

Alma Mater Studiorum - Università di Bologna

Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

Campi Magnetici in Astrofisica

Tesi di laurea

Presentata da:
Marianna Aiello

Relatore:
**Chiar.ma Prof.ssa
Marcella Bursa**

Appello II
Anno Accademico 2022-2023

Abstract

I campi magnetici pervadono tutti i corpi celesti e lo spazio che li separa. Oltre i confini del sistema solare è difficile ottenere misure dirette di campi magnetici; come in altri problemi dell'astrofisica si presenta la necessità di trovare metodi per studiare i campi magnetici tramite i loro effetti sulla radiazione elettromagnetica, che rappresenta un canale privilegiato attraverso il quale conoscere l'universo. In questa tesi vengono analizzati i principali metodi di rilevazione dei campi magnetici nel mezzo interstellare e le principali applicazioni per lo studio del campo magnetico della Via Lattea.

Contents

1	Introduzione	1
1.1	Lo studio dei campi magnetici galattici	2
1.2	Prime evidenze sperimentali	2
2	Processi di radiazione in presenza di Campo Magnetico	4
2.1	Sincrotrone	4
2.1.1	Dal ciclotrone al sincrotrone	4
2.1.2	Emissività specifica di una sorgente	7
2.1.3	La stima di intensità del campo magnetico	8
2.1.4	Polarizzazione della radiazione e direzione del campo	8
2.2	Effetto Zeeman	9
2.2.1	La riga a 21cm di HI	10
3	Propagazione delle onde elettromagnetiche in un plasma	12
3.1	La Rotazione di Faraday	12
3.1.1	Stima della distanza percorsa nel plasma	13
3.2	Misura del campo magnetico	14
4	Il Campo Magnetico nel disco della Via Lattea	15

Chapter 1

Introduzione

I campi magnetici pervadono tutti i corpi celesti e lo spazio che li separa. In prossimità della superficie terrestre gli effetti geomagnetici sono rilevabili con una semplice bussola. La prima misura di campo magnetico al di fuori del campo terrestre risale al 1908 con la misura del campo magnetico nelle macchie solari attraverso l'effetto Zeeman. All'interno del sistema solare siamo in grado di ottenere misurazioni dirette di campi magnetici, come nel caso dello studio del campo magnetico e della magnetosfera di Giove durante la missione JUNO o del Magnetometro della missione Solar Orbiter.

Oltre i confini del sistema solare è difficile ottenere misure dirette di campi magnetici; come in altri problemi dell'astrofisica si presenta la necessità di trovare metodi per studiare i campi magnetici tramite i loro effetti sulla radiazione elettromagnetica, che rappresenta un canale privilegiato attraverso il quale conoscere l'universo.

Dalla radiazione elettromagnetica si può risalire all'intensità e orientamento del campo studiando i processi di radiazione dovuti a effetti magnetici, oppure osservando l'effetto dei campi magnetici nella propagazione della radiazione. Oggi siamo in grado di misurare campi magnetici per pianeti, stelle, galassie, ammassi e del mezzo intergalattico. La diversa natura e scala di questi fenomeni suggerisce che i campi magnetici in astrofisica possano avere intensità molto variabili. In tabella 1.1 sono riportati gli ordini di grandezza dei campi magnetici di alcuni oggetti astrofisici. Questa tesi tratta dei principali metodi di rilevazione dei campi magnetici del mezzo interstellare, in particolare per lo studio del campo magnetico della nostra galassia.

Per la Via lattea, sono state rilevate strutture di campo magnetico dettagliate, dalle quali è stata ricostruita una struttura generale del campo magnetico.

Table 1.1: Campi magnetici di alcuni oggetti

Sorgente	Campo Magnetico [G]
Tostapane (d=30cm)	10^{-6}
Mezzo interstellare	10^{-6}
Terra	0.25 – 0.65
Macchia Solare	1500
Stella di neutroni	$10^8 - 10^{15}$

1.1 Lo studio dei campi magnetici galattici

Osservare e costruire modelli dei campi magnetici galattici è fondamentale per supportare il lavoro teorico e di simulazione che indaga sull'origine degli stessi. I campi magnetici giocano un ruolo fondamentale in alcuni passi dei processi di formazione stellare e planetaria nelle nubi molecolari e nella formazione delle galassie; risulta quindi fondamentale conoscere la struttura del campo magnetico delle galassie.

Lo studio del campo magnetico della Via Lattea ha ulteriori applicazioni. E' fondamentale per comprendere la propagazione e il confinamento dei raggi cosmici e influenza le osservazioni di fenomeni extragalattici. Tutte le osservazioni sulle quali si basa la nostra conoscenza dell'universo sono condotte dall'interno della galassia. Ad esempio quando si conducono studi sulla radiazione cosmica di fondo è necessario sottrarre ai dati ottenuti per la CMB la "diffuse radio emission", dovuta al campo magnetico galattico, e la polarizzazione della radiazione termica della via lattea alle osservazioni.

Gli studi del campo magnetico della Via Lattea si avvalgono di diversi metodi, che nel complesso permettono di studiarne sia la struttura che l'intensità. Le informazioni più accurate sull'intensità del campo magnetico provengono da osservazioni radioastronomiche, ed in particolare:

- Radiazione di Sincrotrone della Galassia
- Effetto Zeeman
- Misura di Rotazione e di Dispersione delle Pulsar

1.2 Prime evidenze sperimentali

La prima evidenza osservativa dell'esistenza di un campo magnetico all'interno della Galassia risale al 1949 con la scoperta che la polarizzazione della luce stellare mostra un elevato grado di regolarità. In parecchie regioni della Via Lattea la luce di tutte le stelle osservate rivela approssimativamente la stessa direzione di polarizzazione (fig. 11.1).

