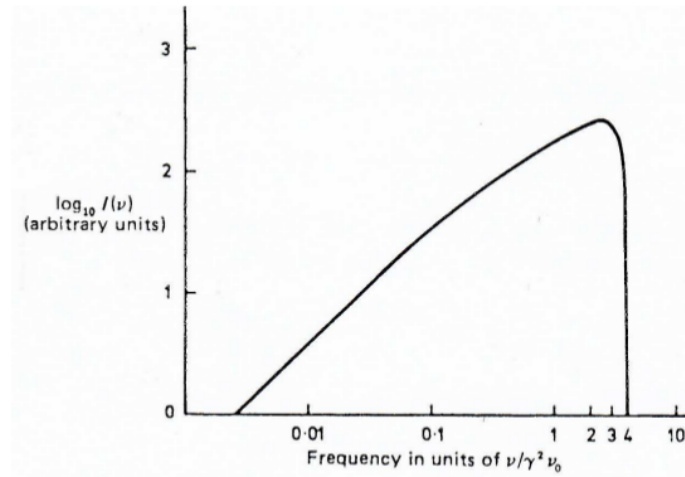


Figura 1.5: Spettro di emissione di inverse Compton scattering: ν_0 è la frequenza della radiazione non scatterata.

1.4 Comptonizzazione

Si è visto come fotoni ed elettroni scambiano energia tramite urti Compton attraverso lo scattering Compton o Inverse Compton. Questi due processi sono situazioni limite di un caso più generale. Dato un gas di fotoni e di elettroni, l'evoluzione dello spettro è tale da tendere sempre verso una situazione di equilibrio termodinamico. Se l'evoluzione della sorgente è principalmente determinata dalla diffusione Compton, si parla di *Comptonizzazione*. Affinchè l'evoluzione dello spettro sia determinato dallo Scattering Compton il plasma deve essere rarefatto cosicchè altri processi di radiazione, come la Bremsstrahlung, non contribuiscano con fotoni extra nel sistema. E' altrettanto vantaggioso che il plasma sia caldo perchè lo scambio di energia per collisione è più grande se la materia è più calda della radiazione. Ci si mette nel regime non relativistico in cui $kT_e \ll m_e c^2$ e $\epsilon = h\nu \ll m_e c^2$. L'energia che i fotoni perdono urtando con elettroni quasi fermi è data da:

$$\left\langle \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} \right\rangle_{ph} = -\frac{h\nu}{m_e c^2} \quad (1.20)$$

Questa equazione è stata ricavata mediando su tutti gli angoli per radiazioni isotrope. Se i fotoni hanno una distribuzione termica di velocità a temperatura T , si può scrivere $m_e \langle v^2 \rangle / 2 = 3kT/2$ e quindi l'energia media guadagnata dai fotoni per Inverse Compton è pari a:

$$\left\langle \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} \right\rangle_{el} = \frac{4}{3} \left(\frac{v}{c} \right)^2 = \frac{4kT}{m_e c^2} \quad (1.21)$$

L'equazione che descrive il cambiamento netto di energia di fotoni in urti Compton è uguale a:

$$\left\langle \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} \right\rangle = -\frac{h\nu}{m_e c^2} + \frac{4kT}{m_e c^2}. \quad (1.22)$$

L'equazione stabilisce la condizione sotto la quale l'energia è trasferita dai fotoni oppure ai fotoni del campo, se non c'è un trasferimento di energia si ha $h\nu = 4kT$. Se $h\nu < 4kT$, l'energia è trasferita ai fotoni mentre se $h\nu > 4kT$ l'energia è trasferita agli elettroni. Si consideri il caso in cui gli elettroni siano più caldi dei fotoni ($h\nu < 4kT$). Si prenda una regione in cui è presente una densità di elettroni n_e di dimensioni d . Lo spessore ottico Thomson attraverso questa regione è: $\tau_e = n_e d \sigma_T$. Se $\tau_e \gg 1$ i fotoni subiscono un *random walk* in fuga dalla regione. Introducendo il libero cammino medio dei fotoni $l = (n_e \sigma_T)^{-1}$, e indicando con N il numero totali di collisioni effettuate prima dell'uscita, si avrà:

$$N = \left(\frac{d}{l} \right)^2 = \tau_e^2. \quad (1.23)$$

Se $\tau_e \ll 1$ il numero di scattering è semplicemente τ_e e quindi la condizione per una distorsione significativa dello spettro dei fotoni dal Compton scattering è data da $4y \geq 1$, dove

$$y = \frac{kT}{m_e c^2} \tau_e^2 \quad (1.24)$$

Dopo uno scattering, l'energia del fotone rispetto alla sua energia iniziale è: $\epsilon'/\epsilon = 1 + 4kT/m_e c^2$. Dopo N scattering, l'energia è uguale a: $\epsilon'/\epsilon = (1 + 4kT/m_e c^2)^N$. Poichè $m_e c^2 \gg 4kT$ si ha: $1 + 4kT/m_e c^2 = \exp(4kT/m_e c^2)$, e quindi: $\epsilon'/\epsilon = \exp(4y)$ per tutti i valori di y . L'energia dei fotoni crescerà durante il processo fino a che non si

