

Alma Mater Studiorum - Università di Bologna

Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

**Emissione di sincrotrone e
applicazioni astrofisiche**

Tesi di Laurea

Presentata da:
Giulia Bellomare

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

Anno Accademico 2023-2024

Abstract

"La radiazione di sincrotrone o luce di sincrotrone è una radiazione elettromagnetica generata da particelle cariche, solitamente elettroni o positroni, che viaggiano a velocità prossime alla velocità della luce e vengono costrette da un campo magnetico a muoversi lungo una traiettoria curva: tanto più elevata è la velocità della particella, tanto minore è la lunghezza d'onda della radiazione emessa e generalmente il picco dell'emissione avviene alle lunghezze dei raggi X" (IUPAC, [9]).

La tesi è suddivisa in tre parti:

- nel primo capitolo si tratta lo studio del moto e dell'emissione di una particella in un campo magnetico nei casi in cui si muove a velocità non relativistiche, relativistiche e ultrarelativistiche. In tutti i casi è considerata la radiazione prodotta attraverso la formula di Larmor per la potenza irradiata, e vengono messi a confronto i casi dei tre regimi di velocità, anche attraverso gli spettri di emissione;
- nel secondo capitolo si illustrano alcune delle applicazioni del sincrotrone, considerando una sorgente di elettroni relativistici trasparente alla propria radiazione e successivamente ad essa opaca, dunque il budget energetico di una tipica radio-sorgente di cui è ignota la composizione del plasma. Si trattano quindi il caso del Synchrotron Self-Compton, e infine l'invecchiamento spettrale e la polarizzazione;
- nel terzo e ultimo capitolo si mostrano alcuni esempi astrofisici il cui studio sfrutta la radiazione di sincrotrone, in particolare i resti di supernovae, le pulsar e i nuclei galattici attivi, facendo gli esempi di alcuni oggetti di studio importanti.

L'idea che una carica elettrica accelerata, per esempio mentre percorre una traiettoria curva, emetta energia risale alla fine del 1800: in quel periodo Larmor scrisse che la potenza irradiata è proporzionale all'accelerazione e alla carica elettrica della particella in moto. Liénard dopo formalizzò il caso di cariche relativistiche in traiettorie circolari.

Alla fine della seconda guerra mondiale si pensò di sfruttare l'irraggiamento di onde elettromagnetiche da parte di cariche elettriche accelerate per risparmiare energia. Allora a questo scopo nel 1947 ai laboratori della General Electric a New York fu costruito un nuovo acceleratore, un sincrotrone (da qui il nome della radiazione). Qui un tecnico vide un bagliore e corse a spegnere l'apparecchio, pensando fosse una scarica generata da qualcosa di rotto. Fu la prima osservazione sperimentale della luce di sincrotrone.

Negli anni successivi, aumentando l'energia, dalle osservazioni nel visibile si arrivò ai raggi X, fino ad oggi, in cui molti dei sincrotroni costruiti sono unicamente dedicati alla produzione di onde elettromagnetiche dall'infrarosso ai raggi X. (Scienza Per Tutti, [8]).

Indice

1	Fisica del sincrotrone	1
1.1	Particella carica in un campo magnetico uniforme	1
1.1.1	Emissione di ciclotrone	2
1.1.2	Emissione di ciclotrone relativistico	2
1.2	Emissione di sincrotrone	3
1.2.1	Beaming relativistico	3
1.2.2	Durata dell'impulso	3
1.2.3	Distribuzione spettrale	4
2	Astrofisica del sincrotrone	5
2.1	Emissione di un insieme di elettroni relativistici	5
2.2	Autoassorbimento di sincrotrone	6
2.3	Energetica di una radiosorgente	7
2.4	<i>Synchrotron Self-Compton</i>	8
2.5	Evoluzione temporale e perdite radiative	9
2.5.1	Iniezione unica	10
2.5.2	Iniezione continua	11
2.6	Polarizzazione della radiazione	12
3	Applicazioni del sincrotrone	13
3.1	Resti di supernovae	13
3.1.1	Il resto di supernova Cassiopea A	13
3.2	Pulsar	14
3.2.1	La pulsar del Granchio	14
3.3	Nuclei galattici attivi	14
3.3.1	Il blazar BL Lacertae	14
3.3.2	La radiogalassia Cygnus A	15
3.3.3	Il quasar 3C 273	15

Capitolo 1

Fisica del sincrotrone

In presenza di una particella carica e di un campo magnetico, il campo accelera la carica per effetto della forza di Lorentz, e questa comincia ad emettere radiazione. L'emissione si denomina di ciclotrone a velocità non relativistiche, mentre nel regime ultrarelativistico si ha a che fare con la radiazione di sincrotrone, che possiede delle caratteristiche fisiche ben precise che saranno analizzate all'interno di questo primo capitolo.

1.1 Particella carica in un campo magnetico uniforme

Se si considera una particella q di massa m in moto a velocità \vec{v} all'interno di una regione con campo magnetico uniforme \vec{H} come in fig. 1.1, questa verrà deviata secondo l'equazione del moto

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{H} \quad (1.1)$$

In generale, $\vec{p} = \gamma m_0 \vec{v}$. La 1.1 contiene un prodotto vettoriale, per cui considerando l'angolo fra \vec{v} e \vec{H} , denominato angolo di pitch θ , si nota che la deviazione del moto della particella dipende dalla componente ortogonale della velocità, $v_{\perp} = v \sin \theta$, mentre quella parallela al campo $v_{\parallel} = v \cos \theta$ non dà contributo.

$$\frac{d(mv_{\parallel})}{dt} = 0 \rightarrow v_{\parallel} = cost \quad \frac{d(mv_{\perp})}{dt} = \frac{q}{c} v_{\perp} \times \vec{H} \quad (1.2)$$

Le 1.2 dicono che sul piano parallelo al campo magnetico il moto è rettilineo e costante a velocità v_{\parallel} , mentre su quello ortogonale è circolare e uniforme a velocità v_{\perp} , dove sono dati da Larmor il raggio r_L , il periodo T_L , la pulsazione ω_L e la frequenza ν_L detta girofrequenza o frequenza di ciclotrone

$$r_L = \frac{mc}{qH} v_{\perp} \quad T_L = \frac{2\pi r_L}{v_{\perp}} = \frac{2\pi mc}{qH} \quad \omega_L = \frac{2\pi}{T_L} = \frac{qH}{mc} \quad \nu_L = \frac{\omega_L}{2\pi} = \frac{qH}{2\pi mc} \quad (1.3)$$

per cui il moto totale è elicoidale con asse parallelo alle linee di forza del campo. Se la particella è relativistica, la massa è data da $m = \gamma m_0$ ¹ e le 1.3 diventano $r_{rel} = \gamma r_L$,

¹dalle trasformazioni di Lorentz, dove $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$ è il fattore di Lorentz.

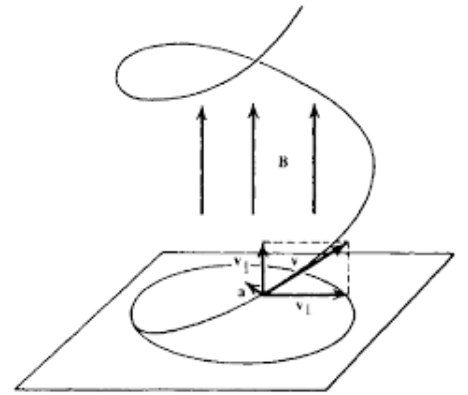


Figura 1.1: Moto di una particella carica (negativa) in un campo magnetico uniforme (Lightman, [2]).

