

ALMA Mater Studiorum
Università degli Studi di Bologna

SCUOLA DI SCIENZE

Corso di Laurea in Astronomia

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Emissione di Sincrotrone e
Applicazioni Astrofisiche

Elaborato Finale

Candidato:
Alberto ACUTO

Relatore:
Prof. Daniele DALLACASA

Daniele Dallacasa

THE UNIVERSITY OF MICHIGAN
LIBRARY

Introduzione

Il processo di radiazione di sincrotrone, così come il Bremsstrahlung, l'Inverse Compton e la Radiazione da Corpo Nero, è uno dei principali elementi che caratterizzano l'astrofisica osservativa, specialmente la *Radioastronomia*. Lo studio di questa attività risulta essere estremamente interessante poiché si possono avere molte informazioni relative al campo magnetico della sorgente che ha generato l'impulso del sincrotrone stesso.

Indice

1	Background Fisico	3
1.1	La fisica dietro al Sincrotrone	3
1.2	Emissione da singola particella	4
1.3	Emissione da un insieme di particelle relativistiche	5
1.4	Meccanismi di Accelerazione	6
2	Peculiarità dell'emissione di Sincrotrone	8
2.1	Polarizzazione dell'emissione	8
2.2	Evoluzione dello Spettro e Ageing	9
2.3	Autoassorbimento e SSC	10
	2.3.1 Synchrotron Self-Compton	11
3	Applicazioni Astrofisiche	12
3.1	Supernovae	12
3.2	Le Pulsar	14
	3.2.1 Emissione di Giove	14
3.3	Radio galassie	15
	3.3.1 Ammassi di Galassie	16

Capitolo 1

Background Fisico

1.1 La fisica dietro al Sincrotrone

Il sincrotrone è un processo generato da particelle cariche elettricamente che vengono decelerate in un campo magnetico, liberando fotoni che noi rileviamo tramite i radiotelescopi. Le particelle cariche, ovvero elettroni e positroni, in un campo magnetico hanno un moto elicoidale a causa della forza di Lorentz.

$$F_{Lorentz} = \frac{q}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{H} \quad (1.1)$$

La q corrisponde alla carica della particella, c è la velocità della luce nel vuoto ($\sim 3 \times 10^{10} cm/s$) e H è il campo magnetico, misurato in microGauss (H , così come v , è un vettore). Dallo studio del prodotto vettoriale della equazione (1.1) si ottengono due relazioni:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{q}{c} v_{\perp} H_{\parallel} \quad (1.2)$$

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{q}{c} v_{\parallel} H_{\perp} = 0 \quad (1.3)$$

da cui si capisce che le particelle si muovono lungo la direzione del campo \mathbf{H} e hanno una velocità perpendicolare diversa da zero, cioè sono in un moto circolare. Per corpi ad una velocità non paragonabile alla velocità della luce questa relazione è quantomai soddisfacente, e questo tipo di emissione è detto di *Ciclotrone*; però per cariche relativistiche o ultrarelativistiche bisogna introdurre le dovute correzioni. L'equazione che determina la quantità di energia irradiata è la *formula di Larmor* (già in forma relativistica):

$$P = \frac{dW}{dt} = \frac{2q^2}{3m^2c^3} \gamma^2 \left(\frac{d^2p}{dt^2} \right)^2 \quad (1.4)$$

dove γ è il fattore di Lorentz ed equivale a $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$. Dalla formula di Larmor si vede immediatamente che le particelle più leggere emettono maggiore energia, quindi è lecito considerare solamente gli elettroni e trascurare i protoni. Introducendo la forza di Lorentz nell'equazione (1.4) si trova:

$$(-)\frac{dW}{dt} = \frac{2q^4}{3m^2c^5}\gamma^2\mathbf{v}H_{\perp}^2 \quad (1.5)$$

ma essendo la carica (ultra)-relativistica si possono approssimare \mathbf{v} con c , $\beta \approx 1$ e γ con 1 , da cui si ottiene:

$$(-)\frac{dW}{dt} = \frac{2q^4}{3m^2c^2}H_{\perp}^2 \quad (1.6)$$

in cui perdita di energia viene misurata in *erg/s* mentre il campo magnetico in $\mu\mathbf{G}$ (Gauss).

1.2 Emissione da singola particella

Il moto elicoidale della particella nel campo magnetico causa la creazione di impulsi che vengono ricevuti dall'osservatore. Dallo studio di queste emissioni si possono ottenere moltissime informazioni, come la velocità di rotazione, il raggio di rotazione e il tempo nel quale questo viene emesso.