è raggiunto un equilibrio termodinamico. Affinchè lo spettro risulti modificato $\epsilon' \geq \epsilon$, ossia $y = 1/4$. Per raggiungere l'equilibrio termico dovrà essere $\epsilon' = h\nu = 4kT$, si ha la seguente condizione:

$$\frac{4kT}{h\nu} = \exp\left[4\left(\frac{4kT}{m_e c^2}\right)\tau_e^2\right] \quad \Longrightarrow \quad \tau_e = \left[\frac{m_e c^2}{4kT} \ln \frac{4kT}{h\nu}\right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.25)$$

I fotoni sono bosoni e lo spettro di equilibrio è dato in generale dalla distribuzione di Bose-Einstein, ovvero:

$$u_\nu d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT} + \mu\right) - 1\right]^{-1} d\nu \quad (1.26)$$

dove μ è il *potenziale chimico*, misura il deficit del numero di fotoni rispetto a quello richiesto per una distribuzione di Planck ad una stessa temperatura. Nel caso dello spettro di Plank, $\mu = 0$ e il numero e la densità di energia dei fotoni sono univocamente definiti da un singolo parametro. Se c'è una differenza tra il numero di densità dei fotoni e la densità di energia della materia e della radiazione, lo spettro di equilibrio non è altro che la distribuzione di Bose-Einstein, con un definito parametro μ . Nel caso in cui $\mu \gg 1$, lo spettro si approssima alla distribuzione di Wien attenuato di un fattore $\exp(-\mu)$: $u_\nu = (\exp(-\mu)) \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \exp(-\frac{h\nu}{kT})$. L'equazione che descrive come i fotoni di campo evolvono verso distribuzioni di equilibrio, per il limite non-relativistico, è l'equazione di *Kompaneets*. Risulta conveniente lavorare usando il numero di occupazione $n(\nu) = u_\nu c^3 / 8\pi h\nu$, che rappresenta il numero di fotoni per unità di volume nello spazio delle fasi. Questa quantità determina quando è necessario introdurre i termini dell'emissione stimolata per l'interazione dei fotoni. Se $n > 1$ gli effetti dell'emissione stimolata non possono essere trascurati. L'equazione è scritta in termini dell'evoluzione di una distribuzione di fotoni nello spazio delle fasi, ed è pari a:

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 \left(n + n^2 + \frac{\partial n}{\partial x} \right) \right] \quad (1.27)$$

dove $x = h\nu/kT$, $y = \int (kT/m_e c^2) \sigma_T n_e dl$ e $(\partial n/\partial y)$ rappresenta un tempo di fuga. Il termine $\partial n/\partial x$ rappresenta la diffusione dei fotoni lungo l'asse di frequenza in entrambe le direzioni rispetto alle loro energie iniziali. Il termine n indica il raffreddamento dei fotoni per l'effetto del rinculo e il termine n^2 descrive gli effetti del Compton scattering indotto il quale contribuisce a raffreddare i fotoni se il numero di occupazione è grande.

Nel caso $y \gg 1$, in cui la saturazione dall'effetto Compton prende posto, lo spettro segue la distribuzione di Wien. Nel caso intermedio in cui $y > 1$ è stato dimostrato che si possono ottenere degli spettri descritti da leggi di potenza del tipo:

$$u(\nu) \propto \nu^{3+m} \quad \text{con} \quad m = -\frac{3}{2} \pm \left[\frac{9}{4} + \frac{1}{y} \right] \quad (1.28)$$

La comptonizzazione è un processo determinante in importanti situazioni astrofisiche, in particolare nel prossimo capitolo si analizzerà in dettaglio l'emissione di radiazione in seguito a fenomeni di accrescimento su oggetti compatti.

Capitolo 2

Applicazione Astrofisiche : Dischi di Accrescimento

Si definiscono dischi di accrescimento, quei sistemi in cui la materia orbita intorno ad una sorgente di un campo gravitazionale, in particolare parte di questa materia fluisce verso il corpo centrale, aumentandone la massa. Al centro di questi dischi si trovano oggetti compatti, per esempio come stelle di neutroni o buchi neri. Gli effetti più rilevanti vengono osservati nei sistemi binari-X e nei nuclei galattici attivi. In questi sistemi i dischi di accrescimento raggiungono temperature di milioni di gradi e irradiano prevalentemente alle alte energie (raggi X).