$T_{rel} = \gamma T_L$, $\omega_{rel} = \frac{\omega_L}{\gamma}$, $\nu_{rel} = \frac{\nu_L}{\gamma}$. Si nota che se ci si trova a velocità relativistiche

$$r_{rel} \approx \frac{\gamma m_0 c^2}{qH} = \frac{\varepsilon}{qH} \quad (1.4)$$

per cui il raggio della traiettoria tracciata cresce in maniera proporzionale all'energia del singolo elettrone. Si verifica facilmente che in condizioni astrofisiche, in cui i campi magnetici sono dell'ordine di $10^{-4} - 10^{-6}$ G, è corretto utilizzare l'approssimazione di campo uniforme, poiché questa è efficace quando il campo magnetico è tale su dimensione molto maggiore di r_L , e con i valori di \vec{H} indicati questa condizione è verificata [1].

1.1.1 Emissione di ciclotrone

L'irraggiamento di una carica non relativistica in un campo magnetico, prodotto a causa dell'accelerazione della carica in moto, è detto radiazione di ciclotrone. L'accelerazione² è data dalla 1.2 ed è pari ad $a_c = \frac{v_{\perp}}{mc} qH = \frac{q}{m} \beta H \sin \theta$, con θ angolo fra \vec{a}_c e la linea di vista, da cui si può ottenere la potenza irradiata dalla formula di Larmor

$$-\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{2}{3} \frac{q^2 a^2}{c^3} = \frac{2}{3} \frac{q^4}{m^2 c^3} \left(\frac{v_{\perp}}{c} \right)^2 H^2 = \frac{2}{3} \frac{q^4}{m^2 c^3} \beta^2 H^2 \sin^2 \theta \quad (1.5)$$

Si nota che questa cresce all'aumentare di q , β e \vec{H} e quindi si ha più radiazione per particelle più cariche, più veloci e campi magnetici più forti. Inoltre va come $\sin^2 \theta$, e il valore massimo è ottenuto quando la carica si trova alla massima elongazione rispetto all'osservatore; ciò è coerente col fatto che l'andamento del campo elettrico della carica in moto circolare può essere approssimato all'oscillazione di un dipolo, caratterizzata dallo stesso fattore $\sin^2 \theta$, che ha il suo valore massimo per l'emissione quando è massimo quello del campo elettrico [7]. L'emissione avviene attorno al valore corrispondente alla frequenza di ciclotrone.

1.1.2 Emissione di ciclotrone relativistico

Se la velocità della particella è tale che $v \approx c$, l'energia non è più irradiata ad un unico valore caratteristico, ma in diverse armoniche della frequenza di girazione come in fig. 1.2 data da

$$\nu_k = k\nu_{rel} \left(1 - \frac{v_{\perp} \cos \theta}{c} \right) \quad k = 1, 2, 3, 4, \dots, n \quad (1.6)$$

Ciò è dato dagli effetti di aberrazione relativistica, i quali distorciono la distribuzione angolare della radiazione emessa per $\sin^2 \theta$; si tratta di una situazione intermedia fra la radiazione di ciclotrone e quella di sincrotrone. La correzione Doppler in parentesi nella 1.6 ha come effetto l'amplificazione di campi magnetici ed elettrici in avvicinamento e l'attenuazione in allontanamento. Si può dimostrare che tanto più gli elettroni sono relativistici, tanto maggiore sarà l'energia irradiata nelle armoniche e tanto più importanti saranno le correzioni Doppler, per cui gli spettri saranno sempre più allargati fino a sovrapporsi in uno spettro quasi continuo, ovvero quello di sincrotrone in fig. 1.2.

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right)_{l+1} = \left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right)_l \times \left(\frac{v}{c} \right)^2 \quad (1.7)$$

² $\beta = \frac{v}{c}$

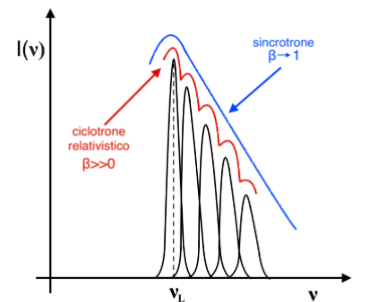


Figura 1.2: Emissione di ciclotrone, ciclotrone relativistico e sincrotrone (Ceccotti, [7]).

1.2 Emissione di sincrotrone

Se adesso le cariche in moto accelerato considerate fin ora hanno velocità ultrarelativistiche, la formula di Larmor da utilizzare è quella invariante per $\gamma \gg 1$, ovvero la 1.8

$$P = \frac{2}{3} \frac{q^2}{m^2 c^3} \gamma^2 \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 \quad (1.8)$$

che permette di ottenere la 1.9 essendo $\left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 = q^2 \beta^2 H^2 \sin^2 \theta$

$$-\frac{dW}{dt} = \frac{2}{3} \frac{q^4}{m^2 c^3} \beta^2 \gamma^2 H^2 \sin^2 \theta \approx \frac{2}{3} \frac{q^4}{m_0^4 c^7} \varepsilon^2 H^2 \sin^2 \theta \quad (1.9)$$

Dove l'approssimazione finale tiene conto di $\beta \approx 1$ e $\varepsilon = \gamma m_0 c^2$. Si nota quindi che particelle più energetiche e meno massive³ e campi magnetici più intensi causano una perdita maggiore di energia per la particella, che spostandosi a energie inferiori emetterà di meno, e così via, come è ben illustrato nella fig. 1.2.

1.2.1 Beaming relativistico

L'aberrazione relativistica modifica l'angolo sotto cui viene emessa la radiazione rispetto ad un osservatore esterno, influenzando enormemente il profilo osservato. Se infatti si considera l'angolo di un raggio di luce nel riferimento della particella, α' , e lo stesso angolo nel sistema di riferimento dell'osservatore, α , si vede che per quest'ultimo la radiazione non è più isotropa

$$\tan \alpha = \frac{\sin \alpha' \sqrt{1 - \beta^2}}{\cos \alpha' + \beta} \quad (1.10)$$

e se si inseriscono nella 1.10 $\alpha' = 90$ e $\beta \approx 1$

$$\tan \alpha = \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{\beta} \approx \frac{1}{\gamma} \quad (1.11)$$

per cui è come se la particella emettesse in un cono di semiapertura γ^{-1} per effetto di quello che è detto beaming relativistico; metà della radiazione si concentra sul cono mentre l'altra metà viene diluita nello spazio circostante.

1.2.2 Durata dell'impulso

Per effetto del beaming relativistico, come si vede in fig. 1.4, l'osservatore rileva l'emissione da parte di un singolo elettrone soltanto quando questa è parallela alla linea di vista, per cui questa appare sottoforma di impulso e non è visibile la maggior parte del tempo, durante il quale il cono ruota attorno ad una circonferenza il cui raggio dipende dall'angolo di pitch. Essendo la frazione di orbita visibile $\Delta\theta = \frac{2}{\gamma}$, nel riferimento dell'elettrone la durata dell'impulso è data da

$$\Delta t = \frac{\Delta\theta}{\omega_{rel}} = \frac{\gamma m_e c}{eH} \frac{2}{\gamma} = \frac{2}{\omega_L} \quad (1.12)$$

³ecco perché si parla principalmente di elettroni, $m_e \ll m_p$.