L'impulso viene rilevato solamente quando l'osservatore si trova lungo la linea di vista prossima al piano dell'orbita dell'elettrone e dentro ad un cono di apertura $1/\gamma$ nella direzione della velocità istantanea. Spieghiamo per bene questo concetto: a causa delle alte velocità delle particelle, l'impulso può subire un affievolimento o un *boosting Doppler* dovuto alla variazione della distribuzione della potenza irradiata, che nel caso classico è confrontabile con quella di dipolo (Vedi figura 1.1).

Quindi, se chiamiamo gli angoli delle distribuzioni della radiazione α e α' (nel primo caso la particella è in moto non relativistico, nel secondo è in moto relativistico) si ha una relazione che definisce di quanto il primo varia:

$$\tan(\alpha) = \frac{\sin \alpha' \sqrt{1 - \beta^2}}{\cos \alpha' + \beta} = \frac{\sin \alpha'}{\gamma(\cos \alpha' + \beta)} \quad (1.7)$$

questo fenomeno è detto *aberrazione relativistica*. I due angoli coincidono solo quando $\beta = 0$, mentre in tutti gli altri casi metà della radiazione emessa è concentrata in un cono di semiapertura $1/\gamma$, l'altra metà è distribuita nel restante spazio (4π steradiani):

1.3. EMISSIONE DA UN INSIEME DI PARTICELLE RELATIVISTICHE 5

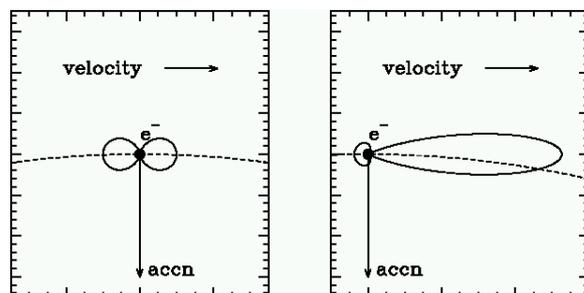


Figura 1.1: *effetti del Boosting Doppler, nel caso di velocità non relativistiche e relativistiche*

$$\tan(\alpha) = \frac{1}{\gamma} = \frac{m_e c^2}{\mathcal{E}} \approx \alpha \quad (1.8)$$

Poichè l'osservatore risulta essere fisso rispetto alla sorgente, si ottiene l'andamento a impulsi della radiazione con un tempo caratteristico pari a:

$$\tau = \Delta t_2 - \Delta t_1 = \Delta \theta \times v_{rel} \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{c} \right) = \frac{\Delta \theta}{\omega_{rel}} (1 - \beta^2) \quad (1.9)$$

Facendo l'analisi di Fourier dell'impulso ricevuto si trova la distribuzione spettrale della radiazione, in cui si evidenzia un andamento continuo (quindi monocromatico) fino ad una frequenza critica ($\approx \frac{3}{4\pi} \frac{1}{\tau} = 6.24 \times 10^{18} \mathcal{E}^2 H$) che però non coincide con quella di massimo che, invece, è $\nu_m = \nu_{crit}/3$.

1.3 Emissione da un insieme di particelle relativistiche

Il processo trattato precedentemente era riferito ad una singola particella. Nel caso di un insieme di particelle, però, bisogna fare una precisazione: se non ci sono effetti collettivi che caratterizzano questo ensemble, ovvero se ogni particella emette indipendentemente dalle altre, per l'emissione globale è sufficiente sommare i singoli contributi.

Il *Sincrotrone* è un processo non-termico, ovvero si ha una distribuzione di energia indipendente da una Maxwelliana. Si consideri, coerentemente con le osservazioni e con i risultati empirici, una distribuzione energetica a legge di potenza:

$$N(\mathcal{E}) = N_0 \mathcal{E}^{-\delta} \quad (1.10)$$

dove $\mathcal{E} = \gamma mc^2$ è l'energia di una carica in moto, e N_0 è la densità numerica delle particelle. Sotto l'ipotesi, abbastanza realistica, che tutte queste particelle emettano alla frequenza caratteristica, si ottiene uno spettro globale pari a:

$$J_c(\mathcal{E}) = \frac{dW_c(\nu, \mathcal{E})}{dt} N(\mathcal{E}) \frac{d\mathcal{E}}{d\nu} \approx N_0 H^{\frac{\delta+1}{2}} \nu^{-\alpha} \quad (1.11)$$

dove α è detto *indice spettrale* dell'emissione, che è a se stante rispetto alle singole componenti, e vale $\frac{\delta-1}{2}$. Lo spettro finale è la sovrapposizione delle singole armoniche emesse alla frequenza caratteristica, in cui si evidenzia estremamente bene il profilo a legge di potenza (vedi figura 1.2).