2.1 Buchi Neri

I buchi neri non sono altro che il prodotto finale dell'evoluzione di una stella di grande massa, superiore alle $5M_{\odot}$. Questi oggetti esercitano una forza gravitazionale tale da non lasciar sfuggire dalla propria superficie neanche la luce, questo perchè la velocità di fuga è maggiore di quella della luce (la velocità di fuga è la velocità minima necessaria per sfuggire al campo gravitazionale di un certo oggetto e dipende dalla densità dell'oggetto che genera il campo). Quando una stella ha esaurito tutte le sue scorte di combustibile nucleare, il suo destino è determinato dalla sua massa. Se la stella è inferiore alle $5M_{\odot}$, la stella continua a contrarsi fino a spegnersi lentamente. Invece, se la massa della stella è molto grande, essa conclude la sua esistenza con un'enorme esplosione di supernova, nel corso della quale può non disintegrarsi del tutto. In questo caso il nucleo subisce quello che si dice un collasso gravitazionale, formando una stella di neutroni o un buco nero, un oggetto di enorme densità e dalle dimensioni ridotte. Accanto ai buchi neri di tipo stellare, formati in seguito al collasso gravitazionale di stelle massicce, si ipotizza anche l'esistenza di buchi neri di dimensioni molto maggiori che si formerebbero nel nucleo delle galassie. Le masse di questi buchi neri giganteschi sono dell'ordine di qualche centinaio di milioni di M_{\odot} , pari circa all'1% della massa complessiva della galassia ospite. Per questo motivo vengono chiamati buchi neri super massivi. Si pensa che questi buchi neri si siano formati per accrezione lenta e graduale di materia a partire da un buco nero di grandezza stellare. La materia, quando risente del campo gravitazionale del buco nero si appiattisce su un piano rotante chiamato disco di accrescimento, il quale non ruota come un corpo rigido, infatti le parti interne ruotano più rapidamente di quelle esterne. E' proprio questa rotazione differenziale che consente al buco nero di inglobare poco per volta il gas: la parte interna subisce l'attrito degli strati appena

più esterni, che sono più lenti, e perciò perde un po' del suo momento angolare, finendo per cadere con moto a spirale verso l'interno.

2.2 Spettro Buco Nero: modelli per il Disco di Accrescimento e la Corona

L'emissione a raggi X-soft di un buco nero proviene dal disco di accrescimento, questa regione si trova subito dopo l'orizzonte degli eventi, qui la forza gravitazionale del buco nero costringe i fotoni a percorrere traiettorie molto curve e la materia raggiunge velocità pari a quella della luce. Il disco di accrescimento è avvolto nella corona, in questa zona la radiazione elettromagnetica è emessa in raggi X-hard; qui il gas è molto più caldo dei $10^6 K$ delle regioni del disco. I raggi X ad alta energia della corona sono il prodotto dell'effetto Compton inverso. Si verifica quando un raggio X-soft strappa un'ulteriore quantità di energia a un elettrone. La schematizzazione di tale struttura è rappresentata nella figura (2.1).

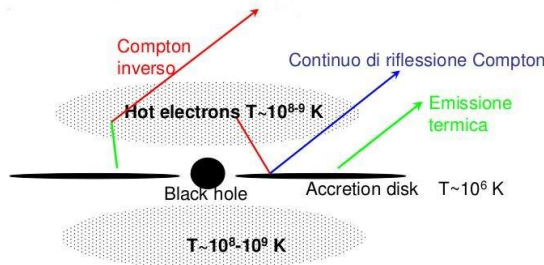


Figura 2.1: Struttura di un buco nero

Lo spettro che riguarda la banda dei raggi X/γ dei buchi neri galattici (GBHs) può essere analizzata considerando successivi scattering Compton di fotoni soft in una nube calda di elettroni. Il mezzo comptonizzato deve essere termico con una data temperatura, T_e , e uno spessore ottico Thomson, τ_T . I GBHs mostrano un hardening (indurimento) dello spettro a $\sim 10 KeV$, che è attribuito alla riflessione Compton della radiazione hard sulla materia fredda. La radiazione hard, riprocessata nella materia fredda, può formare una frazione significativa di fotoni soft-seed per Comptonizzazione. Il bilancio energetico delle fasi calde e fredde determina la loro temperatura e la forma dello spettro emergente. La situazione diventa molto più complicata quando una notevole frazione della luminosità totale svanisce ad energie sopra $\sim 500 KeV$. Allora i fotoni hard possono produrre coppie e^\pm , le quali vanno aggiunte nel background del plasma. Gli elettroni comptonizzano i fotoni soft fino alla banda γ , producendo sempre più coppie e^\pm . In questo caso il campo di radiazione ha un'influenza sullo spessore ottico dei plasmi, che a sua volta produce questa radiazione. Un'altra complicazione avviene quando la distribuzione delle particelle inizia a deviare dalla Maxwelliana. Nei cosiddetti modelli non-termici, gli elettroni relativistici sono iniettati in un campo di radiazione soft. Sono stati osservati in alcuni GBHs, nei loro stati soft, spettri che si estendono senza un cutoff fino a $\sim 600 KeV$. Si considerino le proprietà di una nube di un plasma di elettroni, senza l'assunzione di una specifica geometria per il flusso di accrescimento. Ci sono quattro parametri che descrivono le proprietà di un plasma caldo termico: (i) $l_h = L_h \sigma_T / (m_e c^3 r_c)$, la compattezza hard che è il rate adimensionale del riscaldamento della nube; (ii) la compattezza dei fotoni soft, l_s , che rappresenta la luminosità del

