

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

EMISSIONE DI BREMSSTRAHLUNG E APPLICAZIONI ASTROFISICHE

Relatore:
Chiar.mo Prof.
Daniele Dallacasa

Candidato:
Gianluigi Salerno

Anno Accademico 2015/2016

Indice

0.1	INTRODUZIONE	2
1	Bremsstrahlung	3
1.1	Formula di Larmor	3
1.2	Singola collisione elettrone-ione	4
1.3	Emissività di un Plasma	7
1.3.1	Problema degli estremi di integrazione	7
1.4	Bremsstrahlung Termico	9
1.4.1	Bremsstrahlung Termico Autoassorbito	11
1.5	Bremsstrahlung Relativistica	13
2	Applicazioni Astrofisiche	14
2.1	Regioni HII	14
2.2	HIM: Bulge delle galassie a Spirale e gas delle galassie ellittiche	15
2.3	Dischi di Accrescimento	16
2.4	Oggetti Herbig-Haro	16
	Bibliografia	18

0.1 INTRODUZIONE

La Bremsstrahlung (o radiazione da frenamento) è uno dei meccanismi più diffusi nell'universo. Venne scoperta da Anderson nel 1930 con un esperimento sulle perdite di energia degli elettroni al passaggio attraverso la materia.

Si basa sull'accelerazione che una carica, in questo caso un elettrone, riceve quando passa all'interno di un campo coulombiano e, come è noto dalle equazioni di Maxwell per l'elettromagnetismo, emette onde elettromagnetiche. Condizione necessaria è quindi quella di avere cariche libere, motivo per il quale è molto diffusa nei plasmi astrofisici. Esempi di questo tipo possono essere tutte le Regioni III, il Bulge delle Galassie a Spirale, il gas delle galassie ellittiche oppure i dischi di accrescimento di stelle o buchi neri.

Questo fenomeno richiederebbe una trattazione quantistica, tuttavia nel regime nel quale andremo a metterci il caso classico è più che giustificato e bisognerà solo correggere il risultato di un fattore moltiplicativo, detto fattore di Gaunt. Quello che dobbiamo supporre è che la lunghezza di De Broglie della particella sia molto inferiore alle dimensioni del sistema $\frac{h}{p} \ll r$ e che le perdite di energia siano molto minori dell'energia della particella emittente $h\nu \ll \epsilon$. La seconda approssimazione da fare è quella di dipolo. Ciò ci consente di ignorare la radiazione emessa dall'interazione elettrone-elettrone e ione-ione, poichè sono a dipolo nullo. L'unica interazione da considerare è quella elettrone-ione. Ovviamente, per la terza legge di Newton entrambe le cariche saranno accelerate dalla stessa forza. La massa di un protone però è circa 2000 volte superiore a quella dell'elettrone e come vedremo più avanti, l'intensità della radiazione è proporzionale alla $massa^{-2}$. La radiazione emessa dal protone quindi, risulta del tutto trascurabile.

Capitolo 1

Bremsstrahlung

1.1 Formula di Larmor

Prima di affrontare il problema della Bremsstrahlung, abbiamo bisogno di una legge che caratterizzi quantitativamente l'emissione di un elettrone accelerato. La legge è definita dalla formula di Larmor, che qui di seguito dimostriamo.

Supponiamo di sapere solo che l'elettrone accelerato emetta un'onda elettromagnetica. Possiamo scrivere il vettore di Poynting \vec{S} come

$$\vec{S} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{\mu_0} \quad [W/m^2] \quad (1.1)$$

che fornisce intensità e direzione del flusso d'energia. Dalle soluzioni delle equazioni di Maxwell, sappiamo che $(\mu_0\epsilon_0)^{-1/2} = c$ (ove μ_0 , ϵ_0 e c sono rispettivamente, permeabilità magnetica nel vuoto, la costante dielettrica del vuoto e la velocità della luce) e che l'ampiezza del campo magnetico ed elettrico di un'onda sono direttamente proporzionali tra loro, mentre i vettori sono ortogonali. Possiamo riscrivere il vettore di Poynting

$$\vec{S} = \epsilon_0 c E^2 \quad (1.2)$$

Per una accelerazione \vec{a} , una carica q e un tempo $t' = t - R/c$, si ottiene, dalla soluzione dei potenziali di Lienard-Wiechert per $v \ll c$, il campo elettrico di un elettrone in moto accelerato