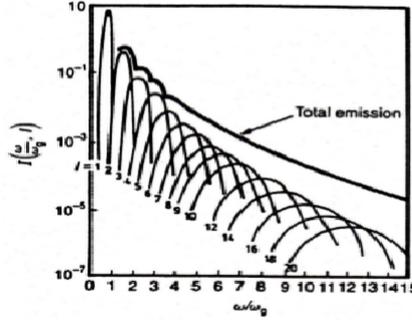


Figura 1.2: Sovrapposizione delle singole armoniche (Befeki, 1966, *Radiation Processes in Plasmas*).

1.4 Meccanismi di Accelerazione

Un fascio di particelle ad alte velocità può essere generato in diversi metodi. Qui esporrò brevemente alcuni processi che saranno alla base dei fenomeni astrofisici, più avanti trattati.

Accelerazione di Fermi Questo processo fu proposto dal noto fisico italiano. Gli elettroni, tramite urti con nubi di gas interstellare magnetizzato, vengono accelerati. In realtà non avvengono veri impatti in quanto gli elettroni, essendo carichi, interagiscono con il campo magnetico delle nubi, innescando un meccanismo simile ad un urto.

Questo fenomeno, presente in numerosi spettri di SNR (*Supernova Remnant*), può essere velocizzato tramite delle onde d'urto (accelerazione di Fermi di

I^a specie). Infatti il rilascio degli strati esterni della struttura stellare genera delle perturbazioni che interagiscono con le particelle cariche del mezzo cosmico e le accelera.

Torre Magnetica Questo processo è attualmente considerato il più attendibile per la formazione dei jets, tipiche emissioni degli AGNs (*Active Galactic Nuclei*), strutture all'interno delle quali un SMBH (*Super Massive Black Hole*) sta accrescendo materiale. Il campo magnetico è perpendicolare al disco di accrescimento del buco nero, perchè si presuppone che il materiale non si distribuisca in modo sferico ma sul piano equatoriale (per motivi di Magnetofluido dinamica); inoltre, a causa della rotazione di questo oggetto, si ha che le linee del campo magnetico vengono “stirate” in modo tale che si abbia un aumento dell'intensità del suddetto campo.

Rotatore Obliquo Questo tipo di processo, che è la principale causa di accelerazione delle Pulsar, fu proposto negli anni '60 da Pacini (1967, Nature). Esso presenta stelle di neutroni con momento di dipolo orientato diversamente dalla direzione di rotazione dell'oggetto, quando invece ci si aspetta che coincidano. L'accelerazione degli elettroni riduce l'energia cinetica di rotazione della struttura, causandone la decelerazione; il materiale usato per irradiare è quello rilasciato dagli strati esterni della stella che ha generato il corpo massiccio.

Capitolo 2

Peculiarità dell'emissione di Sincrotrone

Questo tipo di processo è caratterizzato da diverse peculiarità che facilitano il riconoscimento, come la radiazione polarizzata, l'evoluzione dello spettro e l'autoassorbimento.

2.1 Polarizzazione dell'emissione

Parlando di campi magnetici è veramente facile pensare subito alla polarizzazione, cioè alla direzione con la quale la radiazione elettromagnetica che si sta misurando sta ruotando. Informazioni relative alla polarizzazione sono fortemente influenzate dalla posizione dalla quale si riceve l'impulso: infatti se si fosse perfettamente paralleli all'asse di rotazione della carica, essendo il campo elettrico perpendicolare al campo magnetico, si avrebbe una radiazione polarizzata linearmente.

Generalmente si ha una polarizzazione ellittica che è la sovrapposizione tra quella circolare, derivante dal moto della particella, e quella lineare, derivante dal campo elettrico. Però a causa della natura totalmente casuale delle emissioni, la presenza di andamenti destrorsi e sinistrorsi tenderà ad eliminare la componente circolare, lasciando solo la componente lineare fortemente attenuata. Questo è il valore tipico della percentuale di polarizzazione intrinseca, m_{intr} , calcolata per una distribuzione isotropa di velocità, con P intensità del segnale polarizzato e I, invece, intensità globale del segnale:

$$m_{intr} = \frac{P}{I} = \frac{3\delta + 3}{3\delta + 7} = 0.7 \sim 0.8 \quad (2.1)$$

Per un campo magnetico uniforme e con un $\delta = 2.5$ (il range tipico va da 2 a 4) si ottiene un risultato pari al 70%.