disco freddo che entra nella nube calda (corona); (iii) τ_p , la profondità ottica protonica della nube; e (iv) la temperatura caratteristica dei fotoni soft, T_{bb} . r_c è la dimensione della nube, σ_p è la sezione d'urto Thomson. Per compattezze sufficientemente alte, lo spessore ottico totale può essere più grande di τ_p . Allora, l'aumento nel rate di riscaldamento della nube comporta, corrispondentemente un aumento dello spessore ottico totale della nube, τ_T , a causa della coppia prodotta e^\pm , e una diminuzione della temperatura della nube, T_e . Il rapporto tra l_h/l_s corrisponde al parametro di Kompaneets definito nell'equazione (1.24), il quale può essere collegato all'indice spettrale dello spettro emesso. L'indice spettrale rimane approssimativamente costante per un parametro di Kompaneets costante. Petrini e Krolik proposero una formula analitica molto semplice che collega l'osservazione dell'indice spettrale di energia per raggi X a un fattore di amplificazione:

$$\alpha \approx 1.6 \left(\frac{l_h}{l_s} \right)^{-1/4} \quad (2.1)$$

L'esatto coefficiente di proporzionalità dipende dalla temperatura dell'elettrone e dall'energia del fotone seed, tuttavia questa dipendenza è piuttosto debole. Quando l_h/l_s aumenta, lo spettro osservato diventa più duro (harder) (la sorgente diventa sempre più formata da fotoni "starved"). Gli spettri osservati nei GBHs corrispondono a $y \simeq 1$. Questo fatto non ha una spiegazione diretta nella struttura del disco di accrescimento. Se i fotoni soft-seed per Comptonizzazione sono prodotti dalla riprocessione dei raggi X-hard, allora la geometria può definire l'ampiezza dell'effetto feedback e l'inclinazione dello spettro. In questa trattazione si considerano solo due modelli diversi con una nube centrale calda circondata da un disco freddo:

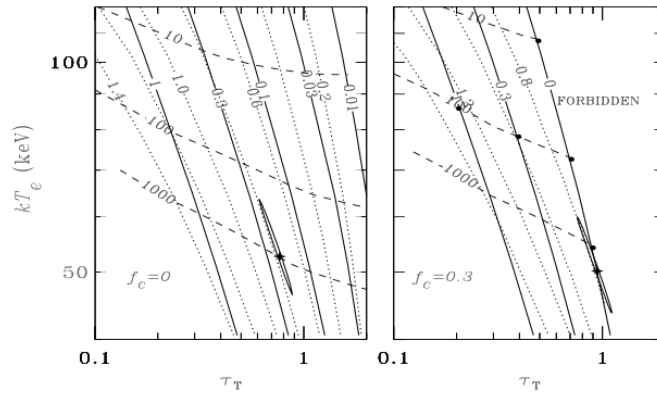


Figura 2.2: Relazione tra lo spessore ottico totale, τ_T , di metà lastra e la temperatura degli elettroni, kT_e , per il modello cloudlets. Il fattore di copertura del materiale freddo è $f_c = 0$ (riquadro sinistro) e $f_c = 0.3$ (riquadro destro). Le curve continue rappresentano soluzioni per l_{int}^s/l_h costante. Le curve tratteggiate rappresentano soluzioni con l_{int}^s costante. Le curve punteggiate danno soluzioni per un indice spettrale costante α nel range $2 - 18KeV$ (senza riflessione Compton)

Cloudlets: una possibile soluzione per i fotoni "starved" è di assumere che il disco freddo all'interno della corona calda è *disturbato* da nubi fredde dense e otticamente spesse, dove queste nubi sono capaci di riprocessare la radiazione X-hard e produrre fotoni soft-seed per Comptonizzazione. Se il rapporto altezza-raggio della nube calda è piccola, si può approssimare ad una lastra piano-parallela. Inoltre si assume che il materiale freddo è concentrato nel centro del piano della lastra calda e ha un fattore di copertura f_c . La riflessione Compton proviene da queste nubi fredde nonché dal disco più esterno e più freddo. La radiazione dei fotoni seed-soft è molto più isotropica e lo spettro emergente alle alte energie non ha interruzioni anisotrope. Il

fattore di copertura definisce l'ampiezza dell'effetto di feedback. La luminosità totale soft-seed (che corrisponde ad una compattezza l_s) è data dalla somma delle luminosità riprocessate e dalla luminosità intrinsecamente dissipata nel disco freddo (che corrisponde a una compattezza l_s^{intr}). Per una lastra geometrica, il rate di heating (riscaldamento), L_h , di un volume cubico di dimensioni h determina la compattezza hard $l_h = L_h \sigma_T / (m_e c^3 h)$ (dove h è metà dell'altezza della lastra).