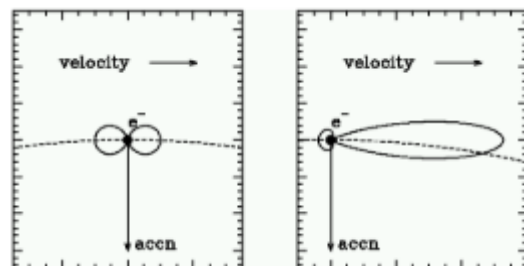


Figura 1.3: Beaming relativistico su una carica con accelerazione centripeta (Dallacasa, [5]).

mentre nel sistema di riferimento dell'osservatore si ha che l'impulso appare accorciato per effetto della dilatazione dei tempi⁴, perché la sorgente rincorre i fotoni. Se ad esempio si considera un elettrone a t_0 in 1 e $t_0 + \Delta t$ in 2, le due posizioni saranno a distanza $\Delta l \approx \Delta\theta \times r_{rel}$ rispetto al cono di radiazione, approssimando questa alla corda sottesa. Questo significa che mentre l'elettrone ha impiegato per percorrere Δl un tempo pari a $\Delta t_2 = \Delta\theta \times \frac{r_{rel}}{v}$, il segnale avrà impiegato $\Delta t_1 = \Delta\theta \times \frac{r_{rel}}{c}$. La differenza determina la durata netta dell'impulso

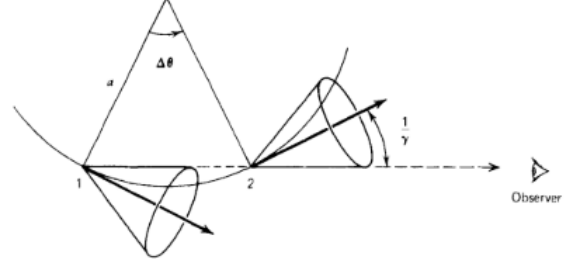


Figura 1.4: Schema del moto circolare di un elettrone e della radiazione emessa nel cono γ^{-1} (Lightman, [2]).

$$\tau = \Delta t_2 - \Delta t_1 = \Delta\theta \times r_{rel} \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{c} \right) = \frac{\Delta\theta}{\omega_{rel}} \left(\frac{1 - \beta^2}{1 + \beta^2} \right) \quad (1.13)$$

se ora $v \approx c$ e quindi $\beta \approx 1$, la 1.13 diventa

$$\tau \approx \frac{m_e c}{eH} (1 - \beta^2) = \frac{m_e c}{eH} \frac{1}{\gamma^2} = \frac{1}{\gamma^3 \omega_{rel}} = \frac{1}{\gamma^2 \omega_L} \quad (1.14)$$

si nota che $\frac{\tau}{T_{rel}} \approx \gamma^{-3}$, e infatti l'emissione di un singolo elettrone è molto breve e difficile da osservare. Per questo sarà considerato successivamente il caso, tipico delle radiosorgenti studiate, di una famiglia di moltissimi elettroni ultrarelativistici, per la quale la somma dei singoli impulsi emessi dà un'emissione di segnale all'apparenza continuo.

1.2.3 Distribuzione spettrale

Facendo l'analisi di Fourier dell'impulso è possibile ottenere la distribuzione spettrale di sincrotrone, ovvero la potenza emessa per intervallo di frequenza. Questa risulta essere il caso limite del ciclotrone relativistico, per un numero infinito di armoniche. Le frequenze coinvolte sono quelle fino all'ordine $\frac{1}{\tau}$, e la frequenza caratteristica o frequenza critica è

$$\nu_s \approx \frac{3}{4\pi} \frac{1}{\tau} = \frac{3}{4\pi} \gamma^2 \frac{eH}{m_e^3 c^5} \varepsilon^2 = 6.24 \times 10^{18} \varepsilon^2 H \quad (1.15)$$

Per $\nu \ll \nu_s$, la potenza irradiata $F \propto (\nu/\nu_s)^{\frac{1}{3}}$; mentre per $\nu \gg \nu_s$ $F \propto e^{-\frac{\nu}{\nu_s}}$. L'emissione è quasi monocromatica attorno al picco, che si trova a $\nu \approx 0.3\nu_s$ e non a ν_s a causa di effetti quantistici. Si nota che rispetto al caso non relativistico del ciclotrone, le velocità elevate causano un forte effetto Doppler che fa aumentare la frequenza ν_s di un fattore γ^2 a parità di campo, come anticipato per il beaming.

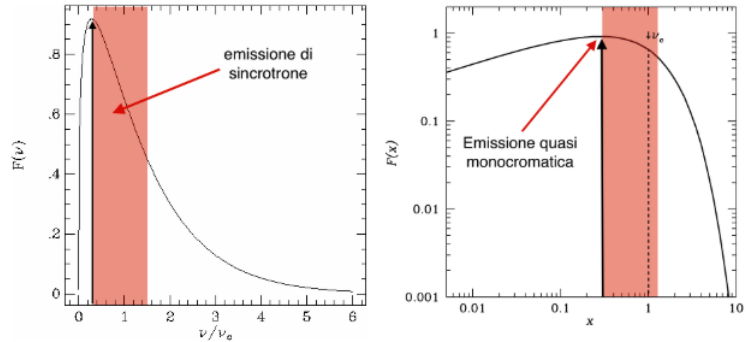


Figura 1.5: Spettro della potenza di sincrotrone emessa in scala lineare e logaritmica, $x = \frac{\nu}{\nu_s}$ (Longair, [3]).

⁴per la relatività ristretta, la durata dell'evento è maggiore nel riferimento a lui solido.

Capitolo 2

Astrofisica del sincrotrone

Si analizzano adesso in questo secondo capitolo alcune delle applicazioni astrofisiche della radiazione di sincrotrone, osservando nello specifico i casi di un gruppo di elettroni, dell'autoassorbimento, di una radiosorgente e di una sorgente compatta. Successivamente saranno discusse le caratteristiche di polarizzazione e invecchiamento dell'emissione e dello spettro di sincrotrone nelle osservazioni astrofisiche.

2.1 Emissione di un insieme di elettroni relativistici

Se si considera un intero gruppo di elettroni relativistici, nelle situazioni astrofisiche si ha sempre a che fare con insiemi di elettroni dotati di energie molto diverse fra loro. Questo vuol dire che essendo $\nu_s \propto \gamma^2$, basta che le energie varino poco fra loro per far variare a sua volta γ in modo significativo e di conseguenza la frequenza caratteristica corrispondente, andando a coprire tutta la banda radio e risultando in uno spettro continuo. L'emissione specifica si ottiene dalla somma di quelle delle singole particelle come in fig. 2.1

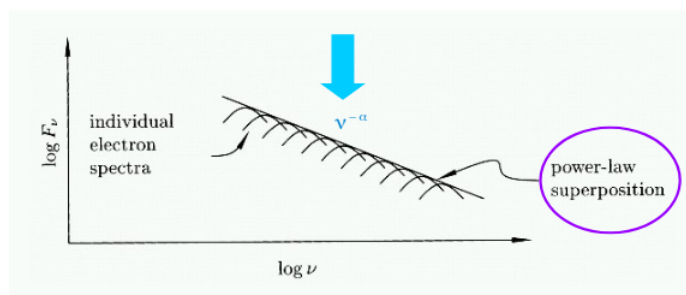


Figura 2.1: Spettro di emissione di sincrotrone come sovrapposizione degli spettri dei singoli elettroni a diverso γ (Dallacasa, [5]).

$$J_s = \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \omega_s(\nu, \varepsilon) N(\varepsilon) d\varepsilon \quad (2.1)$$

ma per calcolarla bisogna assumere lo spettro di distribuzione delle energie di quest'ultime. Si considera uno spettro a legge di potenza, in accordo con la distribuzione dei raggi cosmici¹ e quella prodotta da alcuni meccanismi di accelerazione fra cui quelli di Fermi², e con le osservazioni confrontate alla forma dello spettro ottenuto da questa assunzione. Le sorgenti non termiche possono spesso essere rappresentate da spettri a legge di potenza, ed è il caso dell'emissione di sincrotrone.

$$N(\varepsilon) d\varepsilon = N_0 \varepsilon^{-\delta} d\varepsilon \quad (2.2)$$

¹lo spettro dei raggi cosmici (particelle ultrarelativistiche ad alte energie a flusso quasi costante) è infatti ben approssimato da una legge di potenza spezzata.