Per concludere vorrei citare la *Rotazione di Faraday*, che è un effetto di polarizzazione dovuto al plasma nel quale un'onda elettromagnetica si sta propagando:

$$\Delta\phi = \lambda^2 \overbrace{\frac{2\pi q^3}{m_e^2 c^2} \int_L n_e H_{\parallel} dl}^{R.M.} \quad (2.2)$$

Dalla formula è evidente che essa è collegata alla densità elettronica, al campo magnetico nella direzione parallela al moto e alla quantità di materia attraversata (L). Questo effetto da un'indicazione di quanta polarizzazione è andata perduta per effetti dispersivi. Tipicamente si trova una perdita nella polarizzazione circolare in favore di una lineare, già presente nell'emissione di sincrotrone.

2.2 Evoluzione dello Spettro e Ageing

Come è stato detto, lo spettro di un insieme di elettroni relativistici assume un andamento a legge di potenza. Però, nel caso in cui la popolazione elettronica si sia impoverita in modo notevole, lo spettro ha un brusco calo, definito da una frequenza di Break dove il parametro α cambia.

La formulazione dell'andamento delle particelle è rappresentato dalla seguente formula:

$$\frac{\partial N(\mathcal{E}, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathcal{E}} \left(\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} N(\mathcal{E}, t) \right) + \frac{N(\mathcal{E}, t)}{T_{conf}} = Q(\mathcal{E}, t) \quad (2.3)$$

in cui

- $\frac{\partial N(\mathcal{E}, t)}{\partial t}$ indica il flusso di particelle;
- $\frac{\partial}{\partial \mathcal{E}} \left(\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} N(\mathcal{E}, t) \right)$ è la perdita netta di particelle per emissione;
- $\frac{N(\mathcal{E}, t)}{T_{conf}}$ è la *leakage*, perdita di particelle libere (trascurabile);
- $Q(\mathcal{E}, t)$ è l'*Injection*, cioè il rifornimento di nuove particelle.

Si noti che Q ha un andamento a legge di potenza e che T_{conf} è il *Tempo di Confinamento*, cioè il tempo necessario per costruire una distribuzione di velocità.

Le particelle hanno una vita media¹ pari a $T_p \propto \frac{1}{\epsilon_0 H^2}$ che mostra in modo evidente che le cariche più energetiche spariscono istantaneamente dallo

¹La vita media è considerata come il tempo necessario per dimezzare l'energia della particella.

spettro, emettendo fotoni molto energetici, mentre quelle meno energetiche hanno una maggiore longevità.

Valutando l'andamento dello spettro si evidenzia una frequenza di break ν_b dove l'inclinazione è differente:

$$\begin{cases} J_s \sim \nu^{-\alpha} & \text{per } \nu \ll \nu_b \\ J_s \sim \nu^{-\alpha-0.5} & \text{per } \nu > \nu_b \end{cases} \quad (2.4)$$

Questo suo irripidimento è un ottimo indicatore dell'età della radiosorgente, poichè permette di mettere in evidenza gli eventuali ripopolamenti della distribuzione.

2.3 Autoassorbimento e SSC

Si è sempre supposto che la radiazione uscente dalle diverse sorgenti non avesse interazioni con il materiale presente, ma in realtà non è così.

Infatti, ai fini della trattazione, bisogna considerare l'assorbimento (dovuto all'opacità τ) della radiazione da parte della sorgente stessa.

Questo fenomeno è estremamente comune in radiosorgenti compatte² dove la temperatura di brillanza è circa uguale a quella cinetica degli elettroni relativistici; quindi tramite il *Trasporto Radiativo* si ha:

$$B_s(\nu) = \frac{J_s(\nu)}{4\pi\mu_s(\nu)}(1 - e^{-\tau_s(\nu)}) \quad (2.5)$$

dove B è la brillanza dell'oggetto, J è l'emissività (già precedentemente trattata) e τ_s è la profondità ottica dell'ambiente. Il coefficiente di assorbimento μ_s ha queste dipendenze:

$$\mu_s \approx \nu^{-\frac{\delta+4}{2}} H_{\perp}^{\frac{\delta+2}{2}} N_0 \quad (2.6)$$

ed è caratteristico del sincrotrone.