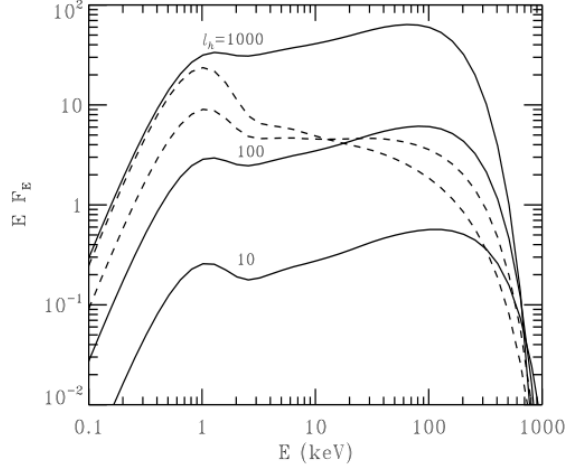


Figura 2.3: Spettri per il modello *Cloudlets*. Le curve continue rappresentano delle soluzioni con una dissipazione interna nulla ($l_s^{intr} = 0$) nelle nubi fredde e varie compattezze hard l_h . Le curve tratteggiate corrispondono a $l_h = 100$, e $l_s^{intr}/l_h = 0.3$. Con l'aumentare l_s^{intr}/l_h gli spettri diventano più ripidi, ma la temperatura degli elettroni non aumenta.

La figura (2.2) mostra la dipendenza della temperatura dell'elettrone e dello spessore ottico su dei parametri calcolati nel modello delle Cloudlets, e la figura (2.3) mostra alcuni spettri. Nel caso in cui la coppia e^\pm domina nei plasmi, l'aumento dei fotoni soft non implica necessariamente una diminuzione della temperatura del plasma. Lo spessore ottico diminuisce rapidamente con l'aumentare di l_h/l_s , e l'energia media disponibile per particella può addirittura aumentare. Nel caso di un plasma formato da elettroni e protoni si ha $\tau_T \simeq \tau_p$, e T_e diminuisce con l'aumentare della dissipazione interna del disco freddo.

Sombbrero: in questo modello, il disco freddo penetra solo per breve tratto nella regione centrale della corona. Si può assumere che la sorgente di raggi X/γ possa essere approssimata ad una nube sferica omogenea di raggio r_c , situata intorno al buco nero. Il raggio interno, r_{in} , del disco freddo geometricamente sottile e infinito si trova all'interno della corona ($r_{in}/r_c \leq 1$). Gli spettri dal modello Sombbrero sono quasi identici agli spettri attesi dal modello cloudlets, con la sola differenza che la quantità di riflessione Compton sarebbe un pò più grande per una stessa configurazione di un disco esterno più freddo. Dal punto di vista delle osservazioni, questi modelli sono quasi indistinguibili.

In situazioni fisicamente realistiche può succedere che la distribuzione degli elettroni può deviare da una Maxwelliana. Una frazione significativa dell'energia totale iniziale può essere iniettata a sistemi sotto forma di elettroni relativistici. Nel cosiddetto modello ibrido termico/non termico, l'iniezione di elettroni relativistici è consentita in aggiunta al riscaldamento diretto degli elettroni termici. I più importanti parametri di ingresso per il modello sono: (i) la compattezza termica, l_{th} , che caratterizza il rate di riscaldamento degli elettroni; (ii) l'analoga compattezza non termica, l_{nth} , che caratterizza il rate di iniezione degli elettroni relativistici; (iii) la compattezza dei fotoni soft, l_s ; (iv) Γ_{in} , l'indice della legge di potenza degli elettroni; (v) τ_p , spessore

ottico del protone; e (vi) T_{bb} . La compattezza totale hard è data da: $l_h = l_{th} + l_{nth}$. La distribuzione dell'elettrone è calcolata consistentemente bilanciando il raffreddamento degli elettroni (dato dallo scattering Compton e interazioni Coulombiane), il riscaldamento (sorgente di energia termica) e l'accelerazione (sorgente di energia non termica). Come primo esempio, si considerino spettri di plasmi ibridi carichi con compattezze hard, considerando inoltre un rapporto tra le compattezze hard e soft costante (questo dà una α costante) e un'efficienza non termica (l_{nth}/l_h) a 10%. La temperatura dell'elettrone si comporta esattamente come nel caso termico puro, poichè l'efficienza termica non cambia significativamente il bilancio di energia. La distribuzione degli elettroni è una Maxwelliana con una piccola coda alle alte energie. Ora si consideri il caso in cui gli spettri cambiano in funzione di l_h/l_s , mentre si mantengono costanti gli altri parametri. Le curve tratteggiate in figura (2.4) mostra-