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{q\vec{a}(t')\sin\theta}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \hat{n} \quad (1.3)$$

Ove θ è l'angolo tra \vec{a} e \vec{k} (vettore d'onda) e \hat{n} è il versore ortogonale a \hat{k} . Sostituendo nella 1.2 la 1.3 si ottiene

$$\vec{S}(\vec{r}, \theta, t) = \frac{q^2 \sin^2 \theta a^2(t')}{(4\pi)^2 \epsilon_0 c^3 r^2} \quad (1.4)$$

La potenza totale irradiata dall'elettrone in tutte le direzioni ($P(t)$) si ottiene integrando il vettore di Poynting su una superficie sferica a distanza r dalla carica. L'elemento di area della sfera è $r^2 d\Omega = r^2 \sin\theta d\phi d\theta$.

$$P(t) = \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} S(r, \theta, t) r^2 \sin\theta, d\phi d\theta \quad (1.5)$$

risolviamo

$$P(t) = \frac{q^2 a(t)^2}{6\pi \epsilon_0 c^3} \quad (1.6)$$

che si converte dal sistema SI al sistema cgs riscrivendola come

$$P(t) = \frac{2e^2 a(t)^2}{3c^3} \quad (1.7)$$

1.2 Singola collisione elettrone-ione

Consideriamo ora un elettrone di carica e , che si avvicina con una velocità v ad uno ione di carica Ze , visto dal sistema di riferimento dello ione. Definiamo il parametro di impatto b come la distanza tra la traiettoria che l'elettrone farebbe se non venisse deviato dal campo dello ione e lo ione stesso.

La forza Coulombiana tra le due cariche è

$$\vec{F} = \frac{q_1 q_2}{4\pi \epsilon_0 r^2} \hat{r} \quad (1.8)$$

L'accelerazione sentita dall'elettrone per la seconda legge di Newton è

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m_e} = -\frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{Ze^2}{r^2 m_e} \hat{r} \quad (1.9)$$

Ove m_e è la massa dell'elettrone.

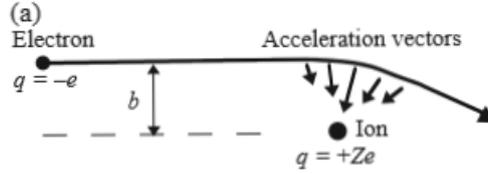


Figura 1.1: *traiettoria dell'elettrone deviata dallo ione. Si nota il parametro d'impatto b .*

Per ottenere l'energia emessa dall'elettrone durante la sua accelerazione possiamo sostituire la 1.9 (riscrivendola in cgs) nella 1.7 e integrare nel tempo.

$$Q(b, v) = \int_{-\infty}^{\infty} P(t) dt \quad (1.10)$$

$$Q(b, v) = \frac{2e^2}{3c^3} \int_{-\infty}^{\infty} a(t)^2 dt \quad (1.11)$$

$$Q(b, v) = \frac{2e^2}{3c^3} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{Ze^2}{m_e r(t)^2} \right)^2 dt \quad (1.12)$$

$$Q(b, v) = \frac{4e^6 Z^2}{3c^3 m^2} \int_{-\infty}^{\infty} r(t)^{-2} dt \quad (1.13)$$

Formalmente questo integrale andrebbe da $t = -\infty$ a $t = +\infty$ poichè idealmente la forza, andando come $1/r^2$, raggiunge l'infinito. L'elettrone è in realtà sempre accelerato. Tuttavia possiamo semplificare il calcolo pensando che a grandi distanze la forza vada rapidamente a zero e che dia quindi un contributo trascurabile finchè l'elettrone non si trovi in campo vicino. Ci mettiamo in una approssimazione nota come "approssimazione impulsiva", dove possiamo dire che l'interazione stretta elettrone-protone abbia un tempo finito e che l'elettrone emetta radiazione ad impulsi. Questo tempo τ si costruisce pensando che il segmento di traiettoria da considerare come campo vicino non sia più lungo di $2b$. Quindi

$$\tau = \frac{2b}{v} \quad (1.14)$$

A questo punto possiamo togliere del tutto la difficoltà dell'integrale andando a maggiorare l'accelerazione con il suo valore massimo $a_{max} = \frac{Ze^2}{m_e b^2}$.