Si possono differenziare due distinti regimi di comportamento, uno otticamente spesso ($\tau > 1$) tipico delle basse frequenze, e uno otticamente sottile ($\tau < 1$) nelle alte. Entrambi sono determinati da:

$$\begin{cases} B_s(\nu) \propto \nu^{\frac{5}{2}} H_{\perp}^{-\frac{1}{2}} & \text{se } \tau \gg 1 \\ B_s(\nu) \propto \nu^{-\alpha} H_{\perp}^{\frac{\delta+1}{2}} & \text{se } \tau \ll 1 \end{cases} \quad (2.7)$$

²Per radiosorgenti compatte si intendono Quasar o radiosorgenti isolate.

Il punto di unione tra i due profili fornisce una *frequenza di turn over* fondamentale per la determinazione del campo magnetico; a partire da questa espressione

$$H \approx \nu_{to}^5 \left(\frac{S_{to}}{\theta^2} \right)^{-2} (1+z) \quad (2.8)$$

è evidente che esso dipende da quantità facilmente misurabili come le dimensioni angolari dell'oggetto (θ), il flusso alla frequenza di turn over (S_{to}) e la distanza (*Redshift*, z).

2.3.1 Synchrotron Self-Compton

Il Synchrotron self-Compton è un complesso fenomeno dove i fotoni generati dall'emissione di sincrotrone aumentano l'energia, tramite Compton Inverso, degli elettroni della stessa sorgente.

Bisogna valutare quale dei due processi predomina sull'altro. Esiste un parametro η che definisce chi ha il controllo:

$$\eta = \frac{\left(\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} \right)_{IC}}{\left(\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} \right)_{sincr}} = \frac{u_{phot}}{u_H} \quad (2.9)$$

che è uguale alla potenza emessa per Inverse Compton su quella per sincrotrone; esso, inoltre, può essere usato per valutare la densità di energia del campo magnetico (u_H). Il fattore u_{phot}^3 è la densità di energia dei fotoni del fondo cosmico. Per $\eta < 1$ le perdite sono dominate dal sincrotrone, mentre per $\eta > 1$, si entra in un regime definito *Catastrofe Compton* dove le perdite per IC sono predominanti, e si ha una fortissima emissione nei raggi X e un notevole impoverimento del flusso radio. A causa di questo la sorgente subisce un brusco raffreddamento: se la temperatura della sorgente è superiore a $10^{12} K$ questo fenomeno è estremamente favorito.

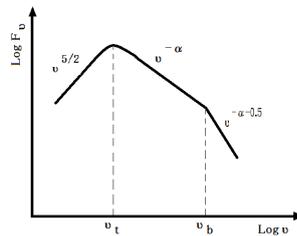


Figura 2.1: *Spettro teorico dell'emissione di sincrotrone, con autoassorbimento e presenza di un break spettrale*

³Questa ha un valore di circa $0.26 eV/cm^3$ ma ha una forte dipendenza dal redshift.

Capitolo 3

Applicazioni Astrofisiche

In questo capitolo conclusivo verranno analizzate le principali radiosorgenti che emettono per sincrotrone (e non solo). Proporremo esempi galattici, ovvero Supernova Remnant e Pulsar, ed esempi Extra galattici come le Radiogalaxies e Galaxy Cluster. Le principali differenze, a parte la natura astrofisica, saranno legate ai differenti campi magnetici (diversi anche di molti ordini di grandezza) e alla presenza o meno di meccanismi per l'accelerazione delle particelle (accelerazione di Fermi).

3.1 Supernovae

Iniziamo a valutare questi oggetti "locali".

Le *supernovae* sono delle violentissime esplosioni stellari; in questa situazione le stelle di una grande massa riescono a sintetizzare anche il ferro ma, venendo a mancare una sufficiente pressione interna, gli strati dell'*envelop* collassano sul *core* rilasciando del materiale nell'ambiente esterno. Questo fa sì che si possano formare delle shock wave⁴ le quali, comprimendo e scaldando l'environment, possono raggiungere temperature di $10^{6\sim 7}K$: tramite il meccanismo di Fermi (di I^a specie) gli elettroni vengono accelerati ad altissima velocità così da generare i **supernovae remnant**. In relazione alla temperatura si è pensato che questi oggetti potessero avere una forte emissione per Bremsstrahlung (emissione termica, dominante per i raggi X). Poiché le masse non risultavano sufficientemente alte (inferiori a $15M_{\odot}$) e poiché la radiazione risultava essere fortemente polarizzata, studi successivi hanno dimostrato che la principale fonte di emissione fosse, in realtà, il sincrotrone. I SNR (Supernovae Remnant) più conosciuti e studiati sono la *Crab Nebulae*,