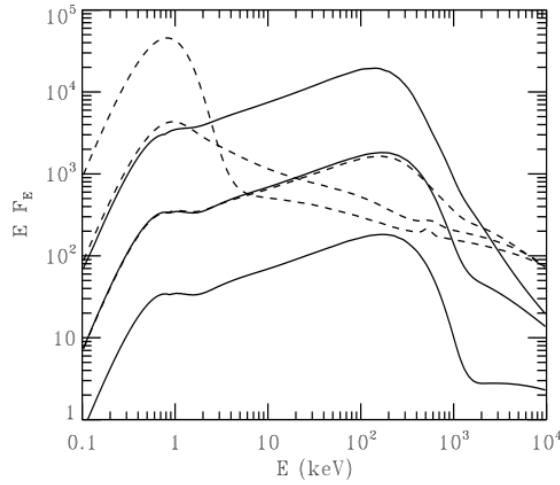


Figura 2.4: Spettri da plasmi ibridi. Le curve continue mostrano la dipendenza del parametro di compattezza l_h . Per $l_h = 1, 10, 100$ le temperatura dell'elettrone e lo spessore ottico sono $(kT_e, \tau_T) = (126KeV, 1.0002), (123KeV, 1.02), (82KeV, 1.47)$. Per compattezze più grandi, lo spettro ha un cutoff più nitido ad energie sopra un $1MeV$ causata da uno spessore ottico più grande per la produzione della coppia fotone-fotone. Le curve tratteggiate mostrano la dipendenza da l_h/l_s . Per $l_h/l_s = 10, 1, 0.1$ si ha $(kT_e, \tau_T) = (104KeV, 1.07), (34KeV, 1.02), (5KeV, 1.01)$. L'aumento di l_s risulta nella parte più pronunciata del blackbody dello spettro emergente. Il corpo nero è modificato dalla Comptonizzazione su elettroni termici.

no l'evoluzione dello spettro con l'aumento della luminosità dei fotoni soft-seed. Per grandi valori di l_h/l_s , la maggior parte dello spettro è prodotto dalla Comptonizzazione "off" di una popolazione di elettroni termici, mentre la coda ad energie sopra $m_e c^2$ è prodotto da elettroni non termici. Per bassi valori di l_h/l_s la temperatura dell'elettrone diminuisce. La maggior parte delle coppie e^\pm sono nel bump termico, ma il parametro di Kompaneets è molto piccolo poichè la temperatura è anch'essa piccola. Lo spettro risultante è prodotto da un singolo scattering Compton "off" di elettroni non termici. La parte della Maxwelliana della distribuzione degli elettroni produce una debola coda a legge di potenza al bump del corpo nero. La riga di annichilazione è abbastanza debole per piccoli valori delle compattezze, e non potrebbe essere rivelata dai rivelatori. Il cutoff dell'energia a pochi MeV è scorrelato con la compattezza. Un break tra la parte della distribuzione degli elettroni termica e quella non termica appare quando il tempo-scala di termalizzazione dovuto allo scattering Coulombiano è uguale al tempo-scala dovuto al raffreddamento Compton. Il tempo-scala di raffreddamento Compton è semplicemente $t_{Compton} = \pi r_c / (\gamma c l_s)$, mentre la termalizzazione Coulombiana opera su tempi-scala pari a $t_{Coulomb} = \gamma r_c / (\tau c \ln \Lambda)$,

dove $\ln \Lambda$ è il logaritmo di Coulomb, tipicamente dell'ordine di ~ 15 , e γ è il fattore di Lorentz. Queste relazioni definiscono il fattore di Lorentz del break

$$\gamma_{break} = \left(\pi \ln \Lambda \frac{\tau_T}{l_s} \right)^{1/2}. \quad (2.2)$$

L'aumento del raffreddamento Compton causa un break spostato verso energie più basse.