$$Q(b, v) = \int_{-\infty}^{\infty} P(t) dt < P(a_{max}) \tau \quad (1.15)$$

Si ottiene allora

$$Q(b, v) = \frac{2e^2}{3c^3} a_{max}^2 \frac{2b}{v} \quad (1.16)$$

$$Q(b, v) = \frac{4Z^2 e^6}{3m_e^2 c^3} \frac{1}{b^3 v} \quad (1.17)$$

che ci dà una buona stima dell'energia emessa per singola interazione. Ci interessa sapere non solo l'energia emessa in totale ma anche quanta energia viene emessa per unità di frequenza. Un'analisi di Fourier dell'impulso ci permette di trovare la distribuzione di energia in funzione della frequenza.

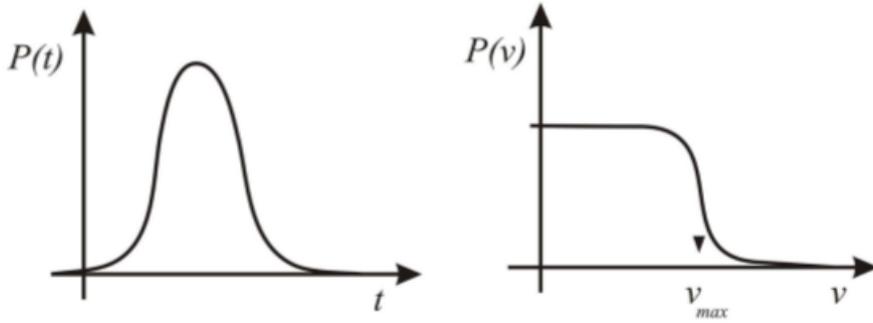


Figura 1.2: grafici dell'impulso in funzione del tempo e in funzione della frequenza dopo l'analisi di Fourier.

Dove $\nu_{max} = \frac{v}{4b}$. ν_{max} rappresenta la frequenza caratteristica della radiazione da singola collisione, che si può interpretare come la frequenza alla quale l'elettrone orbita intorno allo ione viaggiando ad una velocità v e con un raggio b . Inoltre come si può vedere dal grafico, si tratterebbe sostanzialmente della massima frequenza alla quale l'elettrone emette poichè dopo di essa si ha una caduta esponenziale e tutti i termini successivi possono essere trascurati.

L'energia emessa per unità di frequenza si può scrivere come

$$\frac{Q(b, v)}{\Delta\nu} = \frac{Q(b, v)}{\nu_{max}} = \frac{P\tau}{\nu_{max}} = \frac{16Z^2 e^6}{3c^3 m_e^2} \quad (1.18)$$

1.3 Emissività di un Plasma

Vogliamo ora calcolare lo spettro totale per un mezzo con una densità elettronica n_e e una densità ionica n_i e con una velocità degli elettroni v fissata. Si noti che il flusso di elettroni per unità di area e tempo, incidente su un solo ione è $n_e v$. Ogni elettrone collide con uno ione ed emette come visto sopra. Il numero di collisioni si può calcolare pensando che l'elettrone stia attraversando un cilindro con densità ionica n_i e di raggio b variabile, urtando ogni ione compreso nella corona circolare tra b e $b + db$ di area $A = \pi(b+db)^2 - \pi b^2 = \pi(b^2 + 2bdb + db^2) - \pi b^2 = 2\pi bdb + \pi db^2$ e linearizzando $A = 2\pi bdb$. Si ha allora che il numero di urti N è

$$N = 2\pi n_e n_i v b db \quad (1.19)$$

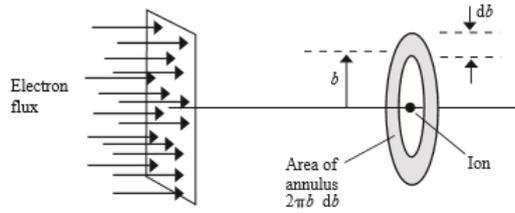


Figura 1.3: *Flusso di elettroni incidente la corona circolare riempita di ioni.*

Si può quindi scrivere l'emissività totale di Bremsstrahlung (in unità di volume, frequenza e tempo) moltiplicando il numero di collisioni per l'emissività di una singola collisione e integrando in b .