⁴Le onde d'urto hanno velocità di circa $10^4 Km/s$.

la *Supernova di Keplero* e *Cas α* (In figura 3.1)⁵. Queste sono relativamente recenti e studiando la loro frequenza di break è stato possibile determinare il campo magnetico, che è risultato essere di circa $10^{-4} \sim 10^{-5}$ Gauss. Il *core* della stella che ha generato la supernova è estremamente massiccio e genera una struttura molto compatta: la *stella di neutroni*. Essa possiede un fortissimo campo magnetico e viene definita **Pulsar** se presenta dei periodi di rotazione brevi.

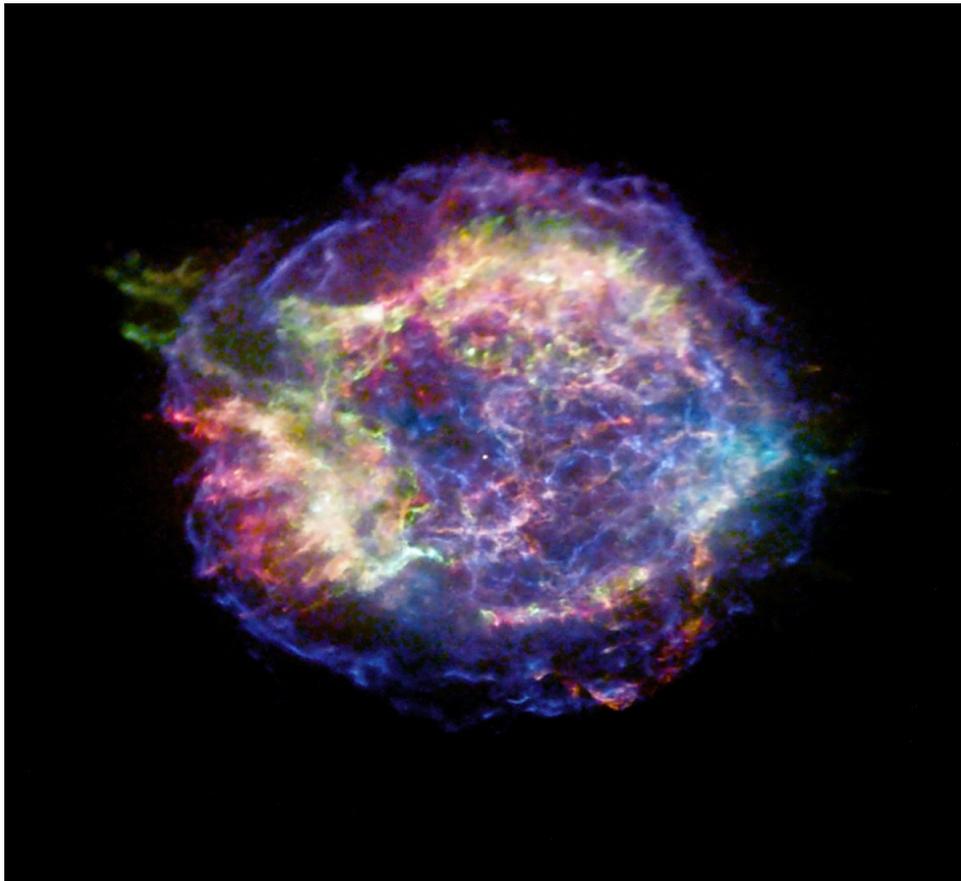


Figura 3.1: *Immagine della supernova Cas α , o Supernova di Tycho*

⁵Questa è la seconda radiosorgente più luminosa dopo il Sole.

3.2 Le Pulsar

Le Pulsar sono delle stelle di neutroni con una densità molto alta ($\sim 10^{14}g/cm^3$) e altissimo campo magnetico ($10^{12}G$), per cui sono in grado di accelerare particelle ad alte energie.

I periodi di rotazione sono assai brevi (si parla del millisecondo) e gli impulsi si verificavano ad intervalli regolari: da questi fattori ha origine il nome *PULSating Radio Sources*.

