

Alma Mater Studiorum Università di Bologna

SCUOLA DI SCIENZE
Corso di Laurea in Astronomia
Dipartimento di Fisica e Astronomia

EMISSIONE DI BREMSSTRAHLUNG E APPLICAZIONI ASTROFISICHE

Tesi di laurea

Relatore:
Chiar.mo Prof.
Daniele Dallacasa

Candidato:
Lorenza Nanni

Sessione II
Anno Accademico 2016/2017

Indice

Introduzione	1
1 Descrizione fisica del processo	2
1.1 Introduzione al fenomeno	2
1.2 Singolo evento	3
1.3 Emissività del <i>plasma termico</i> nel caso astrofisico	5
1.3.1 Frequenza di <i>cut-off</i> e luminosità bolometrica	6
1.3.2 Il <i>Cooling time</i>	7
1.3.3 L'autoassorbimento	7
1.4 Emissività del <i>plasma relativistico</i> nel caso astrofisico	9
2 Applicazioni astrofisiche	10
2.1 Il <i>mezzo interstellare</i>	10
2.2 Ammassi di galassie: il calcolo della loro massa	11
2.3 Le galassie <i>starburst</i>	14
2.4 Accrescimento nei sistemi binari	15
2.5 Le supernova e i <i>resti di supernova</i>	15

Introduzione

Il fenomeno della bremsstrahlung è dato dalla perdita di energia da parte di cariche elettriche accelerate. In particolare, il termine bremsstrahlung, dal tedesco, significa "emissione di frenamento", infatti è l'emissione di una carica quando decelera interagendo con il campo coulombiano di un'altra carica. Dalle *equazioni di Maxwell* è noto infatti che cariche accelerate emettano radiazione.

L'emissione di bremsstrahlung è di tipo *free-free* ovvero l'emissione è data da una carica libera che non viene ricombinata al termine del processo. Questo fenomeno ha quindi spettro di radiazione continuo poiché corrisponde a transizioni energetiche non quantizzate.

Questo processo coinvolge cariche libere e quindi la radiazione di bremsstrahlung studiata in astrofisica ha origine nei *plasma astrofisici* che vengono distinti in *termici* e *relativistici* in cui, seppur il processo fisico alla base dell'emissione sia lo stesso, il fenomeno complessivo, e dunque lo spettro di radiazione osservato, è differente. Infatti, la bremsstrahlung nel plasma termico è data da cariche che seguono la distribuzione in velocità di *Maxwell-Boltzmann* mentre, la bremsstrahlung relativistica è data da elettroni la cui velocità segue una legge di potenza e questa differenza nel comportamento della popolazione elettronica fa sì che sia prodotto uno spettro differente. L'emissione di bremsstrahlung risulta essere non polarizzata in quanto il singolo fotone emesso è polarizzato linearmente ma il fenomeno complessivo non ha una direzione privilegiata di emissione e quindi risulta nulla la polarizzazione totale.

Il primo capitolo si incentra sulla trattazione fisica del processo mentre, nel secondo, si illustrano casi astrofisici in cui questo ha una particolare rilevanza. Nel secondo capitolo è trattato soprattutto il ruolo che l'osservazione dell'emissione di bremsstrahlung ha avuto nello studio della massa dei cluster e nel determinare il rapporto fra massa barionica e materia oscura presente. Si discute infatti il procedimento utilizzato per determinare la massa totale del cluster e i risultati che hanno portato per la prima volta a sostenere l'esistenza della materia oscura, facendo riferimento, in particolare, alle pubblicazioni di Craig L. Sarazin [6] e di P. Rosati, S. Borgani e C. Norman [7].

Altri casi astrofisici sono trattati qualitativamente: le *regioni HII* e *HIM* del *mezzo interstellare*, le *galassie starburst*, le *binarie X* e le *supernova*.

Capitolo 1

Descrizione fisica del processo

1.1 Introduzione al fenomeno

L'emissione di bremsstrahlung è la radiazione emessa da una carica elettrica quando accelerata dall'interazione con il campo coulombiano di un'altra carica. Infatti la carica libera, interagendo col campo coulombiano, risente di una forza, dunque di una variazione della propria velocità. L'accelerazione di cui risente la carica elettrica è legata all'energia irradiata nel tempo dalla *formula di Larmor*, derivata dalle *equazioni di Maxwell*, che, espressa in termini di dipolo¹ è:

$$P = -\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3} \frac{\ddot{\mathbf{d}}^2}{c^3} \quad (1.1)$$

L'accelerazione che subisce una particella è inversamente proporzionale alla sua massa, dunque, l'emissione dominante, in un'interazione fra cariche, è l'emissione della particella meno massiva.

L'emissione di bremsstrahlung dovrebbe essere trattata con l'elettrodinamica quantistica tuttavia, le formule che si ottengono in approssimazione semiclassica, presentano la giusta dipendenza funzionale per i parametri fisici. Nella trattazione semiclassica la particella si approssima a punto materiale, ovvero si può trattare la particella *classicamente* dunque conoscendone la traiettoria, mentre la radiazione è trattata come onda. Affinché il fenomeno possa essere trattato in termini semiclassici la condizione da verificarsi è $h_p \nu \ll \varepsilon$ dove ε è l'energia della particella mentre $h_p \nu$ è l'energia del fotone emesso. Poiché nella bremsstrahlung i fotoni prodotti hanno energia confrontabile con l'energia posseduta dalla carica all'inizio del processo, si sfiora il limite di validità e quindi i risultati ottenuti in approssimazione semiclassica vengono poi corretti aggiungendo il *Gaunt factor* ovvero, invece di trattare il fenomeno quantisticamente si ha una *correzione quantistica* data in forma di parametro correttivo.

¹Il momento di dipolo è $\mathbf{d} = \sum_i q_i \mathbf{r}_i$ quindi l'interazioni tra particelle identiche ha contribuito nullo poiché \mathbf{d} è proporzionale al centro di massa $\sum_i m_i \mathbf{r}_i$ che è una costante del moto dunque ha derivata temporale nulla.