$$J(v, \nu) = 2\pi n_e n_i v \int_0^\infty \frac{Q(b, v)}{\Delta\nu} db \quad (1.20)$$

$$J(v, \nu) = 2\pi n_e n_i v \int_0^\infty \frac{Q(b, v)}{\Delta\nu} db \quad (1.21)$$

$$J(v, \nu) = \frac{32\pi e^6}{3c^3 m_e^2 v} n_e n_i Z^2 \int_0^\infty \frac{1}{b} db \quad (1.22)$$

1.3.1 Problema degli estremi di integrazione

Notiamo che l'integrale 1.22 diverge per gli estremi dati. Nel modello ideale infatti l'integrale andrebbe da 0 a $+\infty$. Tuttavia esistono delle ragioni fisiche che ci obbligano a

restringere il dominio di integrazione.

L'estremo inferiore non può essere zero per due motivi: il primo sta nell'approssimazione fatta prima di iniziare la discussione del problema, ovvero che l'elettrone non può perdere una energia pari alla sua energia cinetica. Possiamo generalizzare questo concetto scrivendo

$$\Delta v \leq v \quad (1.23)$$

ma

$$\Delta v \approx a\Delta t = \frac{Ze^2}{m_e b^2} \frac{2b}{v} \leq v \quad (1.24)$$

e di conseguenza otteniamo un minimo per b , che definiamo b_{min}

$$b_{min}^{(1)} \geq \frac{2Ze^2}{m_e v^2} \quad (1.25)$$

Il secondo motivo è di natura quantistica. Se prendiamo il principio di indeterminazione $\Delta x \Delta p \geq \hbar$, si può porre $\Delta x \approx b$, $\Delta p \approx mv$ ed avere

$$b_{min}^{(2)} = \frac{\hbar}{mv} \quad (1.26)$$

Quando il $b_{min}^{(1)} \gg b_{min}^{(2)}$ vale una descrizione classica del processo, e poniamo $b_{min} = b_{min}^{(1)}$. Invece se si ha $b_{min}^{(1)} \ll b_{min}^{(2)}$ allora il principio di indeterminazione gioca un ruolo importante e non si può fare il semplice calcolo classico. Tuttavia porre $b_{min} = b_{min}^{(2)}$ dà risultati del giusto ordine di grandezza.

L'estremo superiore è invece definito dall'approssimazione di campo vicino. Come abbiamo detto prima, la distanza tra l'elettrone e lo ione non può essere arbitrariamente grande affinché si abbiano effetti apprezzabili. Possiamo impostare questo limite dalla dipendenza da ν di b , trovata attraverso l'analisi di Fourier.

$$\nu_{max} = \frac{v}{4b} \quad (1.27)$$

e quindi

$$b_{max} \leq \frac{v}{4\nu} \quad (1.28)$$

Con queste considerazioni sugli estremi dell'integrale possiamo riscrivere $J(v, \nu)$

$$J(v, \nu) = \frac{32\pi e^6}{3c^3 m_e^2 v} n_e n_i Z^2 \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{1}{b} db \quad (1.29)$$

che si risolve facilmente dando

$$J(v, \nu) = \frac{32\pi e^6}{3c^3 m_e^2 v} n_e n_i Z^2 \ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right) \quad (1.30)$$

ma data l'incertezza sul b_{min} conviene scrivere il risultato come

$$J(v, \nu) = \frac{16\pi e^6}{3\sqrt{3}c^3 m_e^2 v} n_e n_i Z^2 g_{ff}(v, T) \quad (1.31)$$

ove si definisce il *Gaunt Factor* $g_{ff} = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right)$ come una certa funzione dell'energia degli elettroni che terrà conto delle variazioni quantistiche rispetto al risultato classico. In letteratura esistono varie tabelle e grafici con i valori di g_{ff} .

1.4 Bremsstrahlung Termico

Finora abbiamo considerato la velocità degli elettroni costante, possiamo però generalizzare la formula sostituendo v con una distribuzione di velocità $f(v)$ che dipenderà dalla situazione fisica del problema particolare. Il caso più interessante è sicuramente quello in cui gli elettroni sono all'equilibrio termodinamico e $f(v)$ diventa la distribuzione di Maxwell-Boltzmann.

$$f(v)dv = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m_e v^2}{2kT}} v^2 dv \quad (1.32)$$

e dobbiamo quindi sostituire $n_e \rightarrow n_e(v) = n_e f(v)dv$, che rappresenta il numero di elettroni con velocità compresa tra v e $v + dv$.