La percentuale di polarizzazione cresce con la distanza delle stelle dal Sole e all'aumentare della quantità di materia attraversata, è quindi correlata all'estinzione prodotta dalle polveri. Questo fenomeno trova una spiegazione se si immagina che i grani di polvere tra le stelle e la Terra non siano a simmetria sferica ma leggermente allungati, il che fa sì che questi possano polarizzare per riflessione la luce incidente. L'osservazione di una certa regolarità nella distribuzione della polarizzazione (fig 1.1) porta alla conclusione che una parte di queste particelle non sferiche ha l'asse maggiore orientato approssimativamente nella stessa direzione. Questo allineamento può essere spiegato dall'esistenza di campi magnetici ordinati. L'osservazione della regolarità della polarizzazione della luce stellare non sarebbe di per sé una prova sufficiente dell'esistenza di campi magnetici galattici. Tuttavia negli stessi anni anche Fermi ipotizzò l'esistenza di un campo magnetico galattico, per spiegare il fenomeno del confinamento dei raggi cosmici. Come illustrato nell'introduzione, inoltre, oggi esistono diversi fenomeni che sostengono l'esistenza di questi campi e ne permettono la misura.

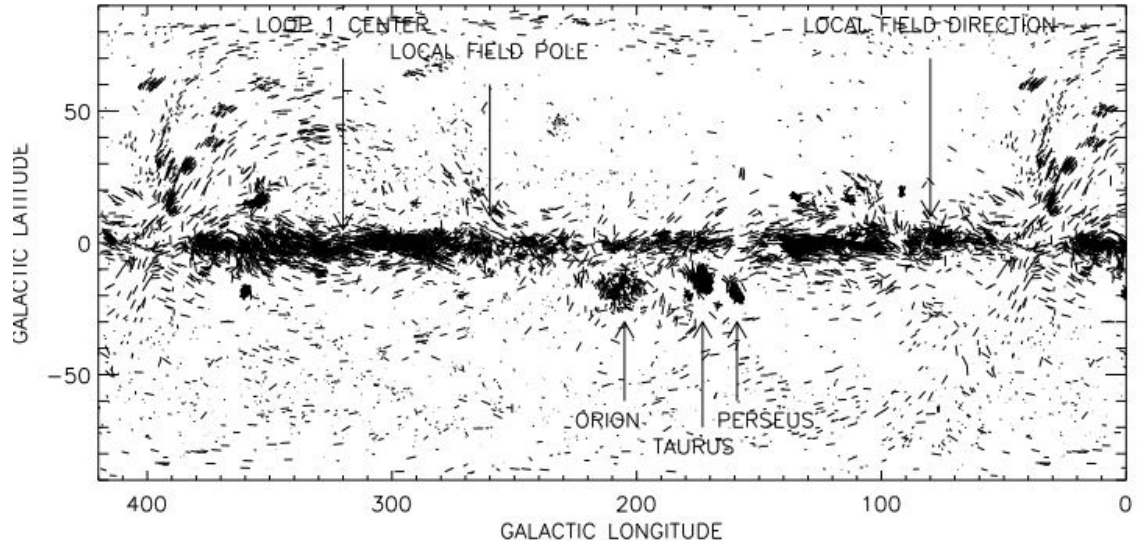


Figure 1.1: Polarizzazione di 8662 stelle. (da Heiles & Crutcher, Heiles & Crutcher)

Chapter 2

Processi di radiazione in presenza di Campo Magnetico

2.1 Sincrotrone

La radiazione della nostra galassia nelle frequenze radio è principalmente emissione di sincrotrone, dovuta all'interazione degli elettroni dei raggi cosmici con un campo magnetico. La radiazione di sincrotrone è un importante strumento per stimare l'intensità del campo magnetico galattico; Ha infatti un'intensità che dipende da quella del campo magnetico e presenta una polarizzazione lineare. La polarizzazione della radiazione permette, almeno in teoria, di ricavare l'orientamento della componente del campo magnetico perpendicolare alla linea di vista B_{\perp} .

Si ha radiazione di sincrotrone in presenza di un plasma relativistico magnetizzato. Particelle cariche accelerate da un campo irradiano, e la perdita radiativa è proporzionale al quadrato dell'accelerazione e inversamente proporzionale alla massa. Per questo motivo quando parliamo di perdite radiative di un plasma magnetizzato consideriamo gli elettroni come principali emettitori, e trascuriamo il contributo dei protoni, essendo la loro massa maggiore di tre ordini di grandezza.

Vogliamo illustrare l'origine della radiazione di sincrotrone per giustificarne l'emissione e la sua dipendenza dal campo magnetico. La descrizione del fenomeno, per particelle con velocità non relativistiche, è piuttosto semplice e prende il nome di emissione di ciclotrone. Gli elettroni che si trovano nel ISM sono però elettroni relativistici o ultra-relativistici dei raggi cosmici.

2.1.1 Dal ciclotrone al sincrotrone

Un elettrone non relativistico che si muove in una regione di spazio in cui è presente un campo magnetico sente in generale un forza di Lorentz:

$$\vec{F}_L = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (2.1)$$

Se il campo è costante l'elettrone ha un moto elicoidale con asse parallelo alle linee di campo, che può essere scomposto nella direzione parallela e perpendicolare alle linee di forza del campo magnetico come: un moto uniforme nella direzione parallela un moto circolare uniforme sul piano ortogonale alle linee di campo, con raggio di

curvatura (Raggio di Larmor) pari a:

$$r_L = \frac{mc}{eB}v_{\perp} \quad (2.2)$$

L'elettrone in moto in un campo magnetico, essendo soggetto ad una accelerazione centripeta dovuta alla forza di Lorentz irradia una potenza per unità di angolo solido.

$$-\frac{dW}{dt} = \frac{2q^4}{3m^2c^3} \left(\frac{v_{\perp}}{c}\right)^2 B^2 \sin^2\theta \quad (2.3)$$

Dove θ è l'angolo tra la direzione considerata per l'emissione della radiazione e quella definita dal vettore accelerazione. La potenza risulta essere nulla lungo la direzione dell'accelerazione e massima lungo la perpendicolare (lungo la direzione del campo magnetico).