1.2 Singolo evento

Si studia ora l'emissione prodotta dall'interazione tra un elettrone e un nucleo positivo con Z protoni. Si assume come sistema di riferimento il nucleo di carica Ze^+ . Dunque si studia esclusivamente l'emissione data dalla decelerazione dell'elettrone² poiché in questo sistema di riferimento il nucleo risulta fermo. Se non vi fosse il nucleo di carica Ze^+ , l' e^- avrebbe un moto rettilineo uniforme ma, a causa dell'interazione col campo coulombiano generato dal nucleo positivo, subisce una deviazione decelerando. Diminuisce quindi l'energia cinetica dell' e^- e tale variazione produce l'emissione di un fotone con energia $h_p\nu$.

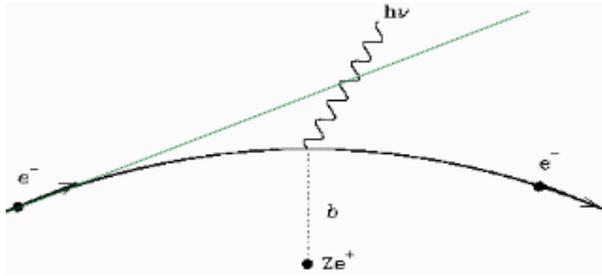


Figura 1.1: Traiettoria dell' e^- (tratteggiata in verde) deviata per l'interazione col campo coulombiano del nucleo positivo e conseguente emissione del fotone di energia $h_p\nu$ [5].

L'equazione di Larmor descrive la potenza irradiata da una generica carica q che abbia un'accelerazione \mathbf{a}

$$P = -\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3} \frac{\ddot{\mathbf{d}}^2}{c^3} = \frac{2}{3} \frac{q^2}{c^3} \mathbf{a}^2 \quad (1.2)$$

La carica coinvolta nel caso studiato è $-e$ e l'accelerazione che questa subisce, considerata \mathbf{x} la distanza tra nucleo e e^- , è l'accelerazione coulombiana³ $\mathbf{a} = \frac{Ze^2}{m_e x^2}$. Quindi si ha:

$$P = \frac{2}{3} \frac{Z^2 e^4}{m_e^2 x^4} \quad (1.3)$$

La potenza emessa è inversamente proporzionale al quadrato della massa e quindi, con questo risultato, si nota che è corretto procedere considerando fermo il nucleo, ovvero considerando esclusivamente la radiazione prodotta dalla decelerazione dell' e^- . L'elettrone, infatti, è circa duemila volte meno massivo del protone e quindi la radiazione emessa dal nucleo con Z protoni è trascurabile. Inoltre l'accelerazione è inversamente proporzionale al quadrato della distanza e dunque la potenza emessa è inversamente proporzionale alla distanza alla quarta. Quindi si considera significativa solo la radiazione emessa dall' e^- quando questo è alla minima distanza dal nucleo.

² Si sceglie questa impostazione perché l'elettrone è meno massivo del nucleo quindi la sua emissione è dominante. Tale impostazione trova giustificazione nei calcoli che seguono.

³ Una trattazione rigorosa dovrebbe tener conto della dipendenza temporale sia di \mathbf{x} che di \mathbf{a} ma li si assume indipendenti dal tempo. Questa approssimazione trova giustificazione nelle prossime considerazioni.

L'emissione apprezzabile è l'emissione prodotta dalla decelerazione dell' e^- e solo quando questo è alla minima distanza dal nucleo. Si considera allora il *parametro di impatto* b , ovvero la distanza minima che si ha fra nucleo e e^- nel corso dell'interazione e si assume il *parametro di impatto* come dimensione lineare dell'interazione.

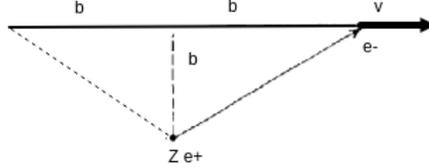


Figura 1.2: Linearizzazione della traiettoria con b dimensione lineare dell'interazione [5].

L'emissione significativa si ha alla minima distanza quindi

$$P\Delta t \simeq \frac{4}{3} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m_e^2} \frac{1}{b^3 v} \quad (1.4)$$

Dunque l'energia emessa durante l'interazione è inversamente proporzionale al cubo di b dunque più è ridotta la distanza maggiore è l'emissione. Inoltre, l'emissione è inversamente proporzionale alla velocità dell'elettrone. L'emissione è dunque piccata nell'intervallo Δt in cui e^- è alla minima distanza e, tramite l'*analisi di Fourier* dell'impulso, si ottiene la distribuzione spettrale dell'energia irradiata che risulta essere un'emissione continua e piatta fino a una frequenza ν_{max} .

L'energia irradiata ha una decrescita repentina dopo ν_{max} .

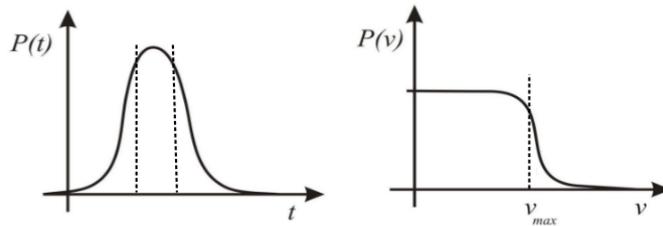


Figura 1.3: Potenza emessa nel tempo che risulta piccata nell'intervallo di tempo Δt (trattenuto) in cui si ha minima distanza tra e^- e nucleo; l'analisi di Fourier dell'impulso porta alla potenza emessa in funzione della frequenza che tende a zero dopo ν_{max} [5].

Poiché la frequenza è l'inverso del periodo e l'emissione ha il picco circa a metà dell'intervallo di tempo dell'interazione si considera $\nu_{max} \simeq \frac{1}{2}\Delta t \simeq \frac{v}{4b}$. Quindi l'energia irradiata per unità di frequenza nel singolo evento è:

$$\boxed{\frac{P\Delta t}{\Delta \nu} \simeq \frac{P\Delta t}{\nu_{max}} = \frac{16}{3} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m_e^2} \frac{1}{b^2 v^2}} \quad (1.5)$$

1.3 Emissività del *plasma termico* nel caso astrofisico

Si vuole ora studiare l'emissione di bremsstrahlung da parte di un plasma termico che abbia una densità di ioni n_z ed una densità di elettroni n_e .