²ad esempio, le onde d'urto (meccanismi di Fermi del primo ordine) generano distribuzioni a legge di potenza.

per cui inserendo la 2.2 e la 1.9 nella 2.1 e facendo l'approssimazione che tutta l'energia sia irradiata alla frequenza caratteristica

$$\nu \approx \nu_s \approx \gamma^2 \nu_L = \left(\frac{\varepsilon}{m_e c^2} \right)^2 \nu_L \quad \nu_L = \frac{eH}{2\pi m_e c} \quad (2.3)$$

si ottiene la legge per l'emissività

$$J_s(\nu) \approx N_0 H^{\frac{\delta+1}{2}} \nu^{-\frac{\delta-1}{2}} \propto N_0 H^{\alpha+1} \nu^{-\alpha} \quad \alpha = \frac{\delta-1}{2} \quad (2.4)$$

Lo spettro totale è quindi una legge di potenza dove α è detto indice spettrale, dipende unicamente dalla distribuzione in energia degli elettroni ed è una misura diretta della distribuzione dei fotoni. Lo spettro risultante non dipende dalla forma di quello di emissione del singolo elettrone, ma dalla pendenza δ di esso. La differenza ha radice nella relazione quadratica fra la frequenza emessa e l'energia dell'elettrone.

2.2 Autoassorbimento di sincrotrone

Nel paragrafo precedente, considerando la radiazione prodotta da un insieme di elettroni relativistici come la somma dei contributi dei singoli elettroni, è stato assunto che il gas di elettroni relativistici fosse trasparente alla sua stessa radiazione. Ma se la temperatura di brillantezza³ della sorgente si avvicina alla temperatura cinetica degli elettroni diventa necessario considerare l'assorbimento interno, generato dai fotoni che cedono la loro energia agli elettroni; infatti il numero di questi fotoni diventa cospicuo e causa una diminuzione non trascurabile della luminosità della sorgente. Dai coefficienti di Einstein⁴ è noto il coefficiente di assorbimento

$$\mu_s \approx N_0 \nu^{-\frac{\delta+4}{2}} H_{\perp}^{\frac{\delta+2}{2}} \quad (2.5)$$

e infatti essendo che $\mu_s \propto N_0$, l'autoassorbimento è in genere osservato nelle sorgenti compatte. La 2.5 va inserita nella formula della brillantezza di autoassorbimento per il sincrotrone

$$B_s(\nu) = \frac{J_s(\nu)}{4\pi\mu_s(\nu)} (1 - e^{-\tau_s(\nu)}) \quad \tau_s = \mu_s(\nu)l_0 \quad (2.6)$$

dove τ_s è lo spessore ottico, indice di opacità. Si distinguono perciò due regimi, come si vede in fig. 2.2:

- otticamente sottile, $\tau_s(\nu) \ll 1$: la radiazione non viene assorbita e la brillantezza è pari all'emissività

$$B_s(\nu) \approx \nu^{-\alpha} H_{\perp}^{\alpha+1} \quad (2.7)$$

- otticamente spesso, $\tau_s(\nu) \gg 1$: l'esponenziale va a zero e si ha

$$B_s(\nu) \approx \nu^{\frac{5}{2}} H_{\perp}^{-\frac{1}{2}} \quad (2.8)$$

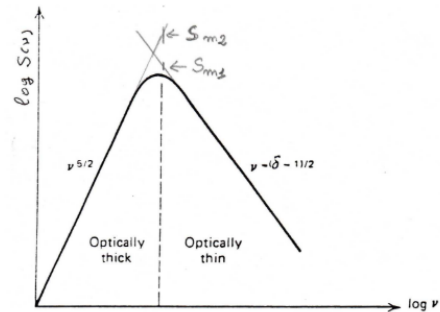


Figura 2.2: Emissione di sincrotrone per autoassorbimento (Fanti, [1]).

³temperatura che dovrebbe avere un corpo nero tale da mostrare la brillantezza osservata.

⁴coefficienti che rappresentano la probabilità di transizione fra livelli energetici nell'interazione fra radiazione e materia.

Il picco è invece determinato dalla derivata per la frequenza della 2.6 posta uguale a 0

$$\nu_{peak} \approx S_{peak}^{\frac{2}{3}} \theta^{-\frac{4}{3}} H_{\perp}^{\frac{1}{3}} (1+z)^{\frac{1}{3}} \quad (2.9)$$

dove θ è la dimensione angolare della sorgente e z è il redshift. La frequenza di picco è detta anche di turn over e rappresenta il punto in cui l'oggetto passa da otticamente spesso a otticamente sottile. Questo valore può essere ottenuto in maniera diretta dallo spettro osservato, permettendo un calcolo approssimato del campo magnetico della sorgente anche nei casi in cui la distanza di essa non è nota, attraverso la formula

$$H \approx \theta_{max}^2 \theta_{min}^2 \nu_p^5 S_p^{-2} (1+z)^{-1} \quad (2.10)$$

2.3 Energetica di una radiosorgente

Si cerca adesso di calcolare l'energia totale contenuta in una radiosorgente che irradia per sincrotrone. Questa è costituita dalla somma dei contenuti energetici delle particelle relativistiche (elettroni e protoni) e del campo magnetico. Poiché solo gli elettroni e il campo magnetico producono la radiazione osservabile, non si hanno informazioni sui protoni, per cui si assume che l'energia dei protoni sia proporzionale all'energia degli elettroni secondo un parametro $k \geq 0$ che descrive la composizione del plasma

$$U_{tot} = U_e + U_p + U_H = (1+k)U_e + U_H \quad (2.11)$$

L'energia degli elettroni è data da

$$U_e = V \int_{\varepsilon_{min}}^{\varepsilon_{max}} \varepsilon N(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{N_0 V}{2-\delta} (\varepsilon_{max}^{2-\delta} - \varepsilon_{min}^{2-\delta}) \quad (2.12)$$

si considera ora la luminosità della sorgente

$$\begin{aligned} L &= 4\pi D^2 \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} S(\nu) d\nu = V \int_{\varepsilon_{min}}^{\varepsilon_{max}} N(\varepsilon) \frac{d\varepsilon}{dt} d\varepsilon \approx \\ &\approx N_0 V \int_{\varepsilon_{min}}^{\varepsilon_{max}} H^2 \varepsilon^{2-\delta} \sin^2 \theta d\varepsilon = \\ &= 2.4 \cdot 10^{-3} \frac{N_0 V H^2 \sin^2 \theta}{3-\delta} (\varepsilon_{max}^{3-\delta} - \varepsilon_{min}^{3-\delta}) \end{aligned} \quad (2.13)$$