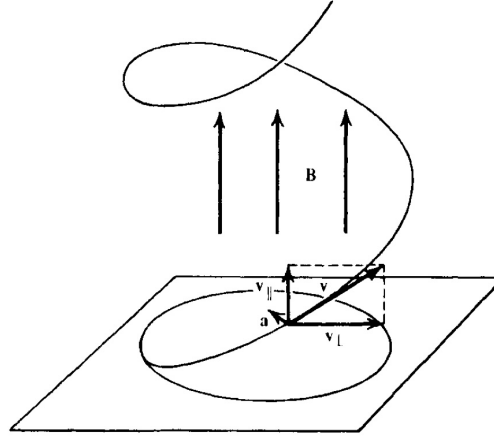


Figure 2.1: Moto elicoidale dell'elettrone nel campo magnetico (da Rybicki & Lightman, 1979)

Nell'emissione da singolo elettrone non relativistico tutta la radiazione viene emessa alla frequenza di girazione ν_L

$$\nu_L = \frac{qB}{2\pi mc} \quad (2.4)$$

Quando l'elettrone è in regime relativistico bisogna considerare la forma relativistica della formula di Larmor. Da questa si ottiene la potenza irradiata da elettroni ultra-relativistici:

$$-\frac{dW}{dt} = 2c\sigma_T\gamma^2 \frac{B^2}{8\pi} \sin^2\theta \quad (2.5)$$

Dove $\sigma_T = (8\pi/3)(e^2/m_e c^2)^2$ è la sezione Thompson dell'elettrone.

Nel caso della particella relativistica il pattern di emissione della radiazione è alterato dagli effetti di aberrazione relativistica. L'emissione dell'elettrone può considerarsi emissione di dipolo solo nel sistema di riferimento in cui l'elettrone è istantaneamente in quiete.

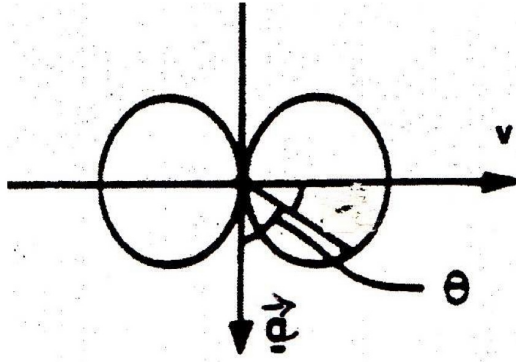


Figure 2.2: Distribuzione angolare radiazione elettrone non relativistico
Fanti (2012)

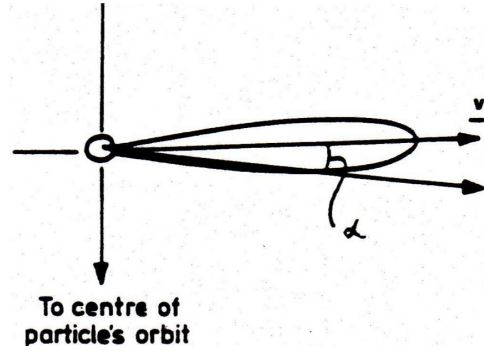


Figure 2.3: Distribuzione angolare della radiazione di sincrotrone da elettrone singolo
Fanti (2012)

Per ottenere la distribuzione della radiazione nel sistema dell'osservatore occorre eseguire una trasformazione di angoli fra i due sistemi utilizzando la formula relativistica per la aberrazione della luce. Se α e α' sono due angoli corrispondenti nel sistema dell'osservatore e della particella, misurati rispetto alla direzione della velocità, vale la relazione:

$$\tan(\alpha) = \frac{\sin \alpha' \sqrt{1 - \beta^2}}{\cos \alpha' + \beta} = \frac{\sin \alpha'}{\gamma (\cos \alpha' + \beta)} \quad (2.6)$$

Per elettroni relativistici, nel sistema di riferimento dell'osservatore metà della radiazione viene emessa in un cono di ampiezza $2/\gamma$ che ha per asse la direzione istantanea del vettore velocità. Ne segue che, poichè l'elettrone si muove sulla sua orbita, un osservatore fisso riceve la radiazione solo quando il cono punta nella sua direzione. L'emissione di sincrotrone da parte di un singolo elettrone appare dunque impulsiva, ed amplificata nella direzione del moto.