Per risolvere il caso *fisico* del plasma termico si considera inizialmente il caso di una nube di cariche positive ferme e una nube di elettroni che incidano su questa tutti con la stessa velocità \mathbf{v} . L'emissività specifica, ovvero la potenza irradiata per unità di volume e di frequenza, si ottiene moltiplicando $\frac{P\Delta t}{\Delta\nu}$ per il numero di urti che avvengono in un secondo contro i nuclei positivi contenuti nel volume unitario considerando tutti i possibili valori per il parametro di impatto. Considerato il singolo ione positivo su cui incida un fascio di elettroni con densità n_e e velocità \mathbf{v} parallele, il numero di collisioni in un secondo con *parametro di impatto* compreso tra b e $b + db$, è dato da $2\pi b db n_e \mathbf{v}$.

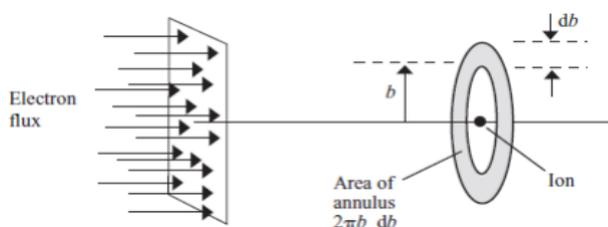


Figura 1.4: Interazione tra nubi di elettroni con vettore velocità parallelo e singolo ione [9].

Si considera ora l'interazione con l'intera nube di ioni. L'emissività si ottiene moltiplicando l'emissione del singolo evento per il numero di urti totali, ovvero $2\pi b db n_z n_e \mathbf{v}$, da integrarsi tra b_{min} e b_{max} ⁴, quindi è

$$J_{br}(\mathbf{v}, \nu) = 2\pi n_e n_z \mathbf{v} \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{16}{3} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m_e^2} \frac{1}{b^2 \mathbf{v}^2} b db \simeq \frac{32}{3} \frac{\pi e^6}{c^3 m_e^2} \frac{1}{\mathbf{v}} n_e n_z Z^2 \ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right) \quad (1.6)$$

Dipende linearmente dalla densità di ioni e elettroni liberi e inversamente dalla velocità. Il caso così studiato non ha alcun senso fisico ma prepara lo studio del caso *reale* ovvero la trattazione dell'emissione di bremsstrahlung del *plasma astrofisico*.

Si assume il plasma *otticamente sottile*⁵ e all'*equilibrio termico*. Un plasma termico si trova a una certa temperatura T , sufficientemente alta per mantenere ionizzati gli atomi, e le particelle seguono la *distribuzione in velocità di Maxwell-Boltzmann*. La temperatura fornisce l'energia cinetica media delle particelle tramite la relazione $\frac{3}{2}kT = \langle \frac{1}{2}mv^2 \rangle$ dove m e \mathbf{v} sono rispettivamente la massa e la velocità della singola particella. Questa relazione si considera separatamente per la popolazione di elettroni e di ioni che costituiscono il plasma. Quando si è all'equilibrio termico il valore medio della cinetica delle popolazioni coincide.

⁴Il b_{min} si ottiene dal principio di indeterminazione di Heisenberg ovvero da $\Delta x \Delta p \geq h_p/4\pi$. Considerato $\Delta x \sim b$ e $\Delta p \sim \mathbf{v}m$, si ha $b_{min} \simeq h/m\mathbf{v}$. Invece b_{max} si ottiene dalla meccanica classica ed è $b_{max} \simeq \mathbf{v}/\omega$ [4].

⁵ Di modo che i fotoni emessi in ogni singolo processo attraversino la nube senza essere assorbiti da questa. Il caso dell'autoassorbimento è affrontato nella sezione (1.3.3)

La temperatura necessaria alla ionizzazione dipende dalla natura degli atomi e anche dalla densità. In astrofisica si considera principalmente il plasma di solo idrogeno e a bassa densità quindi si assume totalmente ionizzato quando $T > 10^4\text{K}$. La distribuzione di Maxwell-Boltzmann è

$$f(\mathbf{v})d\mathbf{v} = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-m_e \mathbf{v}^2 / 2kT} \mathbf{v}^2 d\mathbf{v} \quad (1.7)$$

che dà la probabilità che un e^- abbia velocità compresa tra \mathbf{v} e $\mathbf{v} + d\mathbf{v}$. Assunta la *distribuzione di Maxwell-Boltzmann*, si può passare dalla descrizione precedente alla descrizione del plasma termico :

$$J(\mathbf{v}, \nu) \Rightarrow J(\nu, T) \quad (1.8)$$

La densità numerica degli e^- con velocità compresa tra \mathbf{v} e $\mathbf{v} + d\mathbf{v}$ è data da $n_e(\mathbf{v}) = n_e f(\mathbf{v})d\mathbf{v}$ e allora l'emissività di bremsstrahlung è:

$$J_{\text{br}}(\nu, T) = \int_{\mathbf{v}_{\text{min}}}^{\infty} J_{\text{br}}(\mathbf{v}, \nu) f(\mathbf{v}) d\mathbf{v} \quad (1.9)$$

Si osservi che l'estremo inferiore di integrazione è la velocità minima \mathbf{v}_{min} perché l'energia cinetica degli elettroni non può essere inferiore all'energia dei fotoni emessi cioè $\frac{1}{2}m_e \mathbf{v}_{\text{min}}^2 \geq h_p \nu$. Dunque l'emissività di bremsstrahlung è:

$$J_{\text{br}}(\nu, T) = 6.8 \times 10^{-38} T^{-1/2} e^{-h_p \nu / kT} n_e n_z Z^2 \overline{g_{ff}(\nu, T)} \frac{\text{erg}}{\text{s cm}^3 \text{ Hz}} \quad (1.10)$$

Il *Gaunt factor*⁶ è $g_{ff} = (\sqrt{3}/\pi) \ln(b_{\text{max}}/b_{\text{min}})$ ed è la correzione quantistica alla trattazione semiclassica. Nel caso astrofisico si considera il plasma interamente di idrogeno quindi si assume $Z = 1$ e $n_e = n_z$, quindi

$$\boxed{J_{\text{br}}(\nu, T) = 6.8 \times 10^{-38} T^{-1/2} e^{-h_p \nu / kT} n_e^2 \overline{g_{ff}(\nu, T)}} \quad (1.11)$$

1.3.1 Frequenza di *cut-off* e luminosità bolometrica

L'emissività di bremsstrahlung è proporzionale al termine esponenziale $e^{-h_p \nu / kT}$ che si può considerare quasi costante per un largo intervallo di frequenza, ovvero quando ν è minore di $\frac{kT}{h_p}$. Quando $\nu \approx \frac{kT}{h_p}$, o superiore, il fattore esponenziale diventa dominante e si ha decrescita. Questa frequenza è definita *frequenza di cut-off*. Infatti, per questo valore, l'emissività è proporzionale a $1/e$ e si ha il crollo dell'emissività. La frequenza di *cut-off*, sostituite le costanti, è:

$$\boxed{\nu_{\text{cut-off}} = 2.08 \times 10^{10} T} \quad (1.12)$$

quindi, dalla frequenza di *cut-off*, si può individuare la temperatura del plasma termico in emissione e l'estensione dello spettro osservato dipende dalla temperatura.