Sostituiamo nella 1.31

$$J_{TER}(v, \nu) \rightarrow J(v, \nu) f(v) dv \quad (1.33)$$

integrata su tutte le velocità e normalizzata

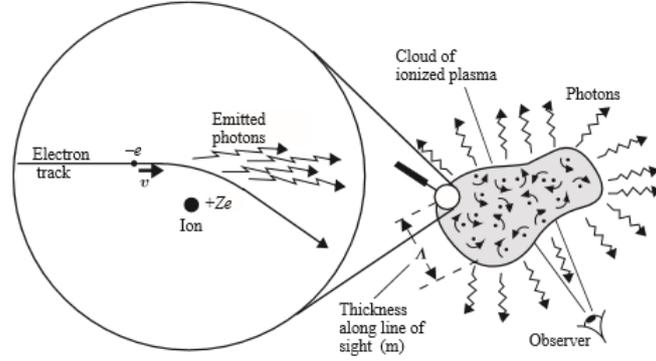


Figura 1.4: Plasma ionizzato che emette radiazione per Bremsstrahlung termico.

$$J(\nu, T) = \frac{\int_{v_{min}}^{\infty} J(v, \nu) 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m_e v^2}{2kT}} v^2 dv}{\int_0^{\infty} 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m_e v^2}{2kT}} v^2 dv} \quad (1.34)$$

dove v_{min} è la velocità minima necessaria ad emettere un fotone di frequenza ν (*photon discreteness effect*). A velocità nulla infatti non si ha emissione.

$$h\nu \leq \frac{1}{2}mv^2 \quad (1.35)$$

$$v_{min} = (2h\nu/m)^{1/2} \quad (1.36)$$

Risolvendo la 1.34 si ottiene

$$J(\nu, T) = \frac{2^5 \pi e^6}{3mc^3} \left(\frac{2\pi}{3km}\right)^{1/2} T^{-1/2} Z^2 n_e n_i e^{h\nu/kT} \bar{g}_{ff}(T, \nu) \quad (1.37)$$

$$J(\nu, T) = 6 \times 10^{-38} T^{-1/2} Z^2 n_e n_i e^{h\nu/kT} \bar{g}_{ff}(T, \nu) \quad [\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1}] \quad (1.38)$$

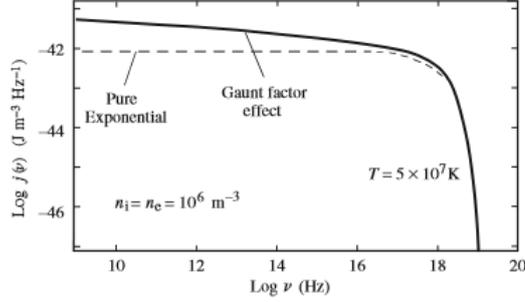


Figura 1.5: *Spettro continuo da Bremsstrahlung Termico in scala logaritmica a T fissata. (Plasma di Idrogeno a Temperatura $T = 5 \times 10^7 K$ con $n_e = n_i = 10^6 m^{-3}$).*

Vediamo come l'emissione di Bremsstrahlung produca uno spettro continuo piatto che viene poi smorzato dall'esponenziale. Definiamo *cut-off* il punto in cui l'emissione si è attenuata di $1/e$, ovvero $h\nu/kT = 1$, che definisce univocamente la frequenza di *cut-off* $\nu_c = kT/h$. La ν_c , in quanto osservabile, è spesso usata per ricavare la temperatura delle nubi astrofisiche che emettono per Bremsstrahlung.

A questo punto si può scrivere la potenza totale per unità di volume emessa per Bremsstrahlung termico integrando la 1.38 su tutte le frequenze

$$J(T) = \int_0^\infty J(\nu, T) d\nu \quad (1.39)$$

$$J(T) = \left(\frac{2\pi kT}{3m}\right)^{1/2} \frac{2^5 \pi e^6}{3hmc^3} Z^2 n_e n_i \bar{g}_{ff} \quad (1.40)$$

$$J(T) = 2,4 \times 10^{-27} T^{1/2} Z^2 n_e n_i \bar{g}_{ff} \quad [erg s^{-1} cm^{-3}] \quad (1.41)$$