Il meccanismo per il quale vengono prodotte particelle relativistiche è il modello a rotatore obliquo; il tempo di permanenza del campo magnetico è dell'ordine di milioni di anni, però nel caso di accrescimento di materiale le pulsar possono tornare ad emettere, diventando *milli-second pulsar*. Il decadimento del campo fa sì che le pulsar di antica formazione emettano molto meno e quindi siano poco visibili; inoltre, per essere rilevate, è necessario che l'osservatore si trovi dentro al cono di emissione dell'oggetto. Tutto ciò ne complica l'individuazione.

Le caratteristiche dell'emissione da sincrotrone sono rintracciabili poichè la radiazione è a legge di potenza ed è fortemente polarizzata.

L'ampio spettro di frequenze irradiato dalle pulsar è un importante strumento per lo studio del mezzo nel quale esso si sta diffondendo. Infatti valutando la *Dispersion Measure* si può calcolare un valore medio del campo magnetico dell' interstellar medium (**ISM**):

$$D.M. = \int_L n_e dl \quad (3.1)$$

$$\langle H_{\parallel} \rangle \approx \frac{R.M.}{D.M} \quad (3.2)$$

dove R.M. è la rotation measure vista precedentemente (§ Eq. 2.2).

3.2.1 Emissione di Giove

Breve accenno sulle emissioni di Giove. Questo pianeta presenta una forte magnetosfera ⁶ che cattura il materiale rilasciato dal vento solare, un insieme di particelle cariche a velocità sostenute, e da Io, satellite con elevata attività vulcanica. Le particelle catturate rimangono intrappolate nella radiation belt e quindi possono emettere per sincrotrone rendendo il pianeta una debole **radio Pulsar**. In passato questa emissione venne usata per valutare l'energia degli elettroni all'interno dell'atmosfera di Giove.

⁶La magnetosfera di Giove è la più importante di tutto il Sistema Solare, seconda solo a quella del Sole, e si estende fino all'orbita di Saturno.

3.3 Radio galassie

Questo tipo di sorgenti radio è di origine extragalattica e si riferisce principalmente alle emissioni di due oggetti, le *giganti ellittiche* e i *Quasar*, il cui meccanismo di emissione è già stato trattato. Si presume che in tutte le galassie sia presente, al centro, un buco nero della massa di circa 1/1000 della massa globale della struttura e circa l'1% di questi risulta essere attivo (AGN, *Active Galactic Nuclei*). Di conseguenza essi hanno una forte emissione dovuta al fatto che il materiale "in caduta" si scalda ed emette radiazione. Le galassie ellittiche giganti hanno dei campi magnetici dell'ordine di $10^{-6}G$ e quindi mostrano una distribuzione abbastanza omogenea di radiazione di sincrotrone.

Valutiamo la composizione generale delle radiogalassie, considerando i quattro elementi principali che ne fanno parte:

1. **Lobi:** essi sono i residui della forte emissione centrale, si trovano sulla linea di uscita del core. Presentano un andamento a legge di potenza e una emissione non termica (sincrotrone);
2. **Core:** è la parte estremamente compatta del centro dell'oggetto e difficile da visionare risolta a causa delle piccole dimensioni. Nel caso dei BL Lac⁷ risulta essere la componente principale dell'emissione;
3. **Hot spot:** è una regione che può comparire nei lobi dove il materiale accelerato dal core urta con il materiale dell'ambiente. C'è una forte presenza di elettroni molto energetici e si ha una emissione X, derivante da Inverse Compton;
4. **Jets:** sono delle strutture allungate che collegano il core con i lobi, evincendone il moto e il campo magnetico. Ci sono casi in cui il flusso non è costante a causa di perdite.

Nell'immagine sottostante si può vedere la radiogalassia 3C 465 (nota anche come NGC 7720 e vista in falsi colori ad una frequenza di $1.4GHz$) dove si possono distinguere il core centrale e i jets che generano i lobi con degli hot spot abbastanza evidenti. Inoltre dall'andamento dei jets si è potuto capire che c'è un movimento della sorgente.

⁷Un Quasar visto Face-on.