⁶ Nell'eq. dell'emissività è utilizzato il fattore di Gaunt medio. Il fattore di Gaunt modula lo spettro in modo apprezzabile alle basse frequenze mentre è trascurabile al di fuori della banda radio. Alle basse frequenze lo spettro non è piatto ma ha una leggera inclinazione modulata dal Gaunt factor. Nella banda radio può avere valori compresi fra $10 \div 15$ mentre a frequenze superiori è dell'ordine dell'unità.

Nei plasmi astrofisici, ad esempio, l'emissione di bremsstrahlung è osservabile nella *banda radio* per le *regioni HII* che quindi, avendo *cut-off* nel radio, hanno $T \simeq 10^4\text{K}$, mentre l'ICM ha *cut-off* nella *banda X* quindi è caratterizzato da $T \simeq 10^7\text{K}$.

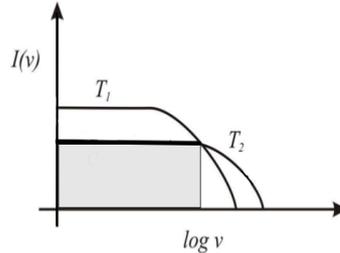


Figura 1.5: Spettro di bremsstrahlung del plasma termico a temperature diverse ($T_1 < T_2$) [9].

Dunque, all'aumentare della T il *cut-off* si sposta a frequenze superiori, come mostrato in fig.(1.5) e diminuisce l'emissività specifica. Aumentando il range di frequenza l'emissività aumenta bolometricamente. La luminosità bolometrica è l'integrale dell'emissività specifica su ogni frequenza, dunque può approssimarsi all'area sottesa allo spettro, in grigio in fig.(1.5). Si può quindi considerare la luminosità bolometrica come $J_{\text{br}}(T) \simeq \text{base} \times \text{altezza}$ dove, la base si considera data dal *cut-off*, dato che dopo il *cut-off* si ha il crollo di emissione, e l'altezza è data dall'emissività specifica, dato che si considera costante fino al *cut-off*.

1.3.2 Il *Cooling time*

La bremsstrahlung è uno dei meccanismi principali di emissione per i plasmi astrofisici. Il *tempo di raffreddamento* è definito come il rapporto fra l'energia termica del plasma per unità di volume, e l'emissività di bremsstrahlung:

$$t_{\text{cooling}} = \frac{E_{\text{th}}^{\text{tot}}}{J_{\text{br}}(T)} \simeq \frac{\frac{3}{2}(n_e + n_z)kT}{J_{\text{br}}(T)} \sim \frac{3n_e kT}{J_{\text{br}}(T)} \simeq \frac{1.8 \times 10^{11}}{n_e g_{ff}} T^{-1/2} \text{ secondi} \quad (1.13)$$

In particolare le *regioni HII* sono caratterizzate da $n_e \simeq 10^{2-3}$ particelle/cm³ e $T \simeq 10^4\text{K}$ quindi $t_{\text{cooling}} \simeq 10^3\text{yr}$ mentre l'ICM è caratterizzato da $n_e \simeq 10^{-3}$ particelle/cm³ e $T \simeq 10^7\text{K}$ quindi $t_{\text{cooling}} \simeq 10^{10}\text{yr}$.

1.3.3 L'autoassorbimento

Si studia ora l'emissione di bremsstrahlung irradiata da un plasma termico che sia *opaco* alla sua stessa radiazione. In questo caso gli elettroni responsabili dell'emissione possono assorbire, in un meccanismo di *free-free absorption*, la loro stessa radiazione e quindi il plasma termico può recuperare energia. Questo meccanismo è favorito all'aumentare della densità ovvero al crescere dell'*opacità*, infatti, quando la densità è elevata, la radiazione emessa tende a urtare contro le particelle del mezzo. Considerato il singolo fotone emesso, se questo è alle alte frequenze, è più probabile che riesca ad attraversare la *nube* senza urtare contro le particelle del mezzo, che si comportano da *assorbitori* nel meccanismo di *free-free absorption*. A basse frequenze, invece, il meccanismo di autoassorbimento è efficiente.

Nel processo di *free-free absorption*, gli e^- liberi assorbono radiazione e recuperano l'energia cinetica persa che ha portato all'emissione per bremsstrahlung. Se il plasma è otticamente spesso, con $\tau \gg 1$, allora è possibile studiarlo come corpo nero. Si considera quindi all'equilibrio termico e, dalle *legge di Kirchhoff* per il trasporto radiativo, si può definire l'emissività come

$$J_{\text{br}}(\nu, T) = \mu_{\text{br}}(\nu, T) B_{\text{BB}}(\nu, T) \quad (1.14)$$

Quindi, considerata la nube in emissione isotropa e opaca si ha:

$$\mu(\nu, T) = \frac{1}{4\pi} \frac{J_{\text{br}}(\nu, T)}{B_{\text{BB}}(\nu, T)} \simeq n_e^2 T^{-1/2} \nu^{-3} (1 - e^{-h_p \nu / kT}) \quad (1.15)$$

Il coefficiente di assorbimento diminuisce fortemente al crescere della frequenza, per cui l'equazione mostra che per il fotone alle alte frequenze l'assorbimento è trascurabile. Una nube che irradia per bremsstrahlung risulta quindi essere otticamente sottile all'aumentare di ν . A bassa frequenza invece $h_p \nu \ll kT$ e si ha, sviluppando al secondo ordine il termine esponenziale

$$\mu(\nu, T) \sim n_e^2 T^{-1/2} \nu^{-3} (h_p \nu / kT) \rightarrow \mu(\nu, T) \propto n_e^2 T^{-3/2} \nu^{-2} \quad (1.16)$$