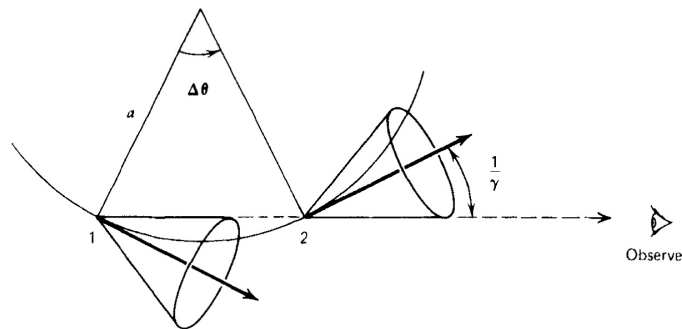


Figure 2.4: Cono di osservabilità dell'impulso per l'osservatore (da Rybicki & Lightman, 1979)

Emissione da singolo elettrone

La distribuzione spettrale della radiazione, si ottiene facendo l'analisi di Fourier dell'impulso ricevuto dall'osservatore. E' possibile definire una frequenza caratteristica di emissione:

$$\nu_s \sim \frac{3}{4\pi} \frac{1}{\tau} = \frac{3}{4\pi} \gamma^2 \frac{eB}{m_e c} \quad (2.7)$$

2.1.2 Emissività specifica di una sorgente

Negli esempi astrofisici la radiazione osservata non è radiazione da singolo elettrone, ma uno spettro dovuto all'emissione di sincrotrone di un insieme di elettroni con energie molto differenti tra loro. Poichè ν_s dipende da γ^2 basta variare di poco γ per coprire tutta la banda radio. Per ottenere l'emissività specifica di una sorgente dobbiamo integrare sulle energie considerate

$$J_s(\nu) = \int_{\mathcal{E}_1}^{\mathcal{E}_2} w_s(\nu, \mathcal{E}) N(\mathcal{E}) d\mathcal{E} \quad (2.8)$$

Per ottenere una stima dell'emmissività è necessario fare delle assunzioni. In primo luogo è bisogna ipotizzare una legge di distribuzione delle energie degli elettroni, che supporremo essere una legge di potenza.

$$N(\mathcal{E}) = N_0 \mathcal{E}^{-\delta} \quad (2.9)$$

La scelta di questo spettro energetico è supportata dal fatto che nei raggi cosmici sia stata osservata una distribuzione energetica a legge di potenza. Questa scelta conduce inoltre a delle previsioni sulla forma dello spettro delle radiosorgenti che sono in accordo con le osservazioni.

Sostituendo nella relazione precedente e normalizzando si ottiene che l'integrale ha un valore finito e che la potenza monocromatica irradiata segue a sua volta una legge di potenza:

$$J_s(\nu) \propto \nu^{-(\delta-1)/2} = \nu^{-\alpha} \quad \text{con} \quad \alpha = \frac{\delta-1}{2}. \quad (2.10)$$

L'altra assunzione riguarda l'espressione per l'emissione da singolo elettrone, necessaria per determinare la costante di proporzionalità. In questo caso viene utilizzato un modello secondo il quale ogni elettrone emette in modo monocromatico alla sua frequenza caratteristica. Si ottiene così la relazione per l'emissività specifica per una sorgente che emette per sincrotrone:

$$J_s(\nu) = \left(-\frac{d\mathcal{E}}{dt} \right) N(\mathcal{E}) \frac{d\mathcal{E}}{d\nu} \approx f(\delta) N_0 B_{\perp}^{(\delta+1)/2} \nu^{-(\delta-1)/2} \propto N_0 B_{\perp}^{(\delta+1)/2} \nu^{-\alpha} \quad (2.11)$$

2.1.3 La stima di intensità del campo magnetico

L'emissività specifica per emissione di sincrotrone (EQ) da parte di un insieme di elettroni relativistici con spettro di energia $N(E) = N_0 E^{-\delta}$ è proporzionale a $N_0 \times B_{\perp}^{(\delta+1)/2}$. La brillantezza di sincrotrone osservata nella Galassia è:

$$B_s(\nu) \propto N_0 B_{\perp}^{(\delta+1)/2} \times l \quad (2.12)$$

dove l è lo spessore della Galassia nella direzione di osservazione.

Assumiamo per N_0 il valore corrispondente alla densità di energia di $\approx 0.01 \text{eVcm}^{-3}$, che è quella osservata nei raggi cosmici in prossimità del sistema solare, si deduce $B_{\perp} \approx 11 \mu\text{G}$. Tale valore è maggiore di quello ottenuto con le pulsar. Bisogna comunque ricordare che le misure di N_0 ottenute con vari esperimenti, da palloni ad alta quota o da satelliti, mostrano differenze non piccole, anche di un fattore 2, fra di loro, che comportano differenze dell'ordine del 40% su B. Inoltre l'emissione di sincrotrone dipende da B_{\perp} , mentre dalle misure di dispersione e rotazione delle pulsar si ottiene B_{\parallel} . Confrontare B_{\perp} e B_{\parallel} implica una conoscenza accurata dell'orientamento spaziale di \vec{B} .

Un'interpretazione alternativa è che il campo magnetico \vec{B} abbia fluttuazioni notevoli rispetto al suo valore medio $\langle B \rangle$, con una coda verso valori abbastanza elevati.

2.1.4 Polarizzazione della radiazione e direzione del campo

La polarizzazione lineare è un tratto caratteristico dell'emissione di Sincrotrone. L'emissione di un singolo elettrone è polarizzata ellitticamente se osservata da una direzione generica (sempre all'interno del cono di ampiezza $2/\gamma$ all'interno del quale la radiazione può essere osservata), e lineare se si osserva lungo il piano dell'orbita. La radiazione di un gruppo di elettroni è quella emessa da tutti gli elettroni presenti entro un angolo $1/\gamma$ dalla LOS. Questi hanno in generale velocità disordinate, quindi i piani delle orbite degli elettroni dai quali l'osservatore riceve radiazione sono diversi tra loro. Le ellissi di polarizzazione saranno in ugual parte destrorse e sinistrorse, per cui i contributi di polarizzazione circolare tenderanno in media a cancellarsi. Quindi resterà uno stato di polarizzazione lineare, col vettore elettrico ancora perpendicolare al campo magnetico. Il segnale polarizzato sarà però minore del segnale totale. Il grado di polarizzazione lineare teorico per una distribuzione di elettroni relativistici è:

$$p_0 = \frac{3\delta + 3}{3\delta + 7} \quad (2.13)$$

Che per valori dell'indice spettrale tipici si aggira tra il 70-80%.