2.3 Buchi Neri Galattici

Stato hard di un GBH

I buchi neri Galattici sono osservati in differenti stati spettrali che possono essere generalmente classificati come soft e hard. Uno spettro nello stato hard è caratterizzato da una legge di potenza con indice spettrale $\alpha = 0.4 - 0.9$ con un cutoff a energie $\sim 100 KeV$. La presenza di una riga del ferro a $\sim 6.4 KeV$ e un'edge del ferro a $\sim 7 KeV$ è stato interpretato come una firma della riflessione Compton dello spettro intrinseco dalla materia relativamente fredda. La quantità di riflessione Compton è $R \simeq 0.3 - 0.5$, dove con $R=1$ corrisponde a una sorgente di raggi X/γ isotropa in cima ad un lastra fredda infinita. Un eccesso a energie $\leq 1 KeV$ è interpretato come radiazione dal disco di accrescimento con una temperatura caratteristica, T_{bb} , dell'ordine di $0.1 - 0.3 KeV$ (di solito male determinata, a causa del forte assorbimento interstellare in quel range spettrale). Gli GBHs mostrano grande variabilità su tutti i tempi-scala, dai millisecondi ad anni. La dimensione della regione emittente non può essere più grande del tempo-scala minimo di variabilità ($1ms \times c = 300 Km$). Il più grande meccanismo responsabile del coefficiente di raffreddamento per la formazione degli spettri è probabilmente il Compton termico di fotoni soft ($\sim 50 - 100 KeV$) in una nube di elettroni e τ_T . Gli eccessi di alta energia possono essere spiegati solo se si introduce una componente spettrale addizionale. Questa componente può essere prodotta da Comptonizzazione termica in una regione spazialmente separata molto più calda, o nella stessa regione da una coda non termica della distribuzione degli elettroni. Nel secondo caso, il plasma molto caldo $\sim 400 KeV$ deve essere mantenuto lontano dalle sorgenti di fotoni soft per evitare il raffreddamento, e non è chiaro se si può separarlo dal resto del disco di accrescimento. Le osservazioni della riflessione Compton, insieme all'osservazione della riga del ferro, suggeriscono la presenza di un materiale freddo debolmente ionizzato nelle vicinanze di una sorgente a raggi X/γ . Dall'ampiezza della riflessione Compton si può derivare che la materia fredda occupa un angolo solido pari a $\Omega/2\pi \sim 1/3$, visto dalla sorgente di fotoni hard. Ulteriori vincoli sulla geometria, per esempio, la frazione di copertura della nube vista dalla sorgente di fotoni soft, può derivare dall'osservazione dell'inclinazione spettrale se si può stimare la luminosità osservata. Non ci sono evidenze sul fatto che la materia si estende vicino al buco nero. Analizziamo le varie geometrie esposte prima nel caso di un buco nero galattico:

Cloudlets: la maggior parte della riflessione Compton si verifica nel disco freddo esterno. Il fattore di copertura delle nubi fredde all'interno del disco interno caldo non può essere più grande di $f_c \sim 0.3$, a causa del bilancio energetico.

Sombbrero: questa geometria è consistente con la quantità di riflessione Compton osservata nei GBHs nei loro stati hard. Nel caso di Cyg X-1, una soluzione con $r_{in}/r_c = 1$ è energeticamente possibile, ma la luminosità soft intrinseca dovrebbe essere grande per produrre abbastanza fotoni soft per la Comptonizzazione. Il bilancio

di energia costringe il raggio del disco interno ad essere più grande di $\sim 0.7r_c$.

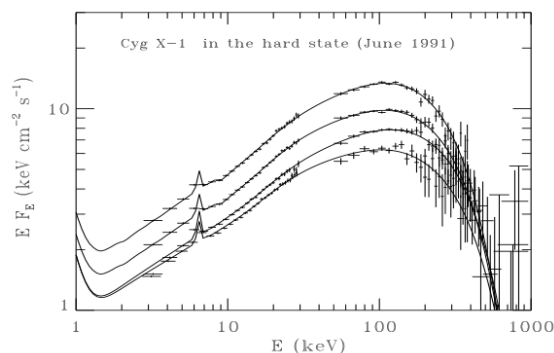


Figura 2.5: Variazione spettrale di Cyg X-1 su tempi-scala di ore nello stato hard osservato da *Ginga* a Giugno 1991.

I GBHs mostrano una grande variabilità su differenti tempi-scala. Gierliński mostrò che la pendenza dello spettro di Cyg X-1 nel range spettrale del satellite *Ginga* non può variare molto quando la luminosità cambia all'interno di un fattore 2 (figura 2.5), mentre l'energia del cutoff aumenta quando la luminosità diminuisce. Tale comportamento implica quasi un rapporto costante l_s/l_h e un parametro di Kompaanets costante. La transizione del raggio tra il disco freddo e quello caldo non cambia molto. Alternativamente, la transizione del raggio è sufficientemente grande che la maggior parte dei fotoni soft-seed sono forniti dalla riprocessione della radiazione hard dalla nube centrale.

Stato soft di un GBH

Gli spettri nei raggi X-hard e γ -soft possono essere rappresentati da una legge di potenza i quali non hanno un break osservabile, a meno di energie superiori a $m_e c^2$, e sembra che la legge di potenza a energie pari al MeV sia una continuazione della legge di potenza degli X-hard. Anche se le signature della riflessione Compton sono osservate in questo stato, la sua ampiezza, R , è molto difficile da terminare poiché dipende dalla distribuzione assunta e da un modello dettagliato del continuo, il quale è piuttosto curvato nella regione spettrale intorno al edge del ferro.

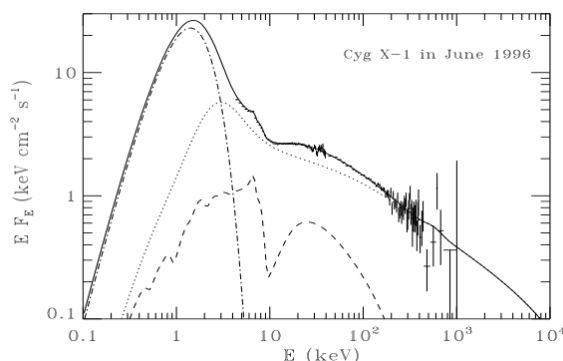


Figura 2.6: Stato soft osservato a Giugno 1996. La curva continua rappresenta lo spettro totale, la curva tratteggiata dà lo spettro dovuto alla riflessione Compton, e la curva punteggiata rappresenta il continuo Comptonizzato. Il disco blackbody è illustrato dalla curva punteggiata-tratteggiata.