Considerato il plasma termico otticamente spesso e isotropo la brillantezza totale è:

$$B_{\text{cloud}}(\nu, T) = B_{\text{BB}}(\nu, T) (1 - e^{-\tau(\nu, T)}) = \frac{1}{4\pi} \frac{J_{\text{br}}(\nu, T)}{\mu(\nu, T)} (1 - e^{-\tau(\nu, T)}) \quad (1.17)$$

Quindi

$$B_{\text{cloud}}(\nu, T) \simeq T \nu^2 (1 - e^{-\tau(\nu, T)}) \quad (1.18)$$

dove $\tau(\nu, T) = \mu(\nu, T) l$ è l'opacità della nube. Allora quando si ha autoassorbimento:

$$B_{\text{br}}(\nu, T) \sim T \nu^2 \quad (1.19)$$

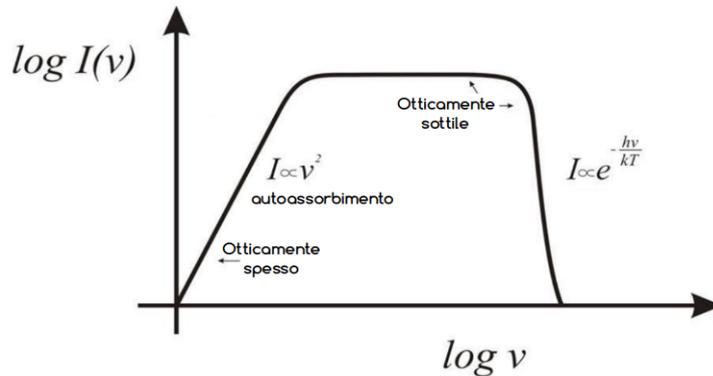


Figura 1.6: Spettro di bremsstrahlung per il plasma termico opaco. Alle basse frequenze si ha $B(\nu, T) \sim T \nu^2$ poiché domina il meccanismo di *free-free absorption*. Al crescere della frequenza si ha l'andamento di bremsstrahlung come per il plasma termico *trasparente* quindi prima si appiattisce e poi si ha il crollo esponenziale [9].

1.4 Emissività del *plasma relativistico* nel caso astrofisico

La bremsstrahlung relativistica si distingue dall'emissione termica non per il processo in sé ma perché varia lo spettro osservato. Lo spettro di bremsstrahlung varia quando sono coinvolti elettroni relativistici perché la distribuzione in velocità seguita non è più la *distribuzione di Maxwell-Boltzmann* e quindi non è più sufficiente la temperatura per descrivere la velocità della popolazione elettronica. L'emissività per la bremsstrahlung relativistica per una certa velocità \mathbf{v} è:

$$J_{\text{rel,br}}(\mathbf{v}, \nu) = \frac{32\pi e^6}{3m_e^2 c^3} \frac{1}{\mathbf{v}} n_e n_z Z^2 \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \quad (1.20)$$

La distribuzione in energia segue una *legge di potenza* e quindi la densità numerica degli elettroni è descritta da $n_e(\varepsilon) = n_{e,0} \varepsilon^{-\delta}$.

Approssimando e integrando su ogni velocità, si ottiene:

$$J_{\text{br,rel}}(\nu) \simeq \int_{h_p \nu}^{\infty} n_e(\varepsilon) n_z Z^2 dE \simeq \int_{h_p \nu}^{\infty} \varepsilon^{-\delta} dE \simeq \nu^{-\delta+1} \quad (1.21)$$

Lo spettro di emissione in questo caso si estende tipicamente fino alla banda γ .

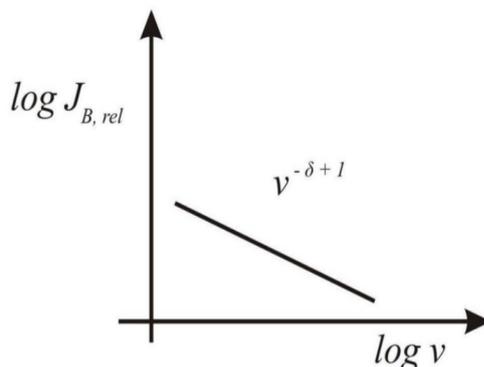


Figura 1.7: Spettro di bremsstrahlung del plasma relativistico.

Si nota dunque che lo spettro è descritto da una legge di potenza ed è determinato dall'esponente δ che deriva dalla distribuzione in energia degli elettroni. Per quanto riguarda la derivazione delle altre relazioni si procede con il metodo seguito nei paragrafi precedenti introducendo un opportuno *Gaunt factor*, che assume, per la popolazione di elettroni relativistici, un valore differente.

Capitolo 2

Applicazioni astrofisiche

2.1 Il mezzo interstellare

Nelle galassie è presente una componente di *materia non condensata* ovvero il *mezzo interstellare* (ISM). L'ISM si estende in tutta la galassia e viene studiato suddividendolo in regioni caratterizzate da temperature e densità differenti, ovvero differenti *fasi*. Le galassie ellittiche, a parità di estensione, sono ~ 100 volte meno gassose delle spirali e presentano un'unica fase del mezzo interstellare ovvero l'*Hot Ionized Medium* (HIM). Le galassie a spirale invece hanno ISM fortemente eterogeneo che viene suddiviso in quattro fasi: *Warm Ionized Medium* (WIM), *Warm Neutral Medium* (WNM), *Cold Neutral Medium* (CNM) e HIM. L'ISM ha emissione di bremsstrahlung quando la temperatura è tale da avere cariche libere. Si deve avere $T \geq 10^4$ K affinché l'H, che costituisce per più del 90% l'ISM, sia ionizzato. A emettere per bremsstrahlung sono quindi le regioni HIM e WIM.

L'HIM si trova nel *bulge* delle galassie a spirale mentre è l'unica componente dell'ISM delle ellittiche. È caratterizzato da $10^{-4} \div 10^{-2}$ particelle/cm³ e da una temperatura di $10^6 \div 10^7$ K. A queste temperature¹ il processo principale di emissione è la bremsstrahlung termica con *cut-off* in X.