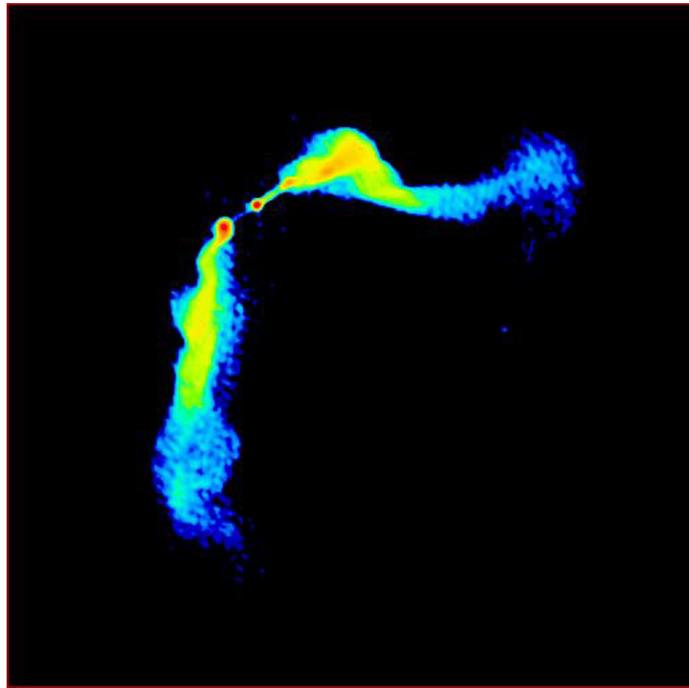


Figura 3.2: *3C 465*, immagine in falsi colori ottenuta con il VLA, da Bank J., Leahy J.P. 2003

In questo tipo di corpi astrofisici l'emissione da sincrotrone fa da padrone in tutte le loro componenti, ma sporadiche emissioni ad alta energia sono dovute ad Inverse compton (si vedano i lobi).

3.3.1 Ammassi di Galassie

Le galassie ellittiche sono le componenti principali degli *Ammassi Di Galassie*, ma comprendono solamente il 5% della massa complessiva della struttura. Infatti, circa 80% della massa totale è dominata dalla **Dark Matter**, e il rimanente 15% è composto da ICM (*Inter Cluster Medium*). Questi oggetti galattici presentano una forte emissione X dovuta alle alte temperature, e delle emissioni molto polarizzate (10 ~ 30%) associate al sincrotrone. Le emissioni sono localizzate nelle zone definite **Radio Relics**, che si trovano in una regione perpendicolare al centro dell'ammasso, e che si ritiene siano dovute ad onde d'urto provocate dal *merging* di due galassie o dall'acquisizione di un gruppo di galassie più piccole all'interno dell'ammasso. Sono

presenti anche altre diverse caratteristiche radio fra cui gli aloni, che sono di grandi dimensioni (dell'ordine del Mega Parsec) e sono associati all'emissione X, poichè non presentano una polarizzazione sufficiente per essere attribuita al sincrotrone.

Conclusioni

Questo è un piccolo scorcio della moltitudine di applicazioni e di studi che nel corso degli anni sono stati effettuati per conoscere l'evoluzione dell'universo, in cui il processo di emissione di Sincrotrone ha giocato un ruolo assai importante.

Gli scenari in cui il sincrotrone è stato trovato sono multipli: dalla vicina *Weak Pulsar* di Giove con il satellite Io (già studiata negli anni '60), alle Pulsar e alle galassie e agli ammassi di galassie, che sono gli oggetti più mastodontici dell'universo.

Con l'avvento di ALMA, SKA e di tutti i nuovi strumenti per la ricezione Radio speriamo di compiere un ulteriore salto di qualità, andando a indagare la fisica che guida il mondo dei processi di emissione per aver, alla fine, un piano molto più chiaro e ben delineato del funzionamento del nostro universo.

Bibliografia

- [1] Bank J. Leahy J.P. 2003, *DRAGN*;
- [2] Befeki G. 1966, *Radiation Processes in Plasmas*, Wiley;
- [3] Bradt H. 2008, *Astrophysics Processes: The Physics of Astronomical Phenomena*, Cambridge University Press;
- [4] Carroll B.W. Ostlie D.A. 2007, *An introduction to Modern Astrophysics, second Edition*, Pearson Addison-Wesley;
- [5] Kraus J.D. 1986, *Radio Astronomy, second edition*, Cygnus-Quasar Books;
- [6] Kutner M.L. 2003, *Astronomy: A Physical Perspective*, Cambridge University Press;
- [7] Longair M.S. 2011 *High-Energy Astrophysics, Third Edition* Cambridge University Press;
- [8] Rybicky G.B. Lighthman A.P. 1979 *Radiative Processes in Astrophysics*, Wiley-VCH;
- [9] Vietri M. 2008 *Fundation of High Energy Astrophysics*, The University Of Chicago Press;