In realtà il grado di polarizzazione che si osserva è molto inferiore, sia perché il campo magnetico potrebbe non essere uniforme per la regione dal quale il telescopio riceve radiazione, sia perché in regioni di formazione stellare l'emissione termica non polarizzata potrebbe dominare.

La ricostruzione dell'orientamento del campo, essendo l'osservazione condotta dall'interno della galassia stessa, è ostacolata dalla depolarizzazione dovuta alla

rotazione differenziale di Faraday. Prima di poter trarre conclusioni sulla direzione di polarizzazione originale, e quindi sulla direzione di B_{\perp} è necessario correggere le osservazioni per la rotazione di Faraday

2.2 Effetto Zeeman

Il metodo più diretto per misurare campi magnetici dalla radiazione consiste nell'osservazione dell'effetto Zeeman negli spettri di atomi o molecole presenti nel mezzo interstellare. In presenza di un campo magnetico esterno i livelli energetici degli atomi vengono modificati, e così anche le righe spettrali osservate. In base all'intensità del campo magnetico esterno l'effetto può essere trattato come una perturbazione ai livelli energetici dell'atomo.

Per un atomo idrogenoide ogni livello E_n presenta un degenerazione $2n^2$ e l'energia del livello è indipendente dai numeri quantici orbitale l , magnetico m , e m_s di spin. La degenerazione è in parte risolta dal campo magnetico esterno. In base all'intensità del campo si distinguono due regimi di effetto Zeeman

- Effetto Zeeman anomalo: Se il campo interno dell'atomo è più intenso di quello esterno, il campo esterno viene trattato come perturbazione alla struttura fine dell'atomo
- effetto Zeeman Normale: Se il campo esterno è abbastanza intenso si può trascurare il campo interno, e la correzione ai livelli energetici dipende dalla combinazione di m e m_s secondo la relazione

$$\nu = \nu_0 \pm \frac{eB}{4\pi m_e c} \quad (2.14)$$

I campi magnetici interstellari sono molto deboli e in tutti i casi (ad eccezione dei maser) producono uno splitting $\Delta\nu$ che è molto più piccolo della larghezza della linea $\delta\nu$. In generale si ha $\frac{\Delta\nu}{\delta\nu} \ll 1$, ovvero l'osservazione dello splitting è limitata dalla sensibilità dei metodi osservativi.

Affinchè il fenomeno sia osservabile il rapporto $\frac{\Delta\nu}{\delta\nu}$ deve essere massimizzato, osservando lo spettro di atomi o molecole per i quali lo splitting è grande (dell'ordine del magnetone di Bohr $\mu_B = \frac{eh}{2m_e c}$). Questo, a sua volta implica che la molecola deve avere un grande momento magnetico μ e un fattore Landè g . Pertanto, solo le specie con momento angolare elettronico sono utili per le osservazioni di splitting Zeeman. Per un dato B_{\parallel} , la suddivisione $\Delta\nu$ dipende da g ma è indipendente dalle frequenze della riga. Per le specie con frequenze più elevate, la larghezza della linea $\delta\nu$ aumenta proporzionalmente, quindi per una data intensità di campo il rapporto $\frac{\Delta\nu}{\delta\nu}$, che è quello critico per determinare se il fenomeno è osservabile, diminuisce. Di conseguenza è preferibile utilizzare righe spettrali a bassa frequenza che avranno una larghezza intrinseca inferiore. Alcune specie che hanno momento angolare elettronico e sono quindi adatte a questo tipo di analisi spettroscopiche includono HI, OH, CH, C4H e C2S.

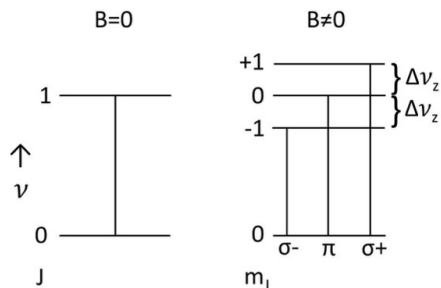


Figure 2.5: Livelli energetici soggetti a Zeeman splitting
Crutcher & Kemball (2019)

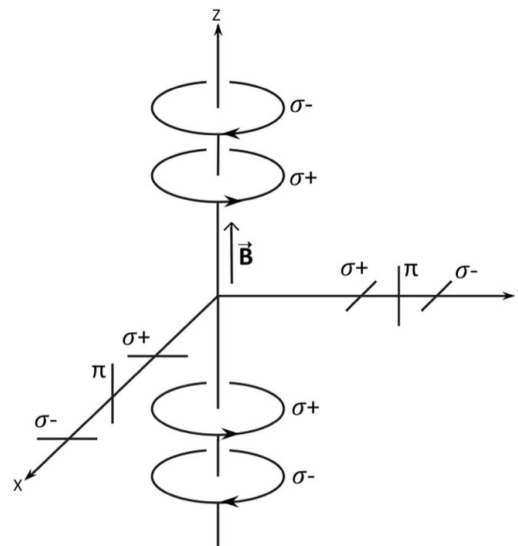


Figure 2.6: Polarizzazione osservata a diversi angoli rispetto al campo magnetico
Crutcher & Kemball (2019)

2.2.1 La riga a 21cm di HI

Nel caso della riga a 21 cm dell'idrogeno neutro, che si origina da due livelli di struttura iperfine, si osserva un pattern tipico dell'effetto Zeeman normale a 3 righe. Lo shift della riga dovuto all'effetto Zeeman per un campo di $1\mu G$ è di 1.4Hz, quindi la separazione tra le righe è pari a 2.8Hz.