Il WIM è costituito da gas ionizzato dalla radiazione UV emessa da una stelle di recente formazione che ha temperature superficiali tali da ionizzare il mezzo circostante. La protostella, infatti, si forma nelle regioni CNM, caratterizzate da HI con densità di $\sim 0.1 \div 10$ particelle/cm³ e da forte presenza di polveri. Questa regione, in seguito alla formazione della stella O o B, è ionizzata ed è indicata quindi come *regione HII*. Gli elettroni ora liberi possono emettere per bremsstrahlung se frenati dai campi coulombiani dei protoni, oppure possono esserci fenomeni di *ricombinazione* e l'atomo ora formato può decadere dallo stato eccitato emettendo un fotone in un processo non più *free-free* ma *bound-bound* in cui l'energia viene ri-emessa non sotto forma di un singolo fotone, bensì come serie di fotoni di energia inferiore. In questo modo i fotoni perdono energia mentre si allontanano dalla superficie della stella e non hanno più energia sufficiente per contribuire alla ionizzazione. Il tempo tipico di ricombinazione degli atomi è dell'ordine del centinaio di anni mentre la ionizzazione avviene in tempi scala di pochi mesi. Data la grande efficienza della fotoionizzazione, tutti i fotoni della stella vengono assorbiti

¹ Si ritiene che l'HIM presente sia prodotto dalle SN infatti le onde d'urto a loro associate generano queste temperature nel mezzo perturbato.

entro una distanza ben definita, pertanto la transizione tra zona ionizzata e non ionizzata è molto netta e attorno alla stelle si forma la *sfera di Strömgren*, che ha estensione di 50 pc per una stella di tipo O. La temperatura a cui si stabilizza è $\sim 10^4$ K ed è determinata dal bilancio fra la fotoionizzazione del gas neutro e la ricombinazione del gas ionizzato. Ad esempio vi sono due regione di formazione stellare nel *complesso W3*. Lo spettro del *complesso* è caratterizzato da emissione di bremsstrahlung piatta nel radio, propria della regione HII, e da emissione di *corpo grigio* nel F-IR dovuto alla presenza di polvere.

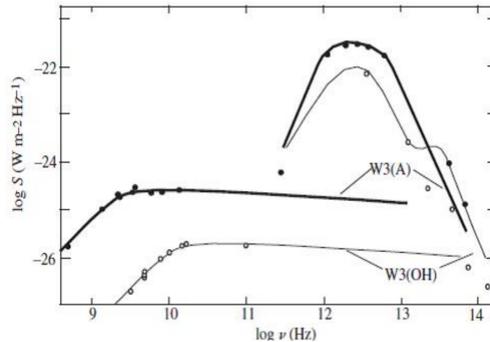


Figura 2.1: Spettro di emissione da bremsstrahlung(radio) e da polvere(IR) nella regione HII[9].

2.2 Ammassi di galassie: il calcolo della loro massa

Solo poche galassie possono essere considerate davvero isolate. Le galassie sono principalmente raggruppate in *gruppi* e *ammassi*. I gruppi contengono decine di galassie mentre gli ammassi ne contengono anche *migliaia* e sono le strutture virializzate più estese. Gli ammassi sono distinti in irregolari e regolari, ordinati in una sequenza a partire da quelli più estesi, di bassa densità e irregolari, fino a quelli più densi e compatti con distribuzione regolare addensata verso il centro. Negli ammassi irregolari prevalgono le spirali, mentre in quelli regolari e densi prevalgono le ellittiche e S0.

Nel 1933 F. Zwicky stima la massa totale di un cluster partendo dal *Teorema del Viriale* ovvero $2T + W = 0$ dove T è l'energia cinetica e W, assumendoli sistemi auto-gravitanti, è l'energia potenziale gravitazionale. Allora sostituendo si ha:

$$M_{\text{tot}} \simeq \frac{R \langle v^2 \rangle}{G} \rightarrow M_{\text{tot}} \simeq 7 \times 10^{14} M_{\odot} \left(\frac{\sigma_r}{1000 \text{ km/s}} \right)^2 \left(\frac{R}{\text{Mpc}} \right) \quad (2.1)$$

Dove R è il raggio del cluster e la velocità media è definita come $\langle v^2 \rangle = 3\sigma_r^2$ ovvero si stima a partire dalla dispersione di velocità radiale [6][8]. Queste grandezze fisiche sono stimate dalla distribuzione di velocità radiale e dalle proiezioni della distribuzione spaziale della materia nel cluster. I valori calcolati per un cluster, ricco di galassie, sono $\sigma_r \simeq 10^3$ km/s e $R \simeq 1$ Mpc. È così individuata una massa venti volte superiore a quanto precedentemente stimato basandosi su osservazioni della luminosità. Zwicky è quindi il primo a proporre l'esistenza della *materia oscura* di modo da giustificare la differenza di massa stimata coi due metodi di indagine e si parla di "*the missing mass problem*".

G.O. Abell intraprende uno studio sistematico delle caratteristiche dei cluster, pubblicando il primo catalogo nel 1958. Nel 1966 è rilevata l'emissione in X di una regione attorno alla galassia M87 appartenente all'*ammasso della Vergine*. Nei cinque anni successivi emissioni in X sono rilevate anche nell'ammasso della Chioma e di Perseo. Dagli inizi degli anni '70 si diffonde quindi l'idea che i cluster siano generalmente sorgenti X. Grazie all'utilizzo del satellite UHURU, il cui catalogo completo è rilasciato nel 1978, si scopre che i cluster hanno luminosità in X di $10^{43\div 45}$ erg/s e che l'emissione è estesa spazialmente nell'intero cluster. Si sono allora proposti molti meccanismi di emissione per giustificare la radiazione in X osservata. I modelli teorici proposti per giustificare l'emissione in X sono stati essenzialmente tre: la presenza di singole sorgenti X come AGN o binarie X, IC dei fotoni della CMB data da elettroni relativistici presenti nel cluster e emissione per bremsstrahlung termica. Già nel 1966 viene proposto che tale emissione sia data dal gas presente fra le galassie nel cluster con $T \simeq 10^8$ K e con densità $n \simeq 10^{-3}$ particelle/cm³ per emissione di bremsstrahlung ². Tale modello è proposto anche nel 1973 in uno studio sui cluster Virgo, Coma e Perseo i cui risultati sembrano confermare il modello dell'*intracluster medium* (ICM) che emette in X per bremsstrahlung ³ [6].