1.4.1 Bremsstrahlung Termico Autoassorbito

Si possono mettere in relazione l'assorbimento di radiazione da parte di un elettrone che si muove nel campo di uno ione e l'emissione di Bremsstrahlung. Il caso più interessante è quello dell'assorbimento *free-free* termico. Per la legge di Kirchhoff per l'emissione termica

$$j_\nu^{ff} = \alpha_\nu^{ff} B_\nu^{ff} \quad (1.42)$$

dove $B_\nu(T)$ è la Planckiana, α_ν^{ff} è il coefficiente di assorbimento *free-free* (che quantifica la capacità del mezzo di assorbire energia), j_ν^{ff} è l'emissività del mezzo (che quantifica la capacità del mezzo di emettere energia) ed è tale che

$$J(\nu, T) = 4\pi j_\nu^{ff} \quad (1.43)$$

quindi

$$\alpha_\nu^{ff} = \frac{J(\nu, T)}{4\pi B_\nu(T)} \quad (1.44)$$

e sostituendo esplicitamente le funzioni

$$\alpha_\nu^{ff} = \frac{4e^{6*}}{3mhc} \left(\frac{2\pi}{3km}\right)^{1/2} T^{-1/2} Z^2 n_e n_i \nu^{-3} (1 - e^{-h\nu/kT}) \bar{g}_{ff} \quad (1.45)$$

$$\alpha_\nu^{ff} = 3,7 \times 10^8 T^{-1/2} Z^2 n_e n_i \nu^{-3} (1 - e^{-h\nu/kT}) \bar{g}_{ff} \quad (1.46)$$

definiamo due regimi per capire meglio l'andamento dell'assorbimento in funzione della frequenza.

Regime di Wien, $h\nu \gg kT$ l'esponenziale diventa trascurabile e α_ν^{ff} è proporzionale a ν^{-3} .

Regime di Rayleigh-Jeans, $h\nu \ll kT$ l'equazione 1.46, sviluppando in serie l'esponenziale, si riduce a

$$\alpha_\nu^{ff} = \frac{4e^{6*}}{3mhc} \left(\frac{2\pi}{3km}\right)^{1/2} T^{-3/2} Z^2 n_e n_i \nu^{-2} \bar{g}_{ff} \quad (1.47)$$

o numericamente (considerando che in questo regime $\bar{g}_{ff} \approx 10$)

$$\alpha_\nu^{ff} = 0.2 T^{-3/2} \nu^{-2} n_e n_i Z^2 \quad (1.48)$$

La Brillanza totale di un mezzo che emette per Bremsstrahlung e assorbe la sua stessa radiazione è, in accordo con il trasporto radiativo

$$B(\nu, T) = \frac{1}{4\pi} \frac{j_\nu^{ff}}{\alpha_\nu^{ff}} (1 - e^{-\tau(\nu, T)}) \quad (1.49)$$

ove $\tau(\nu, T) = \alpha_\nu^{ff} l$ è l'opacità, con l libero cammino medio. Semplificando

$$B(\nu, T) \approx T \nu^2 (1 - e^{-\tau(\nu, T)}) \quad (1.50)$$

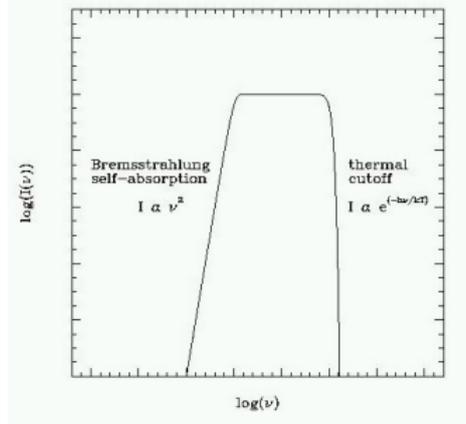


Figura 1.6: *Spettro di Bremsstrahlung termico autoassorbito*

come si vede dal grafico (Figura 1.6), le basse frequenze vengono assorbite e nel regime otticamente spesso ($\tau_{nu} \gg 1$) si ha una salita in ν^2 fino a riprendere l'andamento piatto per poi cadere con l'esponenziale nel regime otticamente sottile ($\tau_{nu} \ll 1$).