Essendo ε_{min} ed ε_{max} ignote, si approssima che esse corrispondano alle frequenze limite osservabili della banda radio, $\nu_1 = 10$ MHz e $\nu_2 = 10^2$ GHz, in modo da poter ottenere il valore minimo possibile per l'energetica della sorgente. Allora ricavando $N_0 V$ dalla 2.13 e sostituendo nella 2.12 si ottiene

$$\begin{aligned} U_e &= \frac{3-\delta}{2-\delta} \frac{\varepsilon_{max}^{2-\delta} - \varepsilon_{min}^{2-\delta}}{\varepsilon_{max}^{3-\delta} - \varepsilon_{min}^{3-\delta}} \frac{L}{H^2 \sin^2 \theta} \frac{1}{2.4 \cdot 10^{-3}} = \\ &= \frac{3-\delta}{2-\delta} \frac{[\nu_{max}^{2-\delta} - \nu_{min}^{2-\delta}]}{[\nu_{max}^{3-\delta} - \nu_{min}^{3-\delta}]} \frac{H^{-(2-\delta)/2} \sin^{-(2-\delta)/2} \theta}{H^{-(3-\delta)/2} \sin^{-(3-\delta)/2} \theta} \frac{L}{H^2 \sin^2 \theta} \frac{1}{2.4 \cdot 10^{-3}} = \\ &= C_{el} H^{-3/2} L \end{aligned} \quad (2.14)$$

dove C_{el} include tutte le costanti all'interno della formula. L'energia immagazzinata dal campo magnetico è data da

$$U_H = \int \frac{H^2}{8\pi} dV = C_H H^2 V \quad (2.15)$$

per cui sostituendo la 2.14 e la 2.15 nella 2.11 si ottiene il budget energetico totale

$$U_{tot} = (1 + k)C_{el}H^{-3/2}L + C_H H^2 V \quad (2.16)$$

Dalla fig 2.3 si vede che l'energia totale ha un minimo. Questo minimo è ricavato eguagliando la derivata rispetto a H della 2.16 a 0

$$(1 + k)U_e = \frac{4}{3}U_H \quad (2.17)$$

da cui esprimendo la 2.17 per U_H e imponendola uguale alla 2.15, si può ottenere una stima del campo magnetico

$$H_{eq} = \left[\frac{3}{4}(1 + k) \frac{C_{el}}{C_H} \right]^{2/7} \left(\frac{L}{V} \right)^{2/7} \quad (2.18)$$

Questo è detto campo magnetico di equipartizione dell'energia o condizione di energia minima, essendo l'energia totale minima ed essendo i contributi a questa del campo e delle particelle quasi gli stessi. Il valore dell'energia totale minima si ottiene sostituendo la 2.18 nella 2.11 ottenendo

$$U_{tot,min} = 2(1 + k)^{4/7} C_{el}^{4/7} C_H^{4/7} L^{4/7} V^{3/7} \quad (2.19)$$

Si nota che sebbene la condizione di equipartizione permetta di calcolare con più precisione il campo magnetico rispetto al caso della frequenza di turn over dell'autoassorbimento precedentemente analizzato, anche questa ha i suoi limiti di accuratezza. Infatti bisogna tenere conto del fatto che l'ipotesi stessa di equipartizione dell'energia non è del tutto corretta, che il rapporto fra energia dei protoni ed energia degli elettroni resta sconosciuto, e che non è nota la geometria esatta della struttura così come la frazione di volume effettivamente riempita di particelle e campo, né l'intervallo in cui si estende lo spettro di energia degli elettroni relativistici.

2.4 Synchrotron Self-Compton

Il Compton inverso è il processo di scattering per il quale un elettrone che possiede molta più energia cinetica rispetto ad un fotone che interagisce con esso vi trasferisce parte della sua energia. Questa energia persa dagli elettroni per mezzo dell'inverse Compton risulta essere, siano σ_T la sezione d'urto Thomson e U_{ph} la densità di energia dei fotoni

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right)_{IC} = \frac{4}{3} c \sigma_T \gamma^2 \beta^2 U_{ph} \quad (2.20)$$

La 2.20 è molto simile alla 1.9, e facendo il rapporto fra le emissioni per i due processi si ottiene

$$\frac{(d\varepsilon/dt)_S}{(d\varepsilon/dt)_{IC}} = \frac{U_H}{U_{ph}} = \frac{L_{radio}}{L_x} \quad (2.21)$$

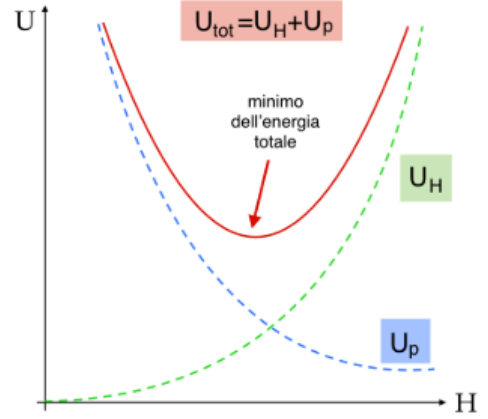


Figura 2.3: Energia totale di una regione che emette per sincrotrone (Ceccotti, [7]).

questo rapporto indica che se la sorgente è compatta e luminosa gli stessi elettroni che fanno emissione di sincrotrone possono cedere parte della loro energia per scattering di Compton inverso. Inoltre il rapporto ci permette di valutare U_H e quindi il campo magnetico. Si può considerare la perdita energetica dovuta alla combinazione dei due processi

$$-\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{S+IC} = \frac{4}{3}c\sigma_T\gamma^2\beta^2(U_H + U_{ph}) \quad (2.22)$$

e il suo tempo di raffreddamento

$$t^*_{S+IC} = \frac{\varepsilon}{d\varepsilon/dt} \approx \frac{1}{\varepsilon^*} \frac{1}{H^2 + 8\pi U_{rad}} \quad (2.23)$$

Si nota che essendo la sorgente compatta, l'emissione viene autoassorbita come visto in precedenza. Ma se si considera il rapporto inverso alla 2.21 e si esprime in termine di temperatura di brillanza della sorgente radio, si nota che

$$\frac{(d\varepsilon/dt)_{IC}}{(d\varepsilon/dt)_S} \propto \left(\frac{T_B}{10^{12}K}\right)^5 \quad (2.24)$$

questo risultato dice che in una sorgente in cui la temperatura di brillanza supera i $10^{12}K$ le perdite energetiche per Compton inverso superano quelle per sincrotrone, e quindi i fotoni poco energetici prodotti dal sincrotrone subiscono scattering verso i raggi X a causa degli stessi elettroni relativistici, e la sorgente irradia prevalentemente nella banda X e molto meno in quella radio. La vita media degli elettroni espressa nella 2.23 decresce a causa delle perdite di energia per Compton Inverso e quindi la radiosorgente si raffredda rapidamente. Questo vorrebbe dire che non si dovrebbe essere capaci di osservare sorgenti radio compatte con temperatura di brillanza superiore a $10^{12}K$, le quali subirebbero perdite catastrofiche per Compton inverso, secondo quella che è appunto detta catastrofe Compton.