Nel 1976 è individuata la riga di emissione in X del FeXXV e FeXXVI nell'ammasso di Perseo e l'anno successivo anche in Coma e Virgo, a cui sono associati fotoni con energia tra i 6.5 e i 7.0 keV ⁴. La forte riga di emissione a 7 keV osservata nei cluster è difficile da riconciliare con modelli *non-termici* mentre coincide perfettamente con il modello dell'ICM che emetta per bremsstrahlung termica a $T \simeq 10^7$ K, supposta un'abbondanza di metalli di tipo solare. Quindi, la presenza di questa riga esclude modelli non termici ma non esclude a priori il modello delle singole sorgenti di raggi X. Lo studio di questa riga nei cluster rivela che l'abbondanza del Fe è pressapoco uguale per tutti questi oggetti, anche se questi sono molto differenti tra loro, quindi, l'unico parametro costante è l'abbondanza del Fe ed è quindi poco probabile che strutture così differenti presentino singole sorgenti in X tali da far apparire uguale questa riga di emissione in ogni cluster. Inoltre, è anche improbabile pensare che i singoli cluster abbiano sorgenti in X distinte che causano la riga ai 7 keV e lo spettro continuo. Quindi è il modello dell'ICM con $T \sim 10^7$ K, abbondanze solari ⁵ e densità $n \sim 10^{-3}$ particelle/cm³ a affermarsi essendo in grado di giustificare pienamente gli spettri osservati [6].

² J. E. Felten, R. J. Gould, W.A. Stein, N. J. Woolf, *X-Rays from the Coma Cluster of Galaxies*, 1966

³ S. M. Lea, J. Silk, E. Kellogg, S. Murray, *Thermal bremsstrahlung interpretation of cluster X ray sources*, 1973

⁴ Si parla generalmente di *7 keV Fe line emission* dagli articoli di Mitchell, Serlemitsos, Bahcall e Sarazin pubblicati tra il 1976 e 1977

⁵ Ciò suggerisce che debba essere stato arricchito dalle stelle infatti è solo nei nuclei stellari che si ha produzione di Fe quindi a essere ancora discusso è il processo di formazione dell'ICM. Attualmente si provano simulazioni numeriche con diverse ipotesi cosmologiche di partenza ma anche abbondanze e distribuzioni differenti di stelle e SN e se ne verificano gli esiti con le osservazioni del satellite CHANDRA e BeppoSAX.

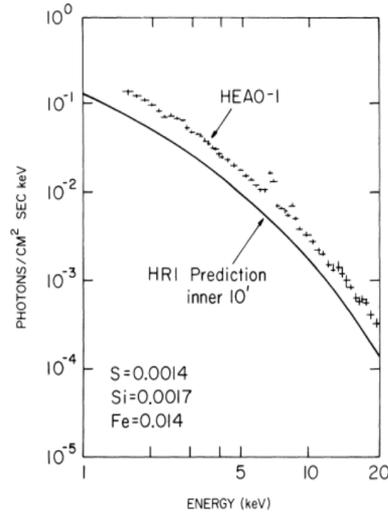


Figura 2.2: Spettro in X di Perseo studiato con HEAO-1 confrontato con il modello teorico (linea nera) dell'emissione di bremsstrahlung termica per un gas con $T = 10^7$ K. Questa T è confermata anche dalle righe di FeXXV a 6.7 e 7.9 keV [3].

La morfologia dell'emissione X riproduce la sequenza morfologica dei cluster: il gas negli ammassi irregolari ha temperature intorno ai 10^7 K e l'emissione è concentrata intorno alle singole galassie; negli ammassi regolari il gas è più caldo, fino ai 10^8 K, e l'emissione è diffusa su tutta l'estensione dell'ammasso.

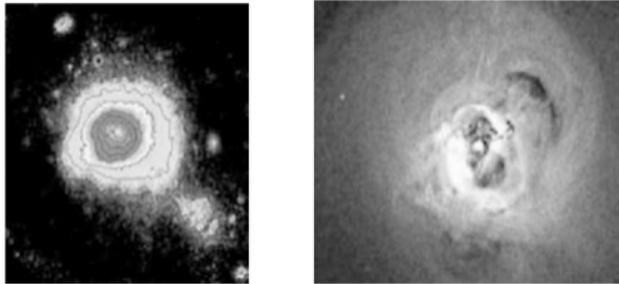


Figura 2.3: L'emissione X dall'ammasso della Chioma (sinistra) e l'emissione X dalla galassia NGC1275 nel centro dell'ammasso del Perseo (destra). Ad un telescopio che lavora nella banda visibile, l'ammasso di Perseo appare come un gruppo di galassie separate tra loro da uno spazio vuoto. Osservandolo ai raggi X, invece, le singole galassie risultano invisibili e appare luminosissimo il plasma, addensato attorno alla galassia più massiccia (NGC1275) [1].

L'emissione X riproduce la distribuzione del gas intergalattico in equilibrio idrostatico nel campo gravitazionale del cluster. La misura dell'emissione X consente di ottenere il valore della massa del gas intergalattico.

Si assume che il cluster abbia simmetria sferica e che il gas sia in equilibrio idrostatico nel potenziale gravitazionale totale del cluster. Assunta la simmetria sferica, la condizione di equilibrio idrostatico è:

$$\frac{dP(r)}{dr} = - \frac{G M(< r) \rho_{\text{gas}}(r)}{r^2} \quad (2.2)$$

dove $P(r)$ e $\rho_{\text{gas}}(r)$ sono pressione e densità del gas in r mentre $M(< r)$ è la massa totale entro il raggio r considerato.

Approssimando il gas come ideale allora si ha anche che $P = \rho_{\text{gas}}kT/\mu m_p$. Quindi si ottiene la stima della massa come:

$$M(< r) = -\frac{kT r}{G \mu m_p} \left(\frac{d \log \rho_{\text{gas}}}{d \log r} + \frac{d \log T}{d \log r} \right) \quad (2.3)$$

Preso $r \equiv R$, dove R è il raggio che si attribuisce al cluster, si ha una relazioni tra quantità misurabili studiando l'emissione in X e la massa totale del cluster $M(R)$. Sia $\rho_{\text{gas}}(R)$ che $T(R)$, procedendo in approssimazione isoterma, assunto cioè $T(R)$ costante⁶ possono essere calcolate dallo spettro di bremsstrahlung: la temperatura del gas è determinata dal *cut-off* mentre l'emissività totale è proporzionale a $n_e^2 T^{1/2}$ e quindi si può ottenere la densità del gas. Allora si può stimare $M(R)$ e dalla densità del gas e dalla sua estensione si può dare una stima della massa dell'ICM studiando lo spettro di bremsstrahlung [7][8].