Possiamo scomporre l'effetto Zeeman dovuto a un campo B con orientazione generica rispetto alla linea di vista (LOS) in due componenti (figura)

- Effetto Zeeman longitudinale, dovuto alla componente B_{\parallel} di campo magnetico parallela alla LOS, per il quale si osserva un doppietto di righe avente componenti σ_+ , σ_- con polarizzazioni circolari opposte
- Effetto Zeeman trasversale, dovuto alla componente B_{\perp} perpendicolare alla linea di vista, per il quale si osserva un tripletto (le tre componenti σ_+ , σ_- , π) di righe polarizzate linearmente.

Quando si osserva l'effetto Zeeman sulle righe di una sorgente astrofisica si osserva l'effetto complessivo, quindi per le componenti σ verrà osservata una polarizzazione ellittica.

In generale dal grado di polarizzazione ellittica delle componenti σ e dall'ampiezza delle componenti del tripletto dovrebbe essere possibile ottenere informazioni esauritive sul campo B. In realtà nel mezzo interstellare lo splitting Zeeman è molto inferiore rispetto alla larghezza della riga, dovuta al moto termico degli atomi, e la separazione dovuta al campo magnetico non può quindi essere misurata direttamente.

L'effetto Zeeman viene osservato come uno spostamento della riga a 21 cm se osservata in polarizzazione circolare e non come un vero e proprio splitting. Ad esempio se uno strumento è sensibile esclusivamente alla radiazione con polarizzazione

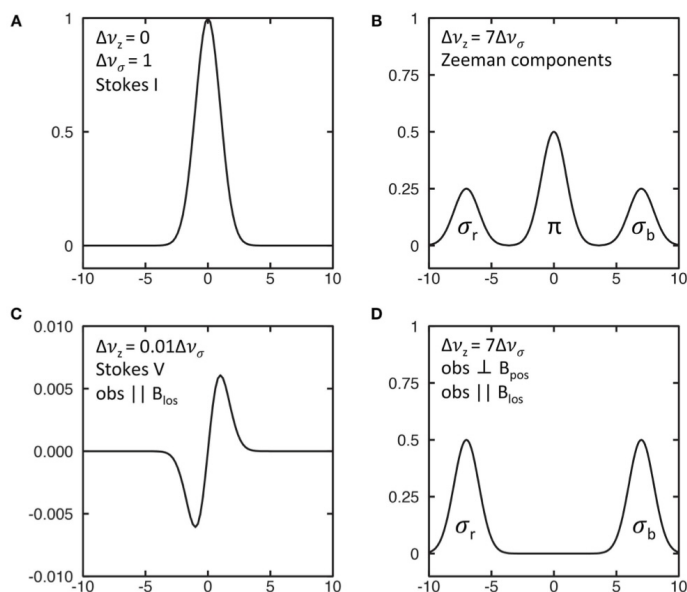


Figure 2.7: Cosa viene osservato per l'effetto zeeman. A: una riga spettrale. B: Riga spettrale se le componenti Zeeman sono risolte. C: Effetto Zeeman per osservazioni in polarizzazione circolare. D: Osservazione in polarizzazione circolare (da Crutcher & Kemball, 2019)

circolare sinistra riuscirebbe a rilevare solo la σ_- dello Zeeman longitudinale ma anche una percentuale (dipendente dall'angolo θ tra la LOS e B) delle componenti polarizzate linearmente dello Zeeman trasverso.

Ciò che si osserva sarebbe quindi uno spostamento del centroide della riga osservata in polarizzazione circolare sinistra, di una quantità inferiore alla $\Delta\nu$ prevista per un fattore $\cos\theta$. Questo fattore $\cos\theta$ è dovuto all'introduzione di un parametro direzionale nell'intensità delle righe osservate, in polarizzazione circolare. Alla fine le righe osservate in polarizzazione detrorsa e sinsotrorsa avranno una posizione rispettivamente pari a:

$$\nu = \nu_0 \pm \frac{eB\cos\theta}{4\pi m_e c} = \nu_0 \pm \frac{eB_{\parallel}}{4\pi m_e c} \quad (2.15)$$

Questo tipo di osservazione fornisce quindi un'informazione sulla componente del campo magnetico parallela alla linea di vista.

Una delle limitazioni di questo metodo è che la differenza fra le due righe si nota soprattutto ai bordi della riga stessa. Qui le componenti di polarizzazione sono più separate ma il segnale è inferiore rispetto al picco, motivo per il quale queste osservazioni vengono effettuate in assorbimento o in zone di forte emissione.

Chapter 3

Propagazione delle onde elettromagnetiche in un plasma

In astrofisica le cariche libere hanno un ruolo fondamentale nella propagazione delle onde elettromagnetiche nel mezzo. La propagazione di onde elettromagnetiche in un gas ionizzato globalmente neutro, detto plasma, magnetizzato può essere utilizzata come strumento per studiare i campi magnetici del mezzo interstellare