1.5 Bremsstrahlung Relativistica

Nel caso in cui gli elettroni siano relativistici ($v \approx c$) possiamo scrivere l'emissività di Bremsstrahlung relativistica a partire da quella non relativistica (1.31), cambiando opportunamente il fattore di Gaunt e introducendo una funzione di distribuzione di energia del tipo $n_e(E) \approx n_{e,0} E^{-\delta}$.

$$J_{rel}(v, \nu) = \frac{32\pi}{3} \frac{e^6}{m_e^2 c^3 v} n_e n_i Z^2 \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \quad (1.51)$$

si noti come la temperatura non sia più un concetto rilevante. Integrando su tutte le velocità

$$J_{rel}(\nu) \approx \int_{h\nu}^{\infty} n_e(E) n_i Z^2 dE \approx \int_{h\nu}^{\infty} E^{-\delta} dE \approx \frac{E^{-\delta+1}}{1-\delta} \approx \nu^{-\delta+1} \quad (1.52)$$

la 1.52 mostra come lo spettro emesso sia a legge di potenza.

Capitolo 2

Applicazioni Astrofisiche

Nel caso astrofisico troveremo principalmente plasmi, in varie condizioni fisiche, che emettono radiazione per Bremsstrahlung. Dato che perdono energia si raffreddano e dopo un tempo t non saranno più in grado di emettere radiazione. Definiamo questo tempo t come il *tempo di raffreddamento* che sarà l'energia totale della nube diviso la sua emissività.

$$t = \frac{3/2(n_e + n_i)kT}{J(T)} \approx \frac{3n_e kT}{J(T)} = 6 \times 10^3 \frac{T^{1/2}}{g_{ff} n_e} \quad [yr] \quad (2.1)$$

Tipicamente quando si osserva una regione che emette per Bremsstrahlung si ha come unico dato osservativo lo spettro. Dalla forma dello spettro si capisce che l'emissione avviene effettivamente per Bremsstrahlung, poi si va a misurare la frequenza di *cut-off* e si ricava, attraverso la formula inversa, la Temperatura. Si gioca quindi su poche variabili connesse per caratterizzare completamente la regione osservata.

2.1 Regioni HII

Le Regioni HII sono regioni di formazione stellare, ricche di gas e polvere, dove la radiazione di una stella appena nata, di classe spettrale O o B con forti emissioni nell'UV, ionizza il gas di idrogeno. Il risultato è un plasma che emette lo spettro tipico del Bremsstrahlung termico. Si trovano principalmente nei bracci delle galassie a spirale, che essendo onde di densità favoriscono la formazione stellare. Le condizioni fisiche tipiche di queste regioni sono $T \approx 10^4 K$ a causa della stella, $n_e \approx 10 \text{ cm}^{-3}$. Si calcolano facilmente le variabili fisicamente più interessanti, come il *tempo di raffreddamento* e la frequenza di *cut-off*

$$t \approx 6 \times 10^3 \frac{10^2}{g_{ff} 10} \approx 10^3 \quad [yr] \quad (2.2)$$

$$\nu_c = kT/h \approx \frac{1,38 \times 10^{-23}}{6.6 \times 10^{-34}} \times T \approx 2 \times 10^{10} \times T \approx 2 \times 10^{14} \quad [s^{-1}] \quad (2.3)$$

vediamo quindi come regioni di questo tipo si spengano in un tempo relativamente breve ed emettano in tutte lo spettro fino alla banda infrarossa.

Uno degli esempi più famosi di regione HII è senza dubbio la nebulosa di Orione. Visibile ad occhio nudo, si trova a circa 500 Parsec dalla Terra e si estende per circa 7 Parsec (che dà una idea di quanto possano essere grandi queste regioni). Contiene migliaia di stelle giovani e blu, che ionizzano quasi tutto il gas.

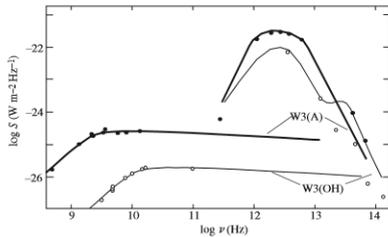


Figura 2.1: *Spettro della nebulosa di orione osservato in due regioni differenti, con bande dal radio all' IR. È presente anche la radiazione emessa dalla polvere*