In realtà non c'è nessuna catastrofe e di sorgenti radio a temperature più elevate di $10^{12}K$ se ne osservano. Questo perché alcune sorgenti sono viste muoversi a velocità superiori a c , ovvero sono in cosiddetto moto superluminare, per via di effetti relativistici. Inoltre bisogna tenere conto del beaming relativistico, per il quale la temperatura e la frequenza osservate vengono influenzate da un fattore k dovuto all'effetto Doppler relativistico, e quindi se questo è molto maggiore di 1, essendo che il rapporto 2.24 $\propto T^5$, è molto facile che il valore osservato superi il caso limite di $T = 10^{12}K$ senza che si verifichi alcuna catastrofe.

2.5 Evoluzione temporale e perdite radiative

Si sa che particelle che irradiano spendono parte della loro energia cinetica, per cui la distribuzione di energia di una regione di volume V contenente un plasma relativistico magnetizzato che emette per sincrotrone dipende dal tempo. Ma nel caso generale questo non è l'unico contributo alla perdita di energia degli elettroni

$$Q(\varepsilon, t) = \frac{\partial N(\varepsilon, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{d\varepsilon}{dt} N(\varepsilon, t) \right) + \frac{N(\varepsilon, t)}{T_{conf}} \quad (2.25)$$

Nella 2.25, a secondo membro il primo termine indica il flusso di particelle che attraversa il volume, il secondo le perdite di energia per via della radiazione emessa e il terzo rappresenta la dispersione delle particelle. L'intero membro di destra indica quindi la popolazione di particelle generata al tempo iniziale e come questa varia nel tempo. Il membro di sinistra va considerato a seconda del caso in cui ci sia rifornimento di energia, in base alla generazione di nuove particelle relativistiche, e indica l'iniezione di queste. Bisogna quindi fare la distinzione per il caso in cui l'iniezione sia unica e quello in cui sia continua.

2.5.1 Iniezione unica

Se si considera un'unica iniezione di particelle iniziale al tempo t_0 , allora saranno nulli sia il termine di iniezione che quello di dispersione. Inoltre si assume la distribuzione delle particelle a legge di potenza

$$Q(\varepsilon, t) = 0 \quad T_{conf} = \infty \quad N(\varepsilon, 0) = N_0 \varepsilon^{-\delta} \quad (2.26)$$

per cui la 2.25 diventa

$$0 = \frac{\partial N(\varepsilon, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{d\varepsilon}{dt} N(\varepsilon, t) \right) \quad (2.27)$$

dalla 1.9 si ha

$$-\frac{d\varepsilon}{dt} = C_s \varepsilon^2 H^2 \sin^2 \theta \quad (2.28)$$

con $C_s = 2e^4/(3m_e^4 c^7)$ energia delle particelle, ovvero degli elettroni. Integrando la 2.28 si ricava l'energia delle particelle in funzione del tempo

$$\varepsilon(t) = \frac{\varepsilon_0}{1 + \varepsilon_0 C_s H^2 \sin^2 \theta} \quad (2.29)$$

e si può quindi ricavare il tempo di raffreddamento delle particelle, o di vita media

$$t^* = \frac{\varepsilon_0}{d\varepsilon/dt} = \frac{\varepsilon_0}{C_s \varepsilon_0^2 H^2 \sin^2 \theta} = \frac{1}{C_s \varepsilon_0 H^2 \sin^2 \theta} \quad (2.30)$$

Si nota che poiché $t^* \propto \varepsilon_0^{-1}$, particelle più energetiche avranno una vita media inferiore rispetto ad altre con energia iniziale inferiore. Questo vuol dire che spostandosi a sinistra dello spettro di sincrotrone le energie diminuiscono e i tempi aumentano, e ciò indica che alla frequenza corrispondente al tempo t^* , indicata come ν^* o frequenza di cut off, ogni gruppo di particelle ad una data energia ε^* si sposterà alla sinistra della propria frequenza ν^* e alla sua destra non si osserveranno più particelle a quell'energia.

Questo spostamento non avviene in ugual modo per tutte le energie; proprio perché la vita media delle particelle dipende dalla loro energia, quelle meno energetiche impiegheranno più tempo a spostarsi ad energie inferiori.

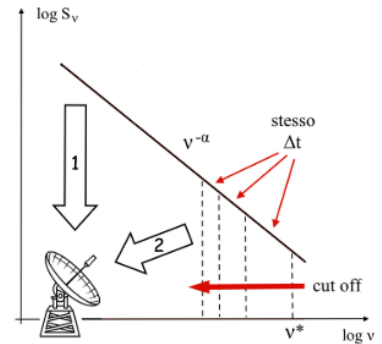


Figura 2.4: Spettro di sincrotrone modificato dalle perdite energetiche (Ceccotti, [7]).

Osservando con un radiotelescopio la radiazione 1 di fig. 2.4 sarà possibile vedere tutte le particelle, mentre analizzando la radiazione 2 si potranno vedere solo le popolazioni più giovani, o nessuna particella nel caso in cui la regione sia abbastanza vecchia da avere perso tutte quelle più energetiche che possedeva. In questo senso la frequenza di cut off può essere considerata un segno di invecchiamento spettrale.

2.5.2 Iniezione continua

Si considera ora il caso in cui ci sia continuo rifornimento di particelle relativistiche a legge di potenza, mantenendo le assunzioni sul tempo di confinamento e la distribuzione iniziale a legge di potenza per le particelle

$$Q(\varepsilon, t) = A\varepsilon^{-\delta} \quad T_{conf} = \infty \quad N(\varepsilon, 0) = N_0\varepsilon^{-\delta} \quad (2.31)$$

adesso la 2.25 ha primo membro diverso da zero

$$A\varepsilon^{-\delta} = \frac{\partial N(\varepsilon, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{d\varepsilon}{dt} N(\varepsilon, t) \right) \quad (2.32)$$

A questo punto l'emissività di sincrotrone diventa

$$\begin{aligned} J_s(\nu) &\approx \nu^{-(\delta-1)/2} = \nu^{-\alpha} & \nu &\ll \nu^* \\ J_s(\nu) &\approx \nu^{-\delta/2} = \nu^{-(\alpha+0.5)} & \nu &> \nu^* \end{aligned} \quad (2.33)$$

Come si vede in fig. 2.5, l'effetto dell'iniezione continua di particelle è quello di modificare lo spettro, che non presenta più un cut off netto ma un break, e per questo ν^* è rinominata frequenza di break. Questa frequenza corrisponde ad un tempo caratteristico in cui ci si trova in equilibrio tra le particelle che si spostano ad energie minori e quelle dell'iniezione costante. Le fasi di invecchiamento sono illustrate in fig. 2.6.

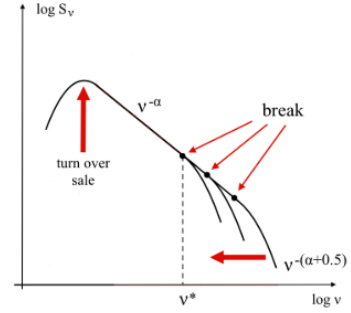


Figura 2.5: Spettro di sincrotrone autoassorbito modificato dalle perdite energetiche e dall'iniezione continua (Ceccotti, [7]).