La linea del ferro e quella l'edge del ferro non sembrano definite a causa del redshift gravitazionale e dell'effetto Doppler, implicando che il disco si estenda molto vicino

al buco nero centrale. La legge di potenza può essere prodotta dalla Comptonizzazione dei fotoni soft dall'accrescimento del disco dalla corona non termica, il quale è otticamente sottile e copre la maggior parte del disco. La legge di potenza ripida nella regione spettrale dei raggi γ può essere interpretata come una Comptonizzazione da elettroni non termici e la componente di picco a $\sim 3\text{KeV}$ come una Comptonizzazione termica dovuta a un'ulteriore abbassamento della temperatura degli elettroni. È naturale assumere che entrambe le componenti siano prodotte nella stessa regione spaziale da elettroni che hanno una distribuzione non-Maxwelliana.

Transizioni di stati spettrali

Alcuni GBHs sono stati osservati generalmente in uno dei due stati (hard o soft), mentre altri hanno mostrato transizioni tra gli stati. Per studiare questi tipi di buchi neri galattici si prende come modello lo spettro di Cyg X-1. Durante la transizione dallo stato hard a quello soft, la luminosità dei raggi γ diminuisce, lo spettro diventa più ripido, mentre l'energia del cutoff aumenta. Negli stati hard, la maggior parte della potenza è depositata, attraverso un canale termico, per riscaldare il plasma del disco di accrescimento interno. La fornitura non termica è relativamente piccola, che risulta osservata in una debole coda ad energia pari al MeV. L'ingresso dei fotoni soft al sistema è ancora piuttosto piccolo. Così il sistema è formato da fotoni starved e produce uno spettro hard. I fotoni soft che sono Comptonizzati dai raggi X/ γ dagli elettroni termici sono molto probabilmente prodotti dalla riprocessione dei raggi X/ γ nel materiale freddo. Questo effetto di feedback fissa l'indice spettrale a un valore che è definito dalla geometria del sistema. Nello stato soft, la luminosità dei fotoni soft supera tutti gli altri rate di iniezione di energia al sistema, mentre la dissipazione di energia termica è trascurabile. Il rate di iniezione di energia non termica è $\sim 1/4$ dell'energia totale in uscita dal sistema (figura 2.6).

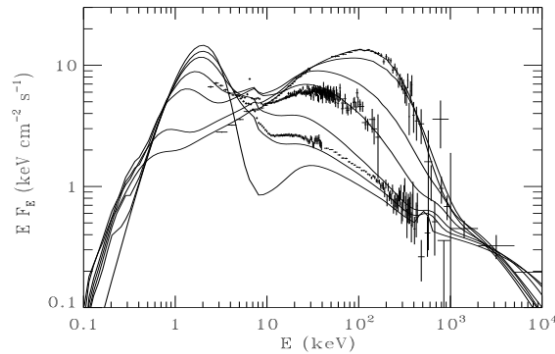


Figura 2.7: Stati spettrale di Cyg X-1

Poutanen e Coppi mostrarono che le leggi di scala per la luminosità del disco freddo, il rate di dissipazione/riscaldamento termico nella corona, e il rate di iniezione di energia da una sorgente non termica, potevano essere utilizzate tutte come funzioni del raggio della corona; la transizione hard-soft può essere spiegata come il risultato di una diminuzione nella transizione del raggio tra la parte calda interna del disco (corona) e la parte esterna del disco (figura 2.7). Quando la transizione diminuisce, il rapporto l_h/l_s (e l'indice spettrale) non cambia fin quando la luminosità diventa confrontabile con quella riprocessata. Successivamente lo spettro cambia drammaticamente poiché l_h/l_s diminuisce. Il modello spiega un comportamento oscillante dello spettro a $\sim 10\text{KeV}$, e predice un comportamento oscillante a $\geq 1\text{MeV}$.

Bibliografia

- [1] George B. Rybicki e Alan P. Lightman
Radiative Processes in Astrophysics
- [2] Gianluca Ranzini
Astronomia
- [3] Marek A. Abramowicz, Gunnlaugur Björnsson e James E. Pringle
Theory of Black Hole Accretion Discs
- [4] Malcom S. Longair
High Energy Astrophysics, Vol.1: Particle, photons and their detection
- [5] Carla Fanti e Roberto Fanti
Una finestra sull'Universo "Invisibile"
- [6] Daniele Dallacasa e Carlotta Gruppioni
Dispense di Processi di Radiazione e MHD
- [7] Gabriele Giovannini
Dispense di Galassie Attive