3.1 La Rotazione di Faraday

Quando una regione di mezzo interstellare magnetizzato viene attraversata da radiazione elettromagnetica polarizzata linearmente si verifica una rotazione del vettore E dell'onda elettromagnetica. Per spiegare il fenomeno, noto come rotazione di Faraday, è utile decomporre la radiazione polarizzata linearmente nelle due componenti polarizzate circolarmente e studiarne la propagazione nel plasma. L'indice di rifrazione in un plasma magnetizzato può infatti essere riscritto come:

$$n_r = \sqrt{1 - \frac{(\nu_p/\nu)^2}{1 \pm (\nu_L/\nu) \cos \theta}} \quad (3.1)$$

dove ν_p è la frequenza di plasma, θ è l'angolo formato tra la direzione di propagazione e il campo magnetico, e i segni + e - si riferiscono alle onde con polarizzazione circolare destra e sinistra. Le due onde viaggiano nel plasma a due velocità differenti, e quando vengono ricomposte dopo uno spostamento dl , la loro differenza di fase è cambiata e il vettore di polarizzazione ha subito una rotazione (equazione 3.2) Infine, il piano di polarizzazione dell'onda polarizzata linearmente, somma delle due onde polarizzate circolarmente, risulta ruotato di $d\psi = d\phi/2$ dove $d\phi$ è definito nell'equazione 3.3

$$\Delta n \simeq \frac{\nu_p^2 \nu_L}{\nu^3} \cos \theta \quad (3.2)$$

$$d\phi = \frac{2\pi dl}{\lambda} \Delta n = \frac{2\pi \nu \Delta n}{c} dl \quad (3.3)$$

Integrando e effettuando delle sostituzioni si ottiene l'espressione per l'angolo di rotazione del vettore di polarizzazione. Dopo aver percorso uno spessore L attraverso

il plasma magnetizzato il piano di polarizzazione avrà subito una rotazione pari a:

$$\Delta\psi = \int_0^L d\psi = \frac{e^3\lambda^2}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^L n_e(l) B_{\parallel}(l) dl \quad (3.4)$$

Definiamo inoltre la misura di rotazione (R.M)

$$R.M. = \int_0^L d\psi = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^L n_e(l) B_{\parallel}(l) dl \quad (3.5)$$

a misura di rotazione esprime la capacità di un plasma di ruotare il vettore di polarizzazione della radiazione che lo attraversa. La M.R. dipende dalle dimensioni della nube, dalla sua densità elettronica e dalla componente di H lungo la linea di vista: in molti casi sarebbe interessante poter conoscere queste tre grandezze, ma in genere non è possibile, e quello che si può solo dare, anche in questo caso, è una loro misura integrata lungo la linea di vista.

La rotazione di Faraday può essere riscritta come:

$$\Delta\psi = \lambda^2 R.M. \quad (3.6)$$

La M.R. è definita positiva per a per B_{\parallel} diretto verso l'osservatore. Misurando a varie lunghezze d'onda l'angolo di polarizzazione di sorgenti diverse si può sondare la M.R. dovuta al campo magnetico galattico al variare delle coordinate. Se si riesce a stimare lo spessore attraversato dalla radiazione è possibile ottenere una stima del campo magnetico parallelo alla linea di vista.

3.1.1 Stima della distanza percorsa nel plasma

Per stimare lo spessore attraversato dalla radiazione si può sfruttare un'altra proprietà della propagazione delle onde elettromagnetiche in un plasma. Per onde con frequenza superiore alla frequenza di plasma ($\nu > \nu_p$) la velocità di propagazione dipende dall'indice di rifrazione, che a sua volta dipende dalla frequenza. La velocità di gruppo data da:

$$v_g = \frac{\partial\omega}{\partial k} = c \times n_r = c \times \sqrt{1 - \left(\frac{\nu_p}{\nu}\right)^2} = \frac{c^2}{v_f} < c \quad (3.7)$$

($k = \lambda^{-1}$ è il numero d'onda, cioè il numero di oscillazioni dell'onda per unità di lunghezza).

Il tempo $T_a(\nu)$ che l'onda impiega ad attraversare uno spessore L è dato da:

$$T_a(\nu) = \int_0^L \frac{d\ell}{v_g} \approx \int_0^L \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\nu_p}{\nu}\right)^2 \right] \frac{d\ell}{c} = \frac{L}{c} + \frac{1}{2} \frac{e^2}{\pi m_e \nu^2} \int_0^L n_e d\ell \quad (3.8)$$

Il tempo di attraversamento dipende quindi dalla frequenza della radiazione e dalle caratteristiche fisiche del mezzo. Queste ultime sono espresse, in forma integrata, dalla quantità:

$$M.D. = \int_0^L n_e d\ell \quad (3.9)$$

che è chiamata misura di dispersione (dispersion measure).

Se si ha a disposizione una sorgente che emette un segnale impulsivo, che viene emesso in un arco di tempo molto breve, si può osservare che il segnale a diverse frequenze arriva ad intervalli di tempo leggermente differenti.

Se la differenza in tempo nell'arrivo di un segnale osservato a due frequenze diverse, ν_1 e ν_2 , è data da:

$$\Delta T = T'_a - T''_a = M.D. \times \frac{e^2}{2\pi m_e} \left(\frac{1}{\nu_1^2} - \frac{1}{\nu_2^2} \right) \quad (3.10)$$

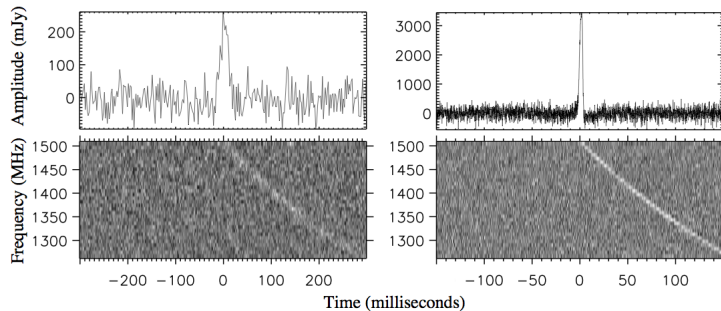


Figure 3.1: La parte superiore dell'immagine mostra l'impulso di due sorgenti, la parte inferiore quello osservato da terra per effetto della dispersione (da McLaughlin et al., 2006)

3.2 Misura del campo magnetico

Se si osserva il segnale di una Pulsar si possono ottenere sia la misura di dispersione (dallo spettro), sia la misura di rotazione (da misure di polarizzazione, considerato che l'emissione di una pulsar è di Sincrotrone, e dunque linearmente polarizzata). Dal rapporto $M.R./M.D.$ si può ottenere un valore medio della componente del campo magnetico lungo la linea di vista.

$$\langle B_{\parallel} \rangle \propto \frac{M.R.}{M.D.} \propto \frac{\int n_e B_{\parallel} dl}{\int n_e dl} \quad (3.11)$$

Si può anche studiare la geometria del campo del disco a partire da pulsar con distanza nota, dato che la $M.R.$ varia al variare della linea di vista, così come cambia B_{\parallel} sulla base del punto osservato. Il solo svantaggio nell'uso delle pulsar è l'eventuale incertezza sulla stima della distanza. Altri studi sulle misure di rotazione sono stati condotti su sorgenti extragalattiche, già a partire dagli anni '70. Da questi primi lavori si è creato un largo consenso sul fatto che il campo magnetico, alle basse latitudini galattiche, sia prevalentemente parallelo al piano della Galassia, con qualche eccezione.

Chapter 4

Il Campo Magnetico nel disco della Via Lattea

L'intensità del campo magnetico della via Lattea su larga scala ottenuta dalla R.M. di pulsar e sorgenti extragalattiche è pari a $1.5-2 \mu\text{G}$. L'intensità totale del campo magnetico nei pressi del Sistema solare è stimata a $6\mu\text{G}$ dall'emissione di Sincrotrone, assumendo l'equipartizione tra l'energia. Questo risultato è in accordo con i Campi misurati per le regioni HI della galassia attraverso lo Splitting Zeeman ($2-10 \mu\text{G}$). Verso il centro Galattico l'Intensità del campo magnetico aumenta. Le stime dalla radiazione di Sincrotrone si aggirano intorno ai $10\mu\text{G}$. La configurazione del campo magnetico su larga scala è ancora in via di definizione, è però possibile illustrare le caratteristiche fondamentali del campo, che sembra seguire grossomodo i bracci della spirale (proprietà condivisa anche con altre galassie a spirale osservate). Questa conclusione è tratta sia dall'emissione Sincrotrone e dalla M.R. che dalle misure di polarizzazione della luce stellare. In prossimità del sole è presente un'inversione su larga scala del campo magnetico, confermata dalle misure di rotazione e dallo studio dell'effetto Zeeman su OH maser. Non è chiaro se ci siano altre zone di inversione. Sono ancora in fase di studio modelli più dettagliati per descrivere la struttura su larga scala del campo magnetico Galattico; molti di questi modelli usano parametri di input non eterogenei ma sembrano concordare sul fatto che il campo magnetico della Via Lattea sia simmetrico rispetto ad un asse e al piano galattico.

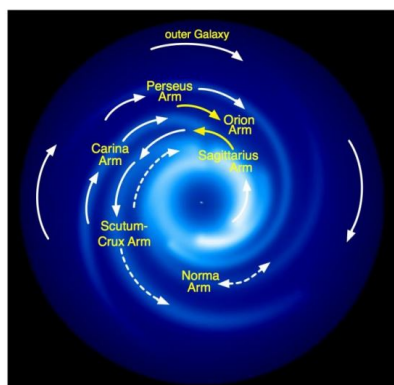


Figure 4.1: Modello del campo magnetico su larga scala della Via Lattea ottenuto da misure di Rotazione di Faraday. In giallo i risultati confermati. (da Beck, 2003)

Bibliography

- Beck R., 2003, in *How Does the Galaxy Work? A Galactic Tertulia with Don Cox and Ron Reynolds*. ([arXiv:astro-ph/0310287](#))
- Beck R., Wielebinski R., 2013, *Magnetic Fields in the Milky Way and in Galaxies*. ([arXiv:1302.5663](#)), [doi:10.1007/978-94-007-5612-0_13](#)
- Crutcher R. M., Kemball A. J., 2019, *Review of Zeeman Effect Observations of Regions of Star Formation*, [Frontiers in Astronomy and Space Sciences](#), 6
- Dallacasa D., 2022, *Processi di Radiazione e MHD*
- Fanti Roberto e Fanti C., 2012, *Una finestra sull'Universo Invisibile - Lezioni di radioastronomia*.
- Giovannini M., 2004, *The Magnetized universe*, [Int. J. Mod. Phys. D](#), 13, 391
- Han J., 2017, *Observing Interstellar and Intergalactic Magnetic Fields*, [Annual Review of Astronomy and Astrophysics](#), 55, 111
- Haverkorn M., 2014, in , *Astrophysics and Space Science Library*. Springer Berlin Heidelberg, pp 483–506, [doi:10.1007/978-3-662-44625-6_17](#), https://doi.org/10.1007%2F978-3-662-44625-6_17
- Heiles C., Crutcher R., , in , *Cosmic Magnetic Fields*. Springer Berlin Heidelberg, pp 137–182, [doi:10.1007/3540313966_7](#), https://doi.org/10.1007%2F3540313966_7
- McLaughlin M. A., et al., 2006, *Transient radio bursts from rotating neutron stars*, [Nature](#), 439, 817
- Rybicki G. B., Lightman A. P., 1979, *Radiative processes in astrophysics*
- Vallée J. P., 1998, *Fundamentals of Cosmic Physics vol. 19 pp. 319-422*