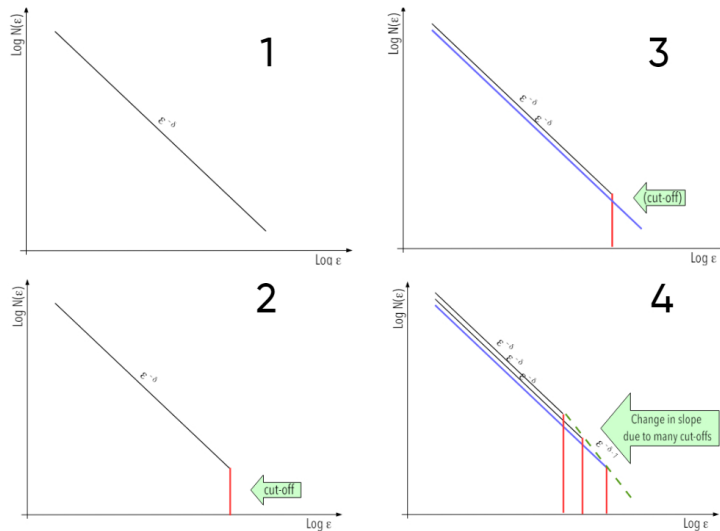


Figura 2.6: Funzionamento dell'invecchiamento spettrale dell'emissione sincrotrone (Dallacasa, [5]).

In 1 la distribuzione è quella normale a legge di potenza per il sincrotrone; in 2 si crea il cut off per via delle perdite energetiche degli elettroni a energie maggiori. In 3 il cut off si sposta verso sinistra e contemporaneamente alle energie superiori sono iniettate nuove particelle relativistiche, per cui invece di un cut off netto si determina una distribuzione a legge di potenza più ripida con indice spettrale $-\alpha - 0.5$. La situazione si ripete analogamente per le nuove generazioni di plasma finché dopo molti cut off successivi la legge di potenza subisce un cambio di inclinazione in 4. Lo spettro finale risulta tanto più "linearizzato" tanto più la radiosorgente è vecchia, e attraverso la frequenza di break è possibile quindi fare una stima dell'età e studiare la formazione e l'evoluzione delle radiosorgenti in base ad essa.

2.6 Polarizzazione della radiazione

La radiazione emessa da una singola carica è polarizzata ellitticamente, con verso destrorso o sinistrorso in base alla posizione della linea di vista rispetto al suo cono di radiazione, eccetto se si trova parallela ad essa, caso in cui la polarizzazione risulta lineare. Tuttavia, essendo che la distribuzione delle particelle non varia troppo rispetto all'angolo di pitch, i coni di emissione contribuiscono in maniera equivalente in entrambi i lati della linea di vista, sinistrorso e destrorso, e la componente circolare della polarizzazione viene eliminata⁵.

La radiazione appare quindi polarizzata linearmente con vettore elettrico perpendicolare al campo magnetico, e la forte polarizzazione lineare è proprio una caratteristica distintiva dell'emissione di sincrotrone. Una misura della percentuale di polarizzazione permette di stimare l'ordine del campo magnetico in una radiosorgente e di tracciarne una mappa. Si può caratterizzare completamente la radiazione utilizzando le potenze in unità di frequenza nelle direzioni parallela e perpendicolare al campo magnetico, integrando sulla distribuzione di energia degli elettroni. Il grado di polarizzazione lineare ottenuto è dato da

$$\Pi = \frac{P_{\perp} - P_{\parallel}}{P_{\perp} + P_{\parallel}} = \frac{J_G}{J_F} = \frac{\delta + 1}{\delta + 7/3} \quad (2.34)$$

Se si considera $\delta = 2.5$, il grado di polarizzazione corrispondente è $\Pi = 0.72$. In realtà le radio sorgenti osservate arrivano a circa $\Pi = 0.20$; questo perché il valore è influenzato dall'omogeneità del campo magnetico: integrando sul piano della sorgente, eventuali campi magnetici disordinati possono portare alla cancellazione di alcuni vettori \vec{H} riducendo il grado di polarizzazione. Un'ulteriore modifica del grado individuato è data dalla rotazione di Faraday, infatti essendo che una polarizzazione lineare può essere considerata come la sovrapposizione di due componenti polarizzate circolarmente, con l'introduzione di uno sfasamento relativo per effetto Faraday si causa una differenza di fase tra il raggio polarizzato sinistro e quello destro. Quando i due raggi vengono sovrapposti dopo questo sfasamento, il risultato è un fascio polarizzato linearmente come all'inizio, ma con una rotazione della direzione di polarizzazione.

⁵Nei casi di sorgenti molto compatte rimane un residuo della polarizzazione circolare, che va stimato separatamente.

Capitolo 3

Applicazioni del sincrotrone

L'emissione di sincrotrone permette lo studio delle caratteristiche di molte radio sorgenti di origine diversa, in particolare sulla loro composizione e su eventuali campi magnetici presenti. In questo ultimo capitolo si riportano alcune di queste sorgenti che vengono studiate in parte grazie alla loro emissione di sincrotrone, facendo almeno un esempio astrofisico ciascuno, in particolare i resti di supernovae, le pulsar e i nuclei galattici attivi (AGN).

3.1 Resti di supernovae

Si definisce resto di supernova il materiale rimasto in seguito all'esplosione di una supernova, generata da una stella massiccia o da un sistema binario di nane bianche. Queste regioni contengono in genere sia particelle relativistiche, accelerate dall'onda d'urto dell'esplosione, che campi magnetici, generati dall'interazione fra il materiale espulso e il mezzo interstellare. Queste sono le condizioni necessarie perché ci sia radiazione di sincrotrone, la cui osservazione fornisce informazioni sull'ambiente del mezzo interstellare e sulle supernovae stesse.

3.1.1 Il resto di supernova Cassiopea A

Un esempio di resto di supernova in cui si osserva emissione di sincrotrone è Cassiopea A [10], fig. 3.1, la più brillante radiosorgente extrasolare del cielo a frequenze superiori a 1 GHz. Studiando la polarizzazione dell'emissione di Cassiopea A si è riusciti a fare una descrizione precisa della struttura interna dell'oggetto.

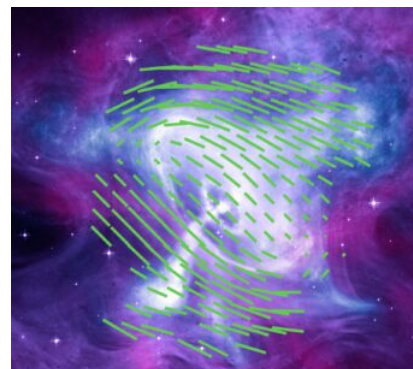
La direzione della polarizzazione indica la direzione dei campi magnetici all'interno del resto di supernova e il grado di polarizzazione quanto questi siano ordinati. I radiotelescopi hanno mostrato l'origine caotica dei campi magnetici di Cassiopea A, rivelando un grado di polarizzazione di $\Pi = 0.05$. Questi hanno anche permesso di scoprire che il campo magnetico del resto di supernova ha le linee di campo orientate radialmente dal centro ai bordi esterni.



Figura 3.1: Immagine composta del resto di supernova Cassiopea A (X-ray: Chandra; Nasa/Cxc/Sao, Ixpe: Nasa/Msfc/J. Vink et al.; Optical: Nasa/Stsci).

3.2 Pulsar

Le pulsar rappresentano una delle fasi finali dell'evoluzione stellare, in particolare sono delle stelle di neutroni che si trovano in rapida rotazione, in cui i forti campi magnetici emettono dei fasci di radiazione elettromagnetica dai poli. In questo caso, le particelle cariche vengono accelerate dalle pulsar dagli elevati campi elettrici e dalla sua magnetosfera, e insieme ai campi magnetici estremamente elevati presenti nelle regioni delle pulsar generano emissione di sincrotrone. Il suo studio dà fondamentali informazioni sulle condizioni estreme dei campi magnetici e delle particelle relativistiche che caratterizzano questi oggetti.