L'osservazione in X porta a calcolare sia la massa totale del gas in emissione per bremsstrahlung sia la massa totale del cluster. Il metodo qui proposto procede ponendo molte approssimazioni sulla fisica dell'ammasso tuttavia ha portato a ottimi risultati per gli ammassi regolari. Il risultato mostra che la massa totale del cluster è data al 5% dalle galassie, al 10% – 15% da ICM e per il 75% – 85% dalla materia oscura⁷ ottenendo, grazie alle osservazioni in X dei cluster, il calcolo accurato del rapporto tra materia barionica e oscura [8].

2.3 Le galassie *starburst*

Con il termine *starburst* si intende una regione in cui vi è un tasso di formazione stellare estremamente alto e se il fenomeno riguarda l'intera galassia, essa prende il nome di *galassia starburst*. Una galassia *starburst* è una galassia caratterizzata da formazione stellare rapida rispetto al rate tipico di formazione stellare delle altre galassia. L'alto tasso di formazione stellare implica la formazione di un maggior numero di stelle massicce che, rapidamente, entrano nella fase finale di evoluzione esplodendo in SN. Le onde d'urto provocate dall'esposizione, scaldano e addensano il gas circostante rinnovando il processo di formazione stellare. I fenomeni *starburst* si innescano spesso a seguito dell'interazione di due galassie, dal momento che le forze di marea comprimono ed agitano le nubi interstellari originando tali fenomeni. Il processo si arresta, in tempi dell'ordine di $10^7 yr$, quando tutto il gas è speso in formazione stellare, o spazzato via da SN, infatti, l'elevata quantità di supernove che ne deriva, crea dei potenti *superwinds* che spazzano via gas e polvere. Le caratteristiche spettroscopiche delle galassie *starburst* variano fortemente da oggetto a oggetto e dipendono principalmente dalla quantità di polvere che oscura le stelle OB. La formazione stellare porta a una presenza superiore di stelle OB e dunque si hanno molte regioni HII, caratterizzate da emissione per bremsstrahlung, e una forte emissione in IR che invece è dovuta al riscaldamento della polvere, dato che queste stelle hanno emissione in UV.

⁶ Si considera cioè la temperatura costante nel cluster. Significa assumere che le Galassie seguano la maxwelliana ovvero raggiungano l'equipartizione in accordo con il fatto che il cluster sia virializzato. Grazie ai risultati di Chandra e XMM attualmente l'andamento $T(R)$ è conosciuto esattamente per i cluster più luminosi e vicini

⁷Il calcolo iniziale, a partire dal Teorema del Viriale, presenta un'incertezza superiore portando a calcolare che più del 90% sia materia oscura

Un esempio di galassia starburst è la galassia compatta Henize 2-10 che mostra nella regione centrale 6 sorgenti radio molto luminose ovvero 6 regioni HII che emettono per bremsstrahlung termica. L'elevata luminosità è dovuta a una densità superiore di elettroni rispetto alle regioni HII delle galassie a spirali, infatti è stato stimato che $n_e \simeq 1.5 \times 10^3 \div 5 \times 10^3$ particelle/cm³.

2.4 Accrescimento nei sistemi binari

Alcune sorgenti X mostrano variazioni periodiche di flusso. Si ritiene che queste sorgenti X siano un sistema binario di stelle in cui un oggetto compatto come una nana bianca, una stella di neutroni o un buco nero, cattura materia proveniente da una stella compagna che perde anche il 40% della propria massa. La luminosità del fenomeno è dell'ordine di $10^{36 \div 38}$ erg/s. Cadendo verso l'oggetto compatto, la materia è accelerata a energia elevate. In questo processo di caduta il gas perde energia potenziale gravitazionale, acquista energia cinetica e aumenta la sua temperatura fino a raggiungere alcuni milioni di gradi emettendo così raggi X. Il materiale, dunque, diventa un plasma caldo e otticamente sottile che emette per bremsstrahlung mentre riceve continuamente energia dovuta all'emissione della materia in caduta e, a seconda della massa della stella e dell'oggetto compatto, può essere raggiunto l'equilibrio fra energia irradiata e energia ricevuta avendo un disco di accrescimento stabile.

2.5 Le supernova e i resti di supernova

Un resto di supernova (SNR) è ciò che l'esplosione di supernova lascia dietro di sé ed è costituito dagli strati più esterni della stella esplosa che si dilatano nello spazio formando un *guscio*. La materia espulsa perturba il mezzo circostante ed eccita e ionizza il gas e gradualmente l'espansione rallenta finché il resto non si disperde. Le SN sono caratterizzate da emissione radio polarizzata, come anche il SNR, ovvero sono caratterizzate dal sincrotrone ma sono osservabili anche in X: nella fase iniziale per via del gas espulso nell'esplosione e nelle fasi successive per via del riscaldamento a alte temperature del mezzo circostante quando perturbato. In entrambi i casi il meccanismo di emissione è la bremsstrahlung termica di un gas caldo ionizzato infatti l'esplosione scalda la temperatura almeno fino a 10^6 K ma non solo, infatti, l'esplosione di SN genera elettroni relativistici che, oltre a emettere per sincrotrone, emettono, secondariamente, per bremsstrahlung non-termica.

Bibliografia

- [1] A. Ferrari, *Astrofisica stellare e processi di radiazione*, Springer, 2011.
- [2] C. Fanti, R. Fanti, *Lezioni di radioastronomia*, dispense, 2012.
- [3] M. S. Longair, *High energy astrophysics*, Cambridge University Press, 2011.
- [4] G. B. Rybicki, A. P. Lightman, *Radiative processes in astrophysics*, WILEY-VHC, 2004.
- [5] D. Dallacasa, *Processi di radiazione e MHD*, dispense, 2016.
- [6] C. L. Sarazin, *X-ray Emission from Clusters of Galaxies*, Cambridge Astrophysics Series, Cambridge: Cambridge University Press, 1988.
- [7] P. Rosati, S. Borgani, C. Norman, *The evolution of x-ray cluster of galaxies*, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 2002
- [8] P. Best, *Bremsstrahlung and galaxy clusters*, dispense, 2012
- [9] H. Bradt, *Astrophysics processes*, Cambridge University Press, 2008