Figura 2.2: *Nebulosa di Orione a falsi colori*

2.2 HIM: Bulge delle galassie a Spirale e gas delle galassie ellittiche

L'*Hot Ionized Medium* è presente sia nei Bulge delle galassie a spirale sia nelle regioni centrali delle galassie ellittiche. Le due regioni hanno caratteristiche molto simili. La popolazione stellare è prevalentemente popolazione II, stelle vecchie e rosse, e il gas, principalmente idrogeno ed elio, si trova ad una temperatura $T \approx 10^7 K$ e con una densità $n_e \approx 0.1 \text{ cm}^{-3}$. Si può pensare infatti il Bulge come una piccola galassia ellittica modificata dall'ambiente circostante. La materia è stata riscaldata in epoca passata da *shock* di supernovae che hanno innescato i meccanismi di accelerazione di particelle di Fermi. Anche qui possiamo calcolare il *tempo di raffreddamento* e la frequenza di *cut-off*

$$t \approx 6 \times 10^3 \frac{10^{3.5}}{g_{ff} 10^{-1}} \approx 10^7 \quad [yr] \quad (2.4)$$

$$\nu_c = kT/h \approx \frac{1,38 \times 10^{-23}}{6.6 \times 10^{-34}} \times T \approx 2 \times 10^{10} \times T \approx 2 \times 10^{17} \quad [s^{-1}] \quad (2.5)$$

si vede come HIM abbia un tempo di raffreddamento molto più lungo rispetto alle regioni HII a causa della bassa densità ed emetta a frequenze notevolmente più alte, il *cut-off* infatti si posiziona nei Raggi-X .

2.3 Dischi di Accrescimento

Un modo alternativo per accelerare la materia e farla emettere per Bremsstrahlung è quello di farla spiraleggiare verso il centro di una buca di potenziale gravitazionale. Esempi di questo tipo sono proprio i dischi di accrescimento che si possono formare intorno ad una protostella, ad un buco nero o ad alcuni sistemi di stelle binarie. A livello del tutto qualitativo, succede che l'energia gravitazionale del corpo in caduta viene trasformata in radiazione ed emessa dal sistema. Il corpo così perde momento angolare e finisce sempre più al centro della buca di potenziale.

Molte sorgenti X variabili, con luminosità compresa tra 10^3 e 10^5 volte la luminosità solare, sono state associate a stelle di neutroni che accrescono massa da una stella compagna in *sequenza principale* o in fase di gigante. La rotazione delle due stelle fa sì che si eclissino periodicamente, creando la variabilità. Queste stelle vengono chiamate Binarie X.

2.4 Oggetti Herbig-Haro

Gli oggetti Herbig-Haro sono una categoria di nebulose a emissione visibili ai margini delle regioni di formazione stellare. Si formano quando una protostella espelle plasma sotto forma di getti in corrispondenza dei poli, che collide con nubi più dense di gas e polveri a velocità supersoniche. Uno degli oggetti più famosi è HH80-81, situato nella costellazione del Sagittario e distante circa 1,7Kpc. È una protostella massiva con un disco di accrescimento e getti che viaggiano a più di 1000Km/s .

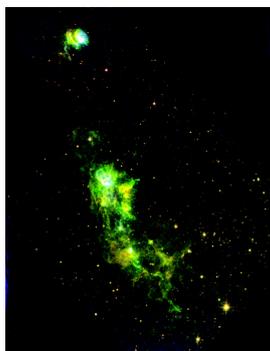


Figura 2.3: *HH80-81 visto dal telescopio spaziale Hubble*

È stata osservata attraverso il Very Large Array (VLA) una forte emissione di radiazione per sincrotrone, che dimostra l'esistenza di elettroni relativistici, in grado di emettere anche per Inverse Compton e Bremsstrahlung relativistica. Si pensa ci sia anche una popolazione di protoni relativistici capace di emettere fino ai raggi- γ attraverso urti protone-protone.

Bibliografia

- [1] G. B. Rybicki, A. P. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*, WILEY-VCH, 2004
- [2] H. Bradt, *Astrophysical Processes*, Cambridge University Press, 2008
- [3] D. Dallacasa, *Processi di Radiazione e MHD*, Dispense, 2014
- [4] S.Braibant, G.Giacomelli, M.Spurio, *Particelle e interazioni fondamentali*, Springer-Verlag, 2012
- [5] Hubble Space Telescope, <http://hubblesite.org>
- [6] A. T. Araudo, L. F. Rodriguez, *Jets from massive protostars as gamma-ray*, "Centro de Radioastronomía y Astrofísica, Universidad Nacional Autónoma de México, A.P. 3-72 (Xangari), 58089 Morelia, Michoacán, México"