3.2.1 La pulsar del Granchio

La pulsar del Granchio [11] fig. 3.2, che è una stella di neutroni relativamente giovane situata al centro della Nebulosa del Granchio, è esemplare per questo tipo di processo. Il telescopio spaziale Imaging X-ray Polarimetry Explorer (Ixpe), nato dalla collaborazione tra la Nasa e l'Agenzia spaziale italiana (Asi), ha osservato il cuore della Nebulosa del Granchio e ne ha ricostruito per la prima volta la struttura del campo magnetico grazie allo studio dell'emissione di raggi X polarizzati.

Figura 3.2: La Nebulosa del Granchio osservata nei raggi X dal telescopio Chandra. Le barre verdi indicano la struttura del campo magnetico misurato dalla missione IXPE (Chandra/Nasa/Ixpe/Bucciantini et al.).

3.3 Nuclei galattici attivi

I nuclei galattici attivi (AGN) sono regioni centrali estremamente luminose di alcune galassie, che vengono alimentate dal materiale fornito dall'accrescimento di buchi neri supermassicci. Sotto la categoria AGN vi si trovano radio galassie, quasar, blazar e galassie di Seyfert.

L'accrescimento dei buchi neri di questi oggetti può portare il materiale a velocità relativistiche; mentre la materia nel disco di accrescimento ionizzata e in moto turbolento e l'eventuale rotazione del buco nero supermassiccio generano campi magnetici. Ancora una volta ci sono quindi le basi per emissione di sincrotrone.



3.3.1 Il blazar BL Lacertae

Un esempio di AGN che mostra emissione di sincrotrone è BL Lacertae [12], fig. 3.3, un blazar, tipo di nucleo galattico attivo estremamente luminoso e la cui luminosità cambia su scale temporali di ore o giorni. L'emissione di BL Lacertae mostra uno spettro di potenza tipico dell'emissione di sincrotrone, con un'ampia distribuzione spettrale che si estende dalle onde radio

Figura 3.3: Rappresentazione del getto di BL Lacertae (Iris Nieh).

fino ai raggi γ . Inoltre le osservazioni sulla polarizzazione del segnale radio e ottico confermano la natura dell'emissione di sincrotrone, che si sa essere intrinsecamente polarizzata. Le osservazioni nella banda radio, dominata dall'emissione di sincrotrone, sono cruciali per comprendere le proprietà fisiche dei jet magnetici, insieme ad altre osservazioni a diverse frequenze. Inoltre nei blazar come BL Lacertae la radiazione di sincrotrone è amplificata enormemente dall'effetto del beaming, a causa della velocità ultrarelativistica dei jet, che nel blazar in esame puntano quasi direttamente verso la Terra, amplificando ulteriormente la luminosità osservata e la variabilità temporale.

3.3.2 La radiogalassia Cygnus A

Cygnus A [13], fig. 3.4 è stata la prima radiogalassia ad essere stata scoperta, ed è il secondo oggetto più luminoso che emette nel radio. Lo studio dell'emissione in questa banda ha mostrato che in molte radiogalassie essa proviene da due regioni estese dette radiolobi, ovvero due getti di gas che si estendono per migliaia di anni luce in modo simmetrico rispetto al centro della galassia.

Nel caso di radiosorgenti estese, è possibile calcolare l'età dei getti ed esaminarne la struttura interna e la loro interazione con il mezzo intergalattico, anche grazie alla loro emissione di sincrotrone.

L'emissione di una radiogalassia non dura molto a lungo, a meno che gli elettroni non vengano continuamente rimpiazzati; si ritiene infatti che la fase da radiogalassia non sia altro che una della vita intera della galassia. Cygnus A è l'esempio più vicino di galassia potente che emette nel radio, dieci volte più vicina di ogni altro oggetto con emissioni altrettanto forti.

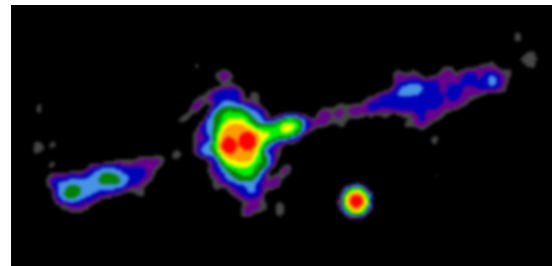


Figura 3.4: Immagine del VLA della regione centrale della potente radio galassia Cygnus A (Carilli et al., NRAO/AUI/NSF).

3.3.3 Il quasar 3C 273

Un altro tipo di AGN, simili al blazar come luminosità ma meno variabile nel tempo, sono i quasar. Il quasar 3C 273 [14], fig. 3.5, primo mai identificato, è stato studiato per decenni, essendo l'oggetto più vicino utile per poter analizzare i getti di questo tipo di nuclei galattici attivi. 3C 273 è una potente sorgente radio, e la sua emissione in questo spettro è dominata dalla radiazione di sincrotrone generata nei suoi getti relativistici. Lo studio di quasar come quello citato anche attraverso la loro emissione di sincrotrone permette di studiare la forma, la collimazione e l'accelerazione dei getti relativistici al loro interno nonché di comprendere la loro intera struttura ed evoluzione.

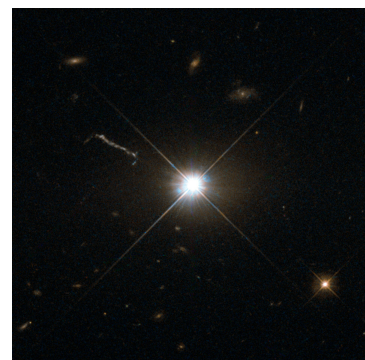


Figura 3.5: Immagine del quasar 3C 273 (Hubble's Wide Field and Planetary Camera 2 (WFPC2)).

Bibliografia

- [1] Carla Fanti e Roberto Fanti. *“Una finestra sull’Universo «Invisibile»”* 2012;
- [2] Rybicki G. B., Lightman A. P. *Radiative Processes in Astrophysics* Weinheim, 2004;
- [3] Longair M. *High Energy Astrophysics* Cambridge University Press, 2011;
- [4] A. L. Robinson. *“History of Synchrotron Radiation”* 2015;
- [5] D. Dallacasa. *Processi di radiazione e MHD. Appunti e slide del corso* 2023;
- [6] Gabriele Ghisellini. *Radiative Processes in High Energy Astrophysics* Springer International Publishing, 2013;
- [7] Emilio Ceccotti. *Processi di radiazione e MHD. Appunti di Emilio Ceccotti* 2017;
- [8] <https://scienzapertutti.infn.it/schede-approfondimento/925-un-po-di-storia-della-luce-di-sincrotrone-una-scoperta-per-caso>;
- [9] International Union of Pure and Applied Chemistry. *“synchrotron radiation”* in *IUPAC, Compendium of Chemical Terminology* 3rd ed. 2006;
- [10] Ufficio stampa INAF. *Scrutando nel campo magnetico d’una supernova* 2022;
- [11] Ufficio stampa INAF. *Nebulosa del Granchio, magnetismo senza segreti* 2023;
- [12] Ufficio stampa INAF. *BL Lacertae, il blazar con il getto sinuoso* 2022;
- [13] Ufficio stampa INAF. *Tana per il toro di polvere di Cygnus A* 2019;
- [14] Ufficio stampa INAF. *Antenne in ascolto del cuore del primo quasar* 2022.