



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MILANO

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea Triennale in Fisica

TESI DI LAUREA TRIENNALE

Studio dello spettro di emissione anomala della polvere interstellare mediante il codice SPDUST

Candidato:

Tommaso Forni

Matricola 830598

Relatore:

Dott. Maurizio Tomasi

Sommario

Il termine “*emissione anomala*” si riferisce a una radiazione elettromagnetica nelle microonde di origine astrofisica, la cui distribuzione è correlata con l’emissione termica nell’infrarosso della polvere interstellare. Il fenomeno è stato osservato principalmente nella Via Lattea ma è presente anche in altre galassie (B. Hensley et al. 2015).

Questa correlazione fu notata per la prima volta da Kogut et al. (1996), confrontando le mappe del cielo ottenute da due diversi strumenti del satellite COBE: il *Differential Microwave Radiometer* (DMR) e il *Diffuse InfraRed Background Experiment* (DIRBE). L’anomalia fu inizialmente spiegata come bremsstrahlung di elettroni liberi (emissione *free-free*), ma B. T. Draine e A. Lazarian (1998) mostrò come questo fosse impossibile su basi energetiche, attribuendo l’emissione alla radiazione di dipolo prodotta da grani di polvere in rotazione.

Comprendere l’origine dell’emissione anomala è utile poiché essa dà un contributo significativo nelle frequenze tra 10 e 60 GHz, un intervallo importante per le misure del segnale cosmologico della radiazione cosmica di fondo. Inoltre studiandola è possibile inferire le proprietà fisiche dell’ambiente osservato e determinare le poco conosciute proprietà dei grani di polvere interstellare, una delle maggiori fonti di incertezza nello studio delle caratteristiche fisico-chimiche del mezzo interstellare.

Il modello più diffuso (B. T. Draine e A. Lazarian 1998) ipotizza che i grani di polvere siano idrocarburi aromatici policiclici (PAHs). I grani avrebbero un momento di dipolo dovuto a difetti nella struttura molecolare: infatti i PAHs sono spesso simmetrici e non hanno tradizionalmente momento di dipolo intrinseco, e disporrebbero di molti modi per variare momento angolare, emettendo fotoni. Possono collidere con atomi o ioni del gas in cui sono immersi, possono essere messi in rotazione dall’interazione del loro momento di dipolo con ioni che si muovono nelle loro vicinanze (*plasma drag*), da emissione fotoelettrica o infrarossa e persino dalla formazione di molecole H₂ sulla loro superficie. In questi processi è determinante la carica elettrica del grano, ottenuta per emissione fotoelettrica e scontri con ioni o elettroni.

I modelli proposti da Draine e Lazarian sono stati aggiornati da Ali-Haïmoud et al. (2009) che ha analizzato ogni processo di eccitazione e smorzamento della rotazione. Insieme all’articolo è distribuito un codice (SPDUST, disponibile a <http://www.pha.jhu.edu/yalihai1/spdust/spdust.html>) che calcola lo spettro di emissione in funzione di parametri ambientali (radiazione in cui immersa la polvere; densità, temperatura e ionizzazione del gas che

contiene i grani; percentuale di idrogeno molecolare) e proprietà dei grani (distribuzione della loro grandezza e forma, momento di dipolo intrinseco, efficienza del processo di formazione di H₂). Il codice deriva la distribuzione delle velocità angolari risolvendo l'equazione di Fokker-Planck; il momento di dipolo intrinseco è un parametro libero (nell'articolo è stimato con considerazioni chimiche, ma rimane sconosciuto) e la distribuzione del volume dei grani è scelta per meglio riprodurre le osservazioni. Con questi tre elementi SPDUST produce l'emissione prevista della nube di polvere, in particolare restituisce la potenza per unità di angolo solido per intervallo di frequenza, in Jy cm² sr⁻¹.

Lo scopo della mia tesi è comprendere i meccanismi dell'emissione anomala, sia studiando gli articoli che ne trattano, sia utilizzando il codice SPDUST per studiarne lo spettro al fine anche di permettere in futuro metodi di fit con dati osservativi che siano più robusti e fisicamente motivati. Nella prima parte espongo il modello teorico su cui si basa il codice, che viene poi usato nella seconda parte per calcolare vari profili di emissione. Questa parte è corredata da numerosi grafici. Ho disegnato la variazione di potenza emessa in funzione di ogni parametro in diversi ambienti del mezzo interstellare, spiegandone i motivi fisici. Ho anche studiato l'interdipendenza delle condizioni, scoprendo per esempio che una piccola variazione nella ionizzazione di una nube fredda e poco illuminata (p.e. *Dark Cloud*, *Molecular Cloud*, regioni H I) produce grandi differenze nello spettro. Ho verificato anche che la formazione di idrogeno molecolare contribuisce poco alla distribuzione delle velocità, così come il fatto che l'idrogeno nel gas sia in fase atomica o molecolare. Ho anche trovato che un'assunzione fatta nel codice riguardo la densità numerica di elettroni porta ad un output errato quando l'emissione fotoelettrica dei grani domina sulla ionizzazione.

Indice

1 Introduzione	5
1.1 Scoperta e modelli	5
1.2 Perché studiare l'emissione anomala?	7
2 La polvere interstellare e la sua emissione	9
2.1 La polvere interstellare	9
2.1.1 Composizione	10
2.2 Emissione anomala	12
2.2.1 Emissione di dipolo	12
2.2.2 Distribuzione delle dimensioni dei grani	13
2.2.3 Momento di dipolo dei grani	15
2.2.4 Distribuzione delle velocità angolari	17
2.3 Meccanismi di eccitazione e smorzamento	18
2.3.1 Collisione con atomi neutri	19
2.3.2 Collisioni con ioni	19
2.3.3 Plasma drag	21
2.3.4 Emissione infrarossa e anomala	21
2.3.5 Emissione fotoelettrica	22
2.3.6 Formazione di H ₂ sulla superficie del grano	22
3 Studio dell'emissione anomala con il codice SpDust	23
3.1 Il codice SPDUST	23
3.2 Dipendenza dello spettro dai parametri fisici	25
3.2.1 Momento di dipolo intrinseco	27
3.2.2 Intensità della radiazione incidente	29
3.2.3 Temperatura della nube	30
3.2.4 Efficienza del processo di formazione di H ₂	30
3.2.5 Frazione di idrogeno molecolare	31
3.2.6 Densità numerica del gas	31
3.2.7 Effetto della ionizzazione	33
3.2.8 Effetto dell'assenza di ioni nei risultati del codice	38

4 Conclusione	40
----------------------	-----------

Capitolo 1

Introduzione

Il termine “*emissione anomala*” fu utilizzato per la prima volta da Leitch et al. (1997) per indicare una componente dell’emissione Galattica nelle microonde (10–60 GHz) osservata durante misure delle anisotropie nella radiazione cosmica di fondo (CMB).

Il mio lavoro di tesi, dopo un’introduzione di carattere storico sulla scoperta dell’emissione anomala, vuole fornire una panoramica sul più accreditato modello in grado di spiegarla e studiarne lo spettro di emissione con un codice numerico. Il modello in questione ipotizza che i grani nelle nubi di polvere abbiano un momento di dipolo e siano quindi in grado di emettere radiazione elettromagnetica se messi in rotazione (“*spinning dust*”). Lo studio dello spettro è utile per approfondire la dinamica dei grani, per caratterizzare l’ambiente in cui la polvere è immersa e le proprietà della polvere stessa.

1.1 Scoperta e modelli

Il *COrmic Background Explorer* (COBE, Mather 1982) fu uno dei primi satelliti lanciati per misurare la radiazione cosmica di fondo (*Cosmic Microwave Background*, CMB)¹, il segnale cosmologico emesso dall’universo primordiale all’epoca del disaccoppiamento tra materia e radiazione, 380.000 anni dopo il Big Bang. Uno degli strumenti, il *Differential Microwave Radiometer* (DMR) aveva lo scopo di caratterizzare le anisotropie spaziali di tale segnale. Lo spettro della radiazione di fondo corrisponde a un corpo nero con $T = 2.725\text{ K}$; le anisotropie sono piccole variazioni di questa temperatura, dell’ordine di 10^{-4} K . Esse sono il risultato di fluttuazioni quantistiche nell’universo primordiale, portate poi alla scala macroscopica dal fenomeno dell’inflazione; le loro misure permettono di ricavare parametri cosmologici, come l’età dell’u-

¹il primo fu la sonda sovietica RELIKT-1; Strukov e Skulachev 1986.

niverso e la densità delle sue componenti, e testare teorie cosmologiche, come appunto la teoria inflazionistica.

Sette anni dopo il lancio avvenuto nel 1989, Kogut et al. (1996) riportava una consistente correlazione nelle mappe prodotte da due diversi esperimenti a bordo di COBE: DMR e il *Diffuse InfraRed Background Experiment* (DIRBE), uno strumento per mappare la distribuzione di polvere interstellare presente nella Via Lattea, rilevandone la radiazione termica nell'infrarosso (1.25–240 μm). I risultati mostravano una forte dipendenza della radiazione misurata da DMR dall'emissione termica della polvere. Nell'articolo questa correlazione è spiegata assumendo che nelle nubi la presenza di ioni consenta agli elettroni di emettere tramite *bremsstrahlung*.

L'anno successivo Leitch et al. (1997) ottenne un risultato simile utilizzando le mappe prodotte dall'*Owens Valley Radio Observatory* (OVRO) a 14.5 e 32 GHz e quelle del satellite IRAS. L'autore battezzò *emissione anomala* la radiazione nella finestra delle microonde correlata alla presenza di polvere, e concluse che i segnali osservati erano compatibili sia con la radiazione di sincrotron, sia con emissione free-free di gas ad un temperatura $T \geq 10^6$ K. Questa condizione è necessaria poiché una temperatura minore sarebbe accompagnata da righe di emissione H α ordini di grandezza più intense di quelle osservate.

Poco dopo queste scoperte, un fondamentale articolo (Draine e Lazarian 1998) suggerì che la radiazione di dipolo prodotta da grani di polvere in rotazione potesse essere responsabile dell'emissione anomala. Semplici modelli per la rotazione dei grani erano stati ideati da Erickson (1957) e rivisitati nei decenni successivi. Nonostante l'idea fosse di molto antecedente, quella di Draine e Lazarian fu la prima descrizione teorica approfondita del fenomeno e che prendeva in considerazione un gran numero di processi che hanno luogo nelle nubi. Nell'articolo, oltre a proporre il nuovo modello, gli autori analizzarono l'ipotesi che l'emissione anomala fosse riconducibile a emissione free-free, mostrando che per osservare un bremsstrahlung di tale intensità a $T \geq 10^6$ K sarebbe necessaria un'immissione di energia nel mezzo interstellare incompatibile con i modelli Galattici.

La polvere in rotazione è tuttora il modello più in accordo con le osservazioni di emissione anomala. Ci sono tuttavia ancora importanti punti aperti: una questione particolarmente importante è la composizione dei grani, su cui è ancora in corso un dibattito. Il modello è stato negli anni più volte aggiornato da diversi autori (vedi Ali-Haïmoud 2012), in modo da tenere conto dei numerosi processi fisici che avvengono nelle nubi di polvere del mezzo interstellare. I principali modi con cui i grani possono entrare in rotazione, raccolti e analizzati da Ali-Haïmoud et al. (2009), sono implementati nel

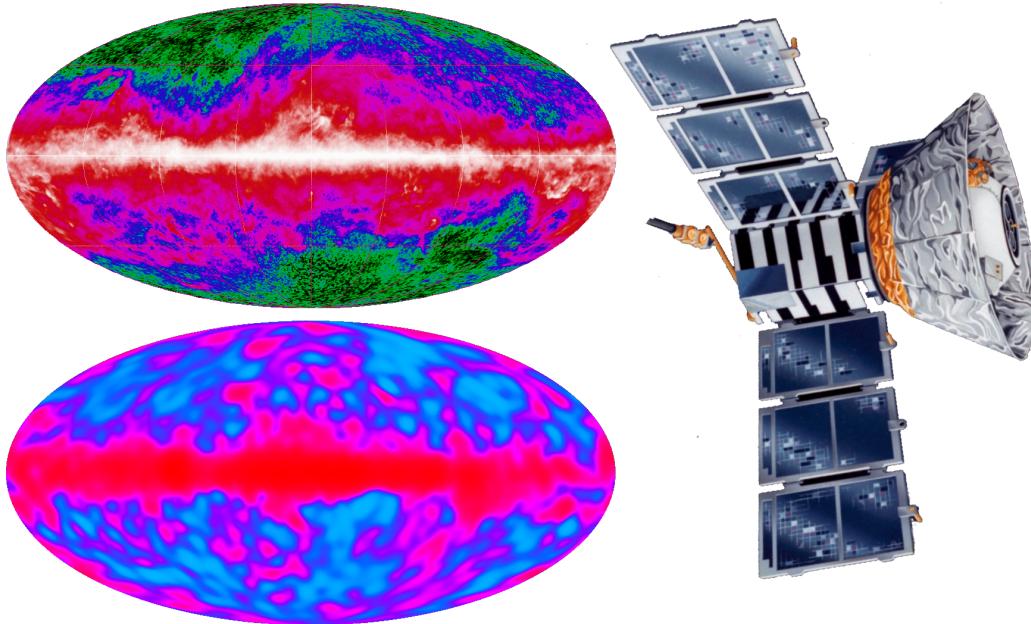


Figura 1.1: Mappe della sfera celeste dallo strumento DIRBE (in alto) e DMR (in basso). In entrambe le mappe è in evidenza l'emissione del disco Galattico, dove Kogut et al. (1996) ha trovato la forte correlazione tra emissione termica della polvere e emissione “anomala”. Nella mappa di DMR si possono notare anche le anisotropie della radiazione di fondo. A destra è rappresentato il satellite COBE. Le immagini sono disponibili a <http://www.nasa.gov/>.

codice SPDUST² e verranno esposti nel secondo capitolo.

1.2 Perché studiare l'emissione anomala?

La radiazione alle frequenze tra 10 e 1000 GHz che osserviamo nel cielo deriva principalmente dalla CMB e da meccanismi di emissione che avvengono all'interno della nostra Galassia. I principali sono la radiazione di sincrotrone, l'emissione free-free e l'emissione della polvere: saper riconoscere queste tre componenti è dunque fondamentale nelle misure della radiazione cosmica di fondo, come suggerisce anche la storia della sua scoperta. Mentre per le emissioni di sincrotrone e free-free è stato possibile ricavare il comportamento spettrale in funzione delle condizioni nelle quali si sviluppano (ad esempio la loro dipendenza dai campi magnetici locali, Bennet 1992), non è ancora

²SPDUST è disponibile a <http://www.pha.jhu.edu/yalihai1/spdust/spdust.html>

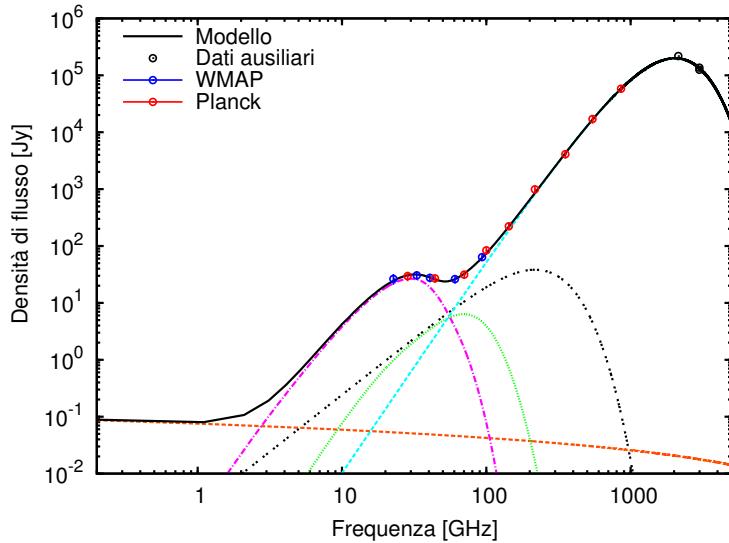


Figura 1.2: Spettro di AME-G353.05+16.90 nella nube molecolare ρ Ophiuchi West. In figura è mostrato il miglior modello che concorda con i dati. Il modello è composto da: emissione free-free (in arancione), CMB (in nero, punteggiato), emissione termica della polvere (in azzurro) e poche in rotazione. La polvere in rotazione è composta a sua volta da una componente proveniente da gas molecolare ad alta densità (in magenta) e da una proveniente da gas atomico a bassa densità (in verde). L'immagine è presa da *Planck early results. XX. New light on anomalous microwave emission from spinning dust grains* (Planck Collaboration et al. 2011).

ben conosciuta la dipendenza dell'emissione della polvere dalle caratteristiche dell'ambiente circostante. L'emissione anomala rimane quindi una delle sorgenti di disturbo nelle misure a 10–60 GHz. Questa emissione ha però anche un interesse intrinseco, dal momento che la sua misura può fornire informazioni utili sulle condizioni degli ambienti interstellari osservati. Per studiare le proprietà della polvere si fa affidamento soprattutto all'*estinzione* di cui è responsabile: l'assorbimento o dispersione della radiazione che la attraversa e giunge, modificata nell'intensità e nella lunghezza d'onda, fino alla Terra. Le misure di emissione anomala costituiscono un altro modo per studiare le proprietà dei grani, che giocano un ruolo importante nella fisica e chimica del mezzo interstellare.

Capitolo 2

La polvere interstellare e la sua emissione

2.1 La polvere interstellare

L'evidenza della presenza di particelle di polvere nello spazio interstellare risale a oltre 80 anni fa (Trumpler 1930) ed è stata dedotta dal confronto tra le distanze di alcuni ammassi aperti con le loro luminosità, ricavando un tasso di assorbimento della luce di $\approx 0.7 \text{ mag kpc}^{-1}$. Si trova anche una discrepanza tra gli indici di colore previsti e osservati di stelle. Questa differenza è chiamata “color excess”:

$$E_{B-V} = (B - V)_{\text{osservato}} - (B - V)_{\text{intrinseco}}. \quad (2.1)$$

In particolare, Trumpler nota come l'indice di colore, una volta mediato su una consistente popolazione di stelle, aumenti con la distanza, un fenomeno chiamato *reddening*. I grani di polvere infatti disperdono maggiormente la radiazione a bassa lunghezza d'onda a causa delle loro dimensioni ridotte (3.5–100 Å).

L'emissione termica infrarossa della polvere costituisce il 30% della luminosità della Via Lattea; eppure, solo a partire dagli anni '90 iniziò uno studio sistematico delle sue proprietà. I grani inoltre partecipano alla formazione delle stelle: schermano il gas dalla radiazione esterna riducendone la ionizzazione e velocizzando così il processo di formazione di nuclei protostellari. Dal punto di vista chimico la superficie dei grani funge da catalizzatore per la formazione di H₂ e altre semplici molecole¹, che i grani poi schermano dalla radiazione che le dissocerebbe.

¹Questo processo può inoltre mettere in rotazione il grano.

2.1.1 Composizione

La natura dei grani di polvere rimane oggetto di dibattito. Una loro osservazione diretta non è possibile in quanto la materia che giunge sulla terra tramite meteoriti non è rappresentativa del mezzo interstellare. Possiamo però ricavare informazioni dalle proprietà ottiche della polvere, ad esempio dal comportamento spettrale dell'estinzione.

L'estinzione è quantificata dalla magnitudine

$$A_\lambda = 2.5 \log_{10}(F_\lambda^0/F_\lambda), \quad (2.2)$$

dove F_λ e F_λ^0 rappresentano rispettivamente la densità di flusso misurata e quella che si misurerrebbe senza il fenomeno dell'estinzione. Si preferisce però utilizzare la quantità adimensionale

$$R_\lambda = A_\lambda/(A_B - A_V), \quad (2.3)$$

che ha il vantaggio di non dipendere dalla distanza. A_B e A_V si riferiscono all'estinzione che si osserva coi filtri B e V. Dalla definizione si può notare che più l'estinzione è efficace più R_λ è alto. Osservazioni dei satelliti OAO-2, *Copernicus* e TD-1 (Bless e Savage 1972) mostrano uno spiccato assorbimento a $\lambda \approx 2175\text{\AA}$, oltre al fatto che la dispersione aumenta verso lunghezze d'onda minori. Seaton (1979) ha mostrato che la curva di estinzione media può essere descritta da semplici espressioni nella variabile $x = 1/\lambda$: in particolare, il picco è ben descritto da una Lorentziana (vedi Fig 2.1).

La grafite mostra un simile comportamento nel suo spettro di assorbimento. Nella grafite gli atomi di carbonio sono legati in un esagono: 3 dei 4 elettroni di valenza di ogni atomo sono impegnati in questo legame mentre il quarto è posizionato in un orbitale π delocalizzato sull'anello. La transizione allo stato eccitato $\pi \rightarrow \pi^*$ è responsabile dell'assorbimento vicino a 2175\AA . Il profilo del picco è tuttavia diverso, per questo il modello preferito consiste nell'assumere che nella polvere siano presenti idrocarburi aromatici policiclici (PAHs). I PAHs mantengono la struttura ad anello della grafite ma, presentandosi in varie forme e composizioni, possono riprodurre il profilo osservato (Weingartner e B. T. Draine 2001a). Possono essere sia piccole molecole che grandi agglomerati, con un numero di atomi di carbonio che varia da 20 a 10^5 . La quantità di PAHs necessaria per l'estinzione osservata è compatibile (Weingartner e B. T. Draine 2001a, p. 297) con l'abbondanza stimata di atomi di carbonio nel mezzo interstellare.

Altri studi (Forrest et al. 1975) sulle proprietà ottiche della polvere mostrano comportamenti riproducibili da silicati e, in misura minore, altre molecole. Tuttavia nel modello di emissione anomala adottato gli idrocarburi aromatici sono considerati i maggiori responsabili.

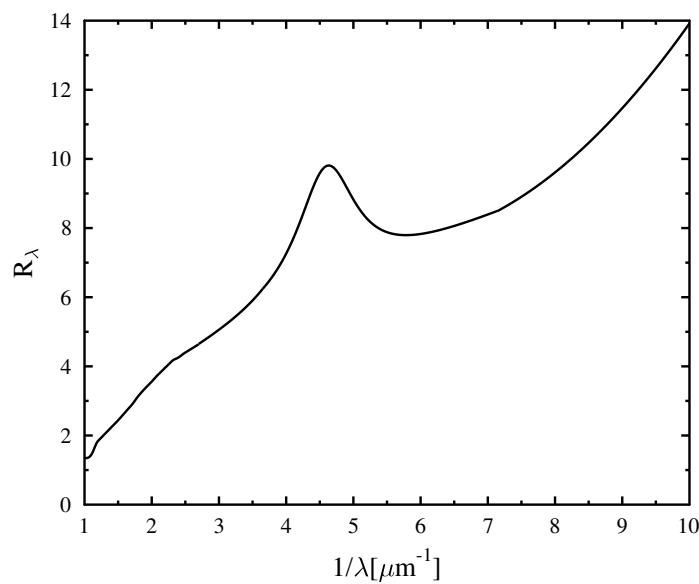


Figura 2.1: Curva di estinzione in funzione dell'inverso della lunghezza d'onda: nel grafico è rappresentato il modello analitico ricavato da Seaton (1979) in grado di riprodurre i dati raccolti dal satellite OAO-2. Si può notare il picco Lorentziano in corrispondenza di $\lambda = 2175 \text{ \AA}$.

2.2 Emissione anomala

2.2.1 Emissione di dipolo

Come anticipato, i grani emettono perché possiedono un momento di dipolo e possono ruotare. Un dipolo elettrico μ che ruota classicamente² con velocità angolare ω irradia energia elettromagnetica a una frequenza $\nu = \omega/2\pi$ con potenza media

$$P = \frac{2}{3c^3} \mu_{\perp}^2 \omega^4 \quad (2.4)$$

(sistema cgs), dove μ_{\perp} è la componente di μ perpendicolare a ω . Come si può notare la componente parallela non contribuisce alla radiazione.

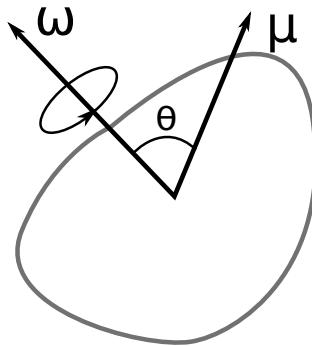


Figura 2.2: Un grano di forma irregolare, con vettori velocità angolare e momento di dipolo che formano un angolo θ .

È importante sottolineare che la maggior parte dei PAHs sono planari e simmetrici, quindi privi di momento di dipolo intrinseco. La natura polare emerge da difetti nella struttura molecolare, infatti ci si aspetta che i grani simmetrici non siano la norma nello spazio interstellare (B. T. Draine e A. Lazarian 1998, p.160). Una semplice sostituzione (ad esempio C → N o H → OH⁻) rompe la simmetria e introduce un momento di dipolo. Sono possibili anche modifiche strutturali: se si introduce un pentagono nella struttura esagonale dei PAHs il grano da planare e apolare diventa tridimensionale e polare. Inoltre è probabile che i grani si uniscano in agglomerati complessi e asimmetrici. B. T. Draine e A. Lazarian (1998) stima il momento di dipolo quadratico medio per atomo $\beta^2 = \langle \mu_i^2 \rangle / N_{\text{at}}$ considerando la polarità dei legami ritenuti più diffusi nella polvere interstellare, arrivando ad un valore di $\beta \approx 0.4$ debye. Tuttavia ammette che la stima potrebbe essere non accurata perciò β dovrebbe essere ritenuto un parametro variabile nel modello.

²B. T. Draine e A. Lazarian (1998) ha mostrato che la trattazione classica è applicabile anche ai grani più piccoli, per i quali $L \approx 70\hbar$.

Se un grano è asimmetrico, anche se perfettamente conduttivo, avrà in generale un baricentro di carica diverso dal baricentro di massa; ciò risulta in un momento di dipolo addizionale quando il grano è carico. Questo è stato dimostrato da Purcell (1979), che stima la separazione tra i baricentri essere intorno a 1% del raggio medio del grano. In definitiva un grano con dipolo intrinseco μ_i , con carica Ze e vettore di separazione tra i baricentri ϵa avrà un momento di dipolo totale

$$\mu = \mu_i + \epsilon a Z e, \quad (2.5)$$

con $|\epsilon| = 0.01$.

L'emissività è data da

$$\frac{j_\nu}{n_H} = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} da \frac{1}{n_H} \frac{dn_{\text{gr}}}{da} f_a(\omega) \frac{4\pi}{3c^3} \mu_{a\perp}^2 \omega^6, \quad (2.6)$$

dove $a_{\min} = 3.5 \text{ \AA}$ e $a_{\max} = 100 \text{ \AA}$. Il limite superiore è preso da Hoyle e Wickramasinghe (1970), che ha mostrato che l'emissione è importante solo per grani con $a \leq 100 \text{ \AA}$. Il limite inferiore invece è dato dal raggio della molecola discoidale del Coronene ($C_{24}H_{12}$), considerato il più piccolo idrocarburo nel mezzo interstellare (B. T. Draine e A. Lazarian 1998, p. 161). Al fine di calcolare l'emissività della polvere per atomo di idrogeno nel gas j_ν [$\text{Jy cm}^2 \text{ sr}^{-1} (\text{atomo di H})^{-1}$] è inoltre necessario conoscere:

1. La distribuzione delle dimensioni dei grani di polvere $n_H^{-1} dn_{gr}/da$ (numero di grani di raggio a per atomo di idrogeno).
2. Il momento di dipolo in funzione del raggio a : $\mu(a)$.
3. La distribuzione delle velocità angolari $f_a(\omega)$, che dipende sia dalle proprietà del grano che dalle condizioni ambientali. In generale si avrebbe $f_a(\omega)$, ovvero che la distribuzione dipende anche dalla direzione del vettore ω , tuttavia considereremo isotropi gli ambienti in cui è immersa la polvere, quindi per esempio privi di forti campi elettromagnetici.

Nei prossimi paragrafi verranno illustrate le assunzioni fatte in SPDUST riguardanti appunto la distribuzione delle dimensioni (paragrafo 2.2.2), il momento di dipolo (2.2.3) e la distribuzione delle velocità angolari (2.2.4).

2.2.2 Distribuzione delle dimensioni dei grani

I PAHs possono assumere varie forme, da lineare a discoidale fino a complesse strutture tridimensionali. Per caratterizzarli si può utilizzare il “raggio

“equivalente” a , definito da $V = 4\pi a^3/3$, ossia il raggio di una sfera con volume uguale al grano. Dalla definizione segue che a è strettamente legato al numero di atomi di carbonio nel grano N_C ; infatti, data la densità della grafite ρ_C e la massa atomica del carbonio m_C , si ha:

$$N_C \approx \frac{4}{3}\pi a^3 \frac{\rho_C}{m_C} \approx 468 \left(\frac{a}{10^{-7} \text{ cm}} \right)^3, \quad (2.7)$$

dove si è trascurato il contributo in massa dell'idrogeno. Da N_C è possibile stimare N_H ; il modello di B. T. Draine e Li (2001) assume

$$N_H = \begin{cases} \text{int}(0.5N_C + 0.5) & N_C \leq 25, \\ \text{int}(2.5\sqrt{N_C} + 0.5) & 25 < N_C \leq 100, \\ \text{int}(0.25N_C + 0.5) & N_C > 100. \end{cases} \quad (2.8)$$

Questa espressione riproduce bene gli idrocarburi aromatici conosciuti.

La forma del grano dipende empiricamente dal raggio a ; sia Draine e Lazarian (1998) che Ali-Haïmoud et al. (2009) assumono che i grani siano planari a forma di disco per $a < 6 \text{ \AA}$ e sferici altrimenti. Questa distinzione è importante perché i grani a disco ruotano preferibilmente intorno all'asse del massimo momento d'inerzia, ovvero intorno all'asse perpendicolare al piano in cui giace μ_i , quindi la loro emissività sarà più alta. Una stima dello spessore degli idrocarburi discoidali è data dalla separazione tra i fogli di un cristallo di grafite: 3.35 \AA .

La distribuzione delle dimensioni dei grani può essere ricavata dalle misure di estinzione, poiché un'onda luminosa viene diffratta diversamente da particelle di diametro diverso (scattering di Rayleigh). Weingartner e B. T. Draine (2001a) ha proposto una distribuzione in grado di riprodurre l'estinzione osservata. Il modello comprende anche una popolazione di silicati che come detto non dovrebbe influire sull'emissione anomala. La distribuzione dei PAHs che viene anche utilizzata da SPUDUST è

$$\frac{1}{n_H} \frac{dn_{\text{gr}}}{da} = D(a) + \frac{C}{a} \left(\frac{a}{a_t} \right)^\alpha F(a; \beta, a_t) \times \begin{cases} 1 & a_{\min} < a < a_t \\ \exp([(a - a_t)/a_c]^3) & a > a_t \end{cases} \quad (2.9)$$

dove

$$F(a; \beta, a_t) = \begin{cases} 1 + \beta a/a_t & \beta \geq 0 \\ (1 - \beta a/a_t)^{-1} & \beta < 0 \end{cases} \quad (2.10)$$

e $D(a)$ è la distribuzione lognormale

$$D(a) = \sum_{i=1}^2 \frac{B_i}{a} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln(a/a_{0,i})}{\sigma} \right)^2 \right]. \quad (2.11)$$

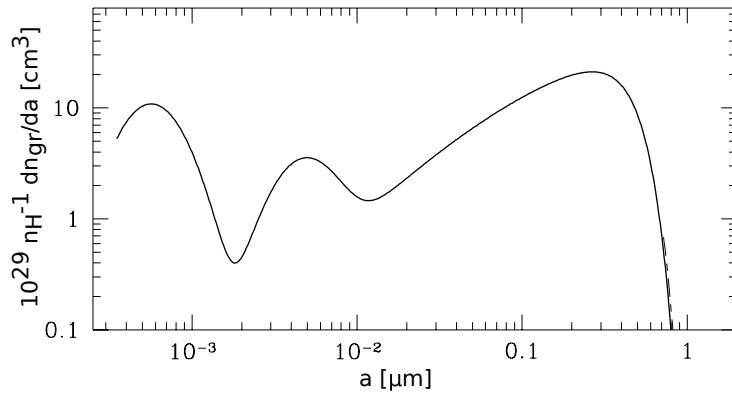


Figura 2.3: Una possibile distribuzione delle dimensioni dei grani: la distribuzione rappresentata corrisponde a quella che ho utilizzato con SPDUST. L'immagine è presa da Weingartner e B. T. Draine (2001a).

Con B_i costanti di normalizzazione che dipendono dalla quantità di carbonio nella nube. Questa distribuzione dipende da sei parametri ($B_i, C, a_t, a_c, \alpha, \beta$), Weingartner e B. T. Draine (2001a, tabella 1) elenca i loro valori più plausibili per il mezzo interstellare; il codice numerico permette di scegliere la distribuzione in base a questa tabella.

2.2.3 Momento di dipolo dei grani

Il momento di dipolo dipenderà dalla grandezza del grano in diversi modi. In primo luogo un grano più grande contiene più atomi e più legami, quindi ci si aspetta che abbia una polarità più elevata. In secondo luogo un grano più grande è in grado di acquisire una maggiore carica $|Ze|$, sia perché contiene più atomi che possono acquisire o perdere elettroni, sia perché il potenziale elettrico alla sua superficie è più basso rispetto a quello di un piccolo grano con medesima carica ($V \propto r^{-1}$) rendendo più facile l'avvicinarsi di altre cariche. Inoltre la separazione tra baricentro di carica e baricentro di massa è proporzionale al diametro. Va notato che tranne in particolari condizioni, come verrà approfondito nel terzo capitolo, il momento di dipolo intrinseco è dominante su quello acquisito tramite carica elettrica. Ali-Haïmoud et al. (2009) stima la distribuzione di μ_i assumendo che le polarità dei singoli legami nel grano si sommino secondo una *random-walk*. Il risultato è una distribuzione normale multivariata, differente per grani a disco o sferici perché la *random-walk* viene effettuata in un numero di dimensioni diverse (2D per

un disco, 3D per una sfera).

$$P(\mu_i) \propto \begin{cases} \mu_i^2 \exp\left(-\frac{3}{2}\frac{\mu_i^2}{\langle\mu_i\rangle^2}\right) & \text{grano sferico,} \\ \mu_i \exp\left(-\frac{\mu_i^2}{\langle\mu_i\rangle^2}\right) & \text{grano a disco.} \end{cases} \quad (2.12)$$

Il numero di atomi influenza la distribuzione perché $\langle\mu_i^2\rangle = N_{\text{at}}\beta^2$.

Se si assume che i vettori $\boldsymbol{\mu}_i$ e $\boldsymbol{\epsilon}$ siano orientati casualmente nello spazio, il momento di dipolo totale è dato da

$$\mu^2 = \mu_i^2 + (0.01 Z e a)^2. \quad (2.13)$$

È necessario dunque conoscere la distribuzione di carica $f_a(Z)$, non solo perché influenza μ , ma anche perché Z influenza la dinamica collisionale del grano.

La polvere si carica per collisione con ioni (che sottraggono cariche negative al grano) o elettroni e tramite fotoemissione. Definiamo le frequenze con cui questi processi avvengono $J_i(Z, a)$, $J_e(Z, a)$ e $J_{\text{ph}}(Z, a)$ (Weingartner e B. T. Draine 2001b; B. T. Draine e Sutin 1987); all'equilibrio dovrà valere

$$[J_i(Z, a) + J_{\text{ph}}(Z, a)]f_a(Z) = J_e(Z + 1, a)f_a(Z + 1). \quad (2.14)$$

L'equazione può essere risolta ricorsivamente. La fotoemissione è provocata dalla radiazione elettromagnetica che incide sulla polvere e questa è differente in ogni regione dello spazio interstellare. Una buona approssimazione consiste nell'utilizzare lo spettro medio della radiazione interstellare calcolato da Mathis et al. (1983), che dà una densità di energia in funzione della frequenza della radiazione:

$$\nu u_{\nu}^{\text{ISRF}} = \begin{cases} 0 & h\nu > 13.6 \text{ eV}, \\ 3.328 \times 10^{-9} (h\nu/\text{eV})^{-4.4172} \text{ erg cm}^{-3} & 11.2 \text{ eV} < h\nu < 13.6 \text{ eV}, \\ 8.463 \times 10^{-13} (h\nu/\text{eV})^{-1} \text{ erg cm}^{-3} & 9.26 \text{ eV} < h\nu < 11.2 \text{ eV}, \\ 2.055 \times 10^{-14} (h\nu/\text{eV})^{0.6678} \text{ erg cm}^{-3} & 5.04 \text{ eV} < h\nu < 9.26 \text{ eV}, \\ (4\pi\nu/c) \sum_{i=1}^3 w_i B_{\nu}(T_i) & h\nu < 5.04 \text{ eV}, \end{cases} \quad (2.15)$$

dove l'ultimo termine consiste nella somma pesata di tre spettri di corpo nero. Si noti che la densità di energia è nulla per fotoni in grado di ionizzare l'idrogeno. La densità spettrale di energia elettromagnetica in diverse zone del mezzo interstellare può essere quindi presa come multiplo χ di u^{ISRF} .

2.2.4 Distribuzione delle velocità angolari

La distribuzione $f_a(\omega)$ tale che $f_a(\omega)d\omega$ sia la probabilità di trovare un grano di raggio a rotante alla velocità ω è ottenuta da SPDUST risolvendo l'equazione di Fokker-Planck nella sua versione stazionaria. L'equazione è valida per processi che modificano di poco la velocità angolare di un corpo ($\delta\omega \ll \omega$); in linea di principio quindi non sarebbe valida per i grani più piccoli, dove una piccola variazione nel momento angolare corrisponde una grande differenza nella velocità. Ali-Haïmoud et al. (2009) ha però mostrato come questo non influenzi sensibilmente la distribuzione nelle frequenze di interesse per l'emissione anomala (10–300 GHz). L'equazione di Fokker-Planck stazionaria è

$$\frac{\partial}{\partial\omega^i}[D^i(\boldsymbol{\omega})f_a(\boldsymbol{\omega})] + \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial\omega^i\partial\omega^j}[E^{ij}(\boldsymbol{\omega})f_a(\boldsymbol{\omega})] = 0, \quad (2.16)$$

dove gli indici i e j vanno da 1 a 3 e i coefficienti di *damping* e *excitation* sono definiti da

$$D^i(\boldsymbol{\omega}) \equiv -\lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{\langle \delta\omega^i \rangle}{\delta t}, \quad E^{ij}(\boldsymbol{\omega}) \equiv -\lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{\langle \delta\omega^i \delta\omega^j \rangle}{\delta t}. \quad (2.17)$$

Usando coordinate sferiche $(\hat{\boldsymbol{\omega}}, \hat{\boldsymbol{\theta}}, \hat{\boldsymbol{\phi}})$ e sapendo che lo spazio in cui è immerso il grano è isotropo, la 2.16 diventa

$$\frac{1}{\omega^2} \frac{d}{d\omega} [\omega^2 D(\omega) f_a(\omega)] + \frac{1}{2\omega^2} \frac{d^2}{d\omega^2} [\omega^2 E_{\parallel}(\omega) f_a(\omega)] - \frac{1}{\omega^2} \frac{d^2}{d\omega^2} [\omega E_{\perp}(\omega) f_a(\omega)] = 0, \quad (2.18)$$

con

$$E_{\parallel}(\omega) = E^{\omega\omega}, \quad E_{\perp}(\omega) = E^{\theta\theta}\omega^2 = E^{\phi\phi}\omega^2 \sin^2\theta \quad (2.19)$$

e, assumendo che tutti gli smorzamenti avvengano lungo la direzione della velocità angolare del grano

$$\mathbf{D}(\boldsymbol{\omega}) = D(\omega)\hat{\boldsymbol{\omega}}. \quad (2.20)$$

Integrando la 2.18 l'equazione differenziale diventa del primo ordine:

$$\frac{df_a}{d\omega} + 2\frac{D}{E_{\parallel}}f_a = 0. \quad (2.21)$$

Nell'equazione precedente si è fatto uso del fatto che $E_{\parallel} = E_{\perp}$ (eccitazioni isotrope) e $\frac{dE_{\parallel}}{d\omega} = 0$ (eccitazioni non dipendono dalla velocità angolare). I termini D ed E sono composti da contributi provenienti da tutti i meccanismi che possono mettere in rotazione il grano. È conveniente utilizzare i coefficienti normalizzati

$$F_X \equiv \frac{\tau_H}{\omega} D_X, \quad G_X \equiv \frac{I\tau_H}{2kT} E_{\parallel,X}, \quad (2.22)$$

dove l'indice X individua il procedimento responsabile dell'eccitazione o dello smorzamento della rotazione e τ_H è il tempo caratteristico delle collisioni con atomi di idrogeno

$$\tau_H \equiv \left[n_H m_H \left(\frac{2kT}{\pi m_H} \right)^{1/2} \frac{4\pi a^4}{3I} \right]^{-1}. \quad (2.23)$$

I coefficienti così definiti sono adimensionali e sono quelli ricavati da Ali-Haïmoud et al. (2009) e calcolati da SPDUST per ogni processo. Inserendoli nella 2.18 si ottiene l'equazione differenziale per la distribuzione di ω :

$$\frac{df_a}{d\omega} + \left[\frac{I\omega}{kT} \frac{F}{G} + \frac{\tau_H}{\tau_{ed}} \frac{1}{3G} \frac{I^2 \omega^3}{k^2 T^2} \right] f_a = 0, \quad \tau_{ed} \equiv \frac{I^2 c^3}{2kT \mu_\perp^2}. \quad (2.24)$$

τ_{ed} è il tempo caratteristico dell'emissione di dipolo, processo di smorzamento che introduce il termine in ω^3 nella 2.24 rendendo la distribuzione non maxwelliana (vedi Ali-Haïmoud et al. 2009). Questa è l'equazione risolta dal codice dopo aver calcolato $F = \sum_X F_X$ e $G = \sum_X G_X$.

2.3 Meccanismi di eccitazione e smorzamento

In questa sezione verranno presentati i principali processi in grado di mettere in rotazione i grani di polvere. I meccanismi che influenzano la rotazione sono moltissimi, qui sono descritti solo quelli ritenuti dominanti da B. T. Draine e A. Lazarian (1998) e implementati in SPDUST.

Per studiare qualsiasi collisione, con atomi o ioni, è necessario introdurre alcune approssimazioni semplificative:

1. si assume che il grano sia in uno stato stazionario: il numero di particelle che collidono con il grano è uguale al numero di quelle che si allontanano, non c'è accumulo sulla superficie;
2. il grano acquista una carica positiva in urti con ioni, e non cede mai la carica accumulata ad atomi o ioni;
3. sulla superficie del grano non ci sono punti privilegiati o sfavoriti dove avvengano urti;
4. dopo l'impatto, l'atomo lascia il grano con una velocità termica data dalla temperatura di evaporazione T_{ev} , che dipende dalla temperatura dell'emissione termica infrarossa del grano.

2.3.1 Collisione con atomi neutri

Gli atomi neutri nel gas sono principalmente³ H e He. Nel caso il grano non sia carico, l'unica interazione a distanza tra grano e atomi è quella tra il momento di dipolo del grano e il dipolo indotto sull'atomo, che è trascurabile per via della sua debolezza ($U(r) \propto r^{-6}$). La sezione d'urto dipende quindi solo dalla forma dell'atomo. La velocità degli atomi in arrivo segue la distribuzione di Maxwell:

$$f_{\text{in}}(\mathbf{v}) = n_{\text{H}} \left(\frac{m_{\text{H}}}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-m_{\text{H}}v^2/2kT}, \quad (2.25)$$

da cui si ricava il tasso di eccitazione

$$\frac{d\Delta L_z^2}{dt dS} = \int v(m_{\text{H}}\rho v_{\theta})^2 f_{\text{in}}(\mathbf{v}) d^3\mathbf{v}, \quad (2.26)$$

dove ρ è la distanza dall'asse di rotazione e S la superficie del grano. Integrando su \mathbf{v} e S e ricordando che $\Delta L_z^2 = I^2 \Delta \omega^2$ si ottiene, secondo la 2.17, il coefficiente di eccitazione

$$E_{\parallel}^{\text{in}} = \frac{kT}{I\tau_{\text{H}}}. \quad (2.27)$$

Similmente si ottiene il coefficiente di eccitazione dato dagli atomi che lasciano la superficie $E_{\parallel}^{\text{ev}}$. Il calcolo dei coefficienti di smorzamento non è necessario in base all'assunzione che i grani siano in uno stato stazionario.

La situazione è più complicata nel caso il grano sia carico, perché un atomo risponde a un carica vicina sviluppando un momento di dipolo indotto che interagisce elettricamente con la carica. L'intensità di questa interazione è

$$U(r) = -\frac{1}{2}\alpha \frac{Z_g^2 q_e^2}{r^4}. \quad (2.28)$$

α è la polarizzabilità dell'atomo, pari a 0.67 \AA^3 per l'idrogeno e 0.20 \AA^3 per l'elio. Questa interazione aumenta la sezione d'urto: infatti una traiettoria con parametro d'impatto b conduce allo scontro se

$$b \leq \begin{cases} a\sqrt{\frac{2v_a}{v}} & \text{se } v \leq v_a \\ a\sqrt{1 + \frac{v_a^2}{v^2}} & \text{se } v \geq v_a \end{cases} \quad v_a = \frac{Z_g^2 q_e^2 \alpha}{ma^4}. \quad (2.29)$$

2.3.2 Collisioni con ioni

Gli ioni presenti nel gas interstellare sono principalmente H^+ e C^+ . Uno ione interagisce sia con la carica del grano tramite la forza di Coulomb, sia

³Ali-Haïmoud et al. (2009) stima $n_{\text{He}}/n_{\text{H}} = 1/12$

con il suo dipolo intrinseco. Il dipolo può essere considerato non rotante a causa del rapporto tra i tempi caratteristici di collisione e rotazione, infatti $\omega a/v \approx \sqrt{m_i/m_{gr}} \ll 1$. L'interazione totale è data dal potenziale

$$V(r, \theta) = \frac{Z_g Z_i q_e^2}{r} + \frac{Z_i q_e \mu \cos \theta}{r^2}. \quad (2.30)$$

Il calcolo di $\frac{d\Delta L_z^2}{dt}$ è complesso e può essere consultato in Ali-Haïmoud et al. (2009, p. 1063), il punto di partenza è osservare che, oltre all'energia e al momento angolare, è presente una terza costante del moto:

$$A \equiv L^2 + 2m_i Z_i q_e \mu \cos \theta. \quad (2.31)$$

Il caso in cui il grano non è carico è, sorprendentemente, più complicato: non comparendo più il termine della forza di Coulomb diventa importante il contributo dell'interazione tra lo ione e la “carica immagine” che compare sulla superficie del grano quando i due sono vicini. Il potenziale di interazione risulta:

$$V(r, \theta) = -\frac{Z_i^2 q_e^2 a^3}{2r^2(r^2 - a^2)} + \frac{Z_i q_e \mu \cos \theta}{r^2}. \quad (2.32)$$

In entrambi i potenziali è presente il momento di dipolo dell'idrocarburo: il suo effetto è quello di aumentare il tasso delle collisioni, provocando un aumento della potenza irradiata (ma non della frequenza alla quale viene emessa, si veda la figura 3.1).

Una differenza tra le collisioni con ioni e atomi neutri è che nel primo caso avviene uno scambio di carica: lo ione acquisisce un elettrone dal grano e lascia la sua superficie come atomo neutro, interagendo però ancora secondo il potenziale 2.28. Questo è importante nel caso di impatto con uno ione carbonio, che avendo energia di ionizzazione più bassa è sempre presente nelle nubi, a differenza dell'idrogeno che può rimanere in fase atomica a causa del “self-shielding”⁴. L'atomo neutro C che esce dall'impatto ha inoltre una polarizzabilità maggiore dell'idrogeno (1.54\AA^3), quindi interagisce più intensamente con il grano.

Dopo una collisione può verificarsi la cattura dell'atomo: questo accade se la velocità di evaporazione è minore della “velocità di fuga” dal grano determinata dal potenziale elettrico. Tuttavia l'atomo sarà emesso successivamente a causa di altre collisioni.

⁴Il termine “self-shielding” si riferisce al fenomeno per il quale l'idrogeno negli strati più esterni di una nube interstellare protegge l'idrogeno all'interno dalla radiazione ionizzante. Ciò avviene quando la densità della nube è abbastanza alta da rendere il mezzo interstellare otticamente spesso. Anche la polvere può contribuire ad assorbire la radiazione.

2.3.3 Plasma drag

“Plasma drag” è un termine coniato dagli autori di B. T. Draine e A. Lazarian (1998) per indicare il momento torcente esercitato su un grano di polvere da uno ione passante nelle vicinanze. Il processo di plasma drag differisce dallo scontro diretto. Innanzitutto nel primo caso non c’è scambio di carica; inoltre in una collisione tutta l’energia cinetica viene inizialmente assorbita dal grano e successivamente ceduta in parte allo ione. La correlazione tra energia cinetica dello ione prima e dopo l’impatto è quasi nulla, mentre nel plasma drag l’energia in uscita dipende fortemente dall’energia in entrata.

Il momento torcente è provocato dall’interazione carica-dipolo ed è dato da

$$I \frac{d\omega}{dt} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{E} = -I \frac{Z_i q_e}{r^2} \boldsymbol{\mu} \times \hat{\mathbf{r}}, \quad (2.33)$$

sia per un grano carico che neutro. Mentre una soluzione analitica è possibile per un grano carico, nell’altro caso si deve far uso di calcoli numerici, poiché diventa nuovamente importante il contributo della carica indotta sulla superficie del grano.

2.3.4 Emissione infrarossa e anomala

La polvere emette radiazione nel campo del lontano infrarosso e delle microonde, irradiando anche momento angolare e quindi rallentando. La polvere può inoltre assorbire la radiazione e accelerare. La dinamica del processo di emissione è governata dalle equazioni

$$\dot{E} = \frac{2}{3c^3} \ddot{\boldsymbol{\mu}}^2, \quad \dot{\mathbf{L}} = \frac{2}{3c^3} \dot{\boldsymbol{\mu}} \times \ddot{\boldsymbol{\mu}}. \quad (2.34)$$

La risoluzione di queste porta alla variazione di momento angolare

$$\frac{dL_z}{dt} = \frac{2\omega}{\pi} \int_0^\infty \frac{F_\nu}{\nu} d\nu, \quad (2.35)$$

che può essere calcolata se si conosce la potenza emessa per intervallo di lunghezza d’onda F_ν .

A questa variazione si aggiunge l’effetto dato dal rinculo dei fotoni che lasciano il grano:

$$\frac{d\Delta L^2}{dt} = \frac{h}{\pi} \int_0^\infty \frac{F_\nu}{\nu} d\nu. \quad (2.36)$$

2.3.5 Emissione fotoelettrica

La radiazione elettromagnetica che incide sul grano può provocare l'emissione di un elettrone, che porta con sè un momento angolare

$$\Delta L_z = m_e \rho (v_e^\theta - \rho \omega). \quad (2.37)$$

La velocità tangenziale dell'elettrone v_e^θ segue la distribuzione di Maxwell; conoscendo il tasso di fotoemissione J_{pe} (vedi l'eq. 2.14 e il suo paragrafo) si può calcolare il contributo del processo alla rotazione. Si verifica che questo è lineare in J_{pe} , a sua volta lineare in χ : l'emissione fotoelettrica dipende direttamente dalla radiazione in cui è immersa la polvere.

2.3.6 Formazione di H₂ sulla superficie del grano

Come anticipato, la superficie dei grani agisce da catalizzatore per reazioni di sintesi di molecole. La più comune è la formazione di una molecola di idrogeno, che avviene quando un atomo H si scontra con il grano e si unisce ad un altro H che era presente sulla superficie. L'efficacia γ di questo processo, ovvero il rapporto tra collisioni che risultano in formazione di H₂ e collisioni totali, è scarsamente conosciuta (B. T. Draine e A. Lazarian 1998, p. 166): in SPDUST è un parametro in input. Il contributo di questo processo alla rotazione del grano dipende inoltre dalla sua grandezza: un grano più grande ha più superficie su cui la reazione può avere luogo. Tuttavia la velocità angolare trasmessa dal processo dipende dal rapporto $\sqrt{m_{H_2}/m_{gr}}$, che è più piccolo proprio per grani massivi. Ci si aspetta dunque che questo processo non influenzi molto lo spettro di emissione.

Capitolo 3

Studio dell'emissione anomala con il codice SpDust

3.1 Il codice SpDust

SPDUST è un codice numerico scritto nel linguaggio interpretato IDL (*Interactive Data Language*) e pubblicato da Yacine Ali-Haïmoud inizialmente nel 2008, e poi corretto e perfezionato nel 2010 e 2012. Il codice è affiancato dall'articolo Ali-Haïmoud et al. (2009), che ne illustra il funzionamento e il modello di cui fa uso. Per ogni esecuzione, il programma restituisce un file contenente lo spettro di emissione della nube di polvere interstellare, ovvero una elenco di frequenze (in GHz) a cui è fatta corrispondere la potenza per intervallo di frequenza (in $\text{Jy cm}^2 \text{sr}^{-1}$, equivalente a $\text{erg s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1}$). Lo spettro è normalizzato sul numero di atomi di idrogeno nel gas che contiene la nube.

Il programma ha bisogno di nove parametri per calcolare l'emissione, questi descrivono sia l'ambiente interstellare dove è collocata la nube che le proprietà dei grani nella nube e sono:

n_{H} la densità numerica totale di atomi di idrogeno del gas, comprendente ioni, atomi e molecole (in cm^{-3});

T La temperatura del gas (in K);

χ l'intensità della radiazione in cui è immersa la nube: χ è un numero puro e lo spettro è dato da χu^{ISRF} (vedi 2.15);

x_{H} la frazione di atomi di idrogeno ionizzati ($x_{\text{H}} = n_{\text{H}^+}/n_{\text{H}}$);

x_{C} la quantità di ioni carbonio rispetto alla densità totale ($x_{\text{C}} = n_{\text{C}^+}/n_{\text{H}}$);

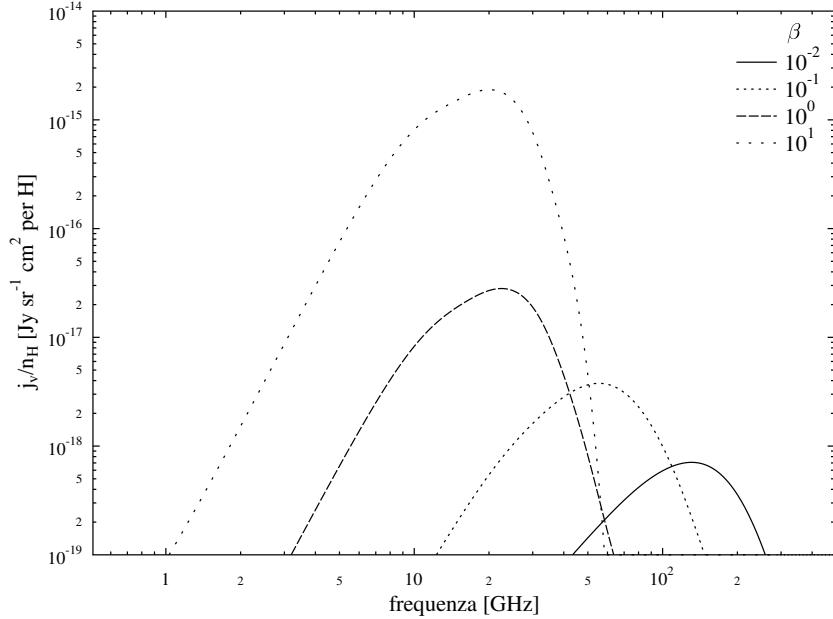


Figura 3.1: Tipici spettri di emissione anomala: in figura sono disegnati quattro differenti spettri di una nube di *Cold Neutral Medium* (CNM, vedi tabella 3.2) ottenuti con SPDUST, che differiscono per il momento di dipolo quadratico medio β indicato in alto a destra. Come ci si aspetta la potenza emessa aumenta con il momento di dipolo, mentre il picco si sposta su frequenze più basse. Quest'ultimo effetto è causato dal fatto che un grano rotante con grande momento di dipolo emetterà velocemente il proprio momento angolare, rallentando ed emettendo poi stabilmente a frequenze più basse.

y la frazione di atomi di idrogeno in stato molecolare ($y = 2n_{H_2}/n_H$);

γ l'efficienza del processo di formazione di H_2 sulla superficie dei grani;

μ_i o β il momento di dipolo quadratico medio da cui il codice ricava la distribuzione dei momenti (vedi 2.12);

l valore che contiene i parametri per la distribuzione delle grandezze dei grani (vedi 2.9 e successive). l esprime il numero della riga nella tabella 1 di Weingartner e B. T. Draine (2001a), dove sono elencate le diverse possibilità per la distribuzione.

Parametro	DC	MC	CNM	WNM	WIM	RN	PDR
$n_{\text{H}}[\text{cm}^{-3}]$	10^4	300	30	0.4	0.1	10^3	10^4
$T [\text{K}]$	10	20	100	6000	8000	100	300
χ	10^{-4}	0.01	1	1	1	1000	3000
x_{H}	0	0	0.0012	0.1	0.99	0.001	0.0001
x_{C}	10^{-6}	0.0001	0.0003	0.0003	0.001	0.0002	0.0002
y	0.999	0.99	0	0	0	0.5	0.5

Tabella 3.1: Caratteristiche degli ambienti interstellari: è riportata la tabella di B. T. Draine e A. Lazarian (1998), le sigle si riferiscono a *Dark Cloud*, *Molecular Cloud*, *Cold Neutral Medium*, *Warm Neutral Medium*, *Warm Ionized Medium*, *Reflection Nebula*, *Photodissociation Region*. DC, WNM e WIM sono evidenziati perché sono gli ambienti che ho utilizzato per lo studio dello spettro.

3.2 Dipendenza dello spettro dai parametri fisici

Per studiare il comportamento dell'emissione anomala si può caratterizzarne lo spettro dalla potenza totale emessa per atomo di idrogeno j/n_{H} e dalla frequenza di picco ν_{peak} e osservare come questi variano in funzione di ogni parametro. In Ali-Haïmoud et al. (2009) è possibile trovare uno studio di questo tipo per una nube di *Cold Neutral Medium* (CNM, vedi tabella 3.2). Seguendo questo esempio ho disegnato l'andamento della potenza e della posizione del picco per ogni parametro in tre diversi ambienti: *Warm Neutral Medium*, *Warm Ionized Medium* e *Dark Cloud*. Per calcolare la potenza totale emessa ho implementato un integratore che utilizza il metodo dei trapezi, mentre per estrarre il valore del picco ho implementato un interpolatore che approssima l'andamento dello spettro in prossimità del massimo con una parabola passante per i tre punti più alti. Ho testato l'efficacia di questi due metodi riproducendo i grafici in Ali-Haïmoud et al. (2009) (vedi figure 3.3 e 3.4), con esito positivo.

I parametri corrispondenti agli ambienti interstellari sono stati tabulati da B. T. Draine e A. Lazarian (1998, tab.1). Ho usato questi valori anche per ricavare degli intervalli in cui far variare i parametri ambientali, in modo da simulare ambienti che possano esistere nel mezzo interstellare.



Figura 3.2: A sinistra la Nebulosa Testa di Cavallo (Barnard 33), una nebulosa oscura (Dark Cloud) nella costellazione di Orione: si può notare come la luce non riesca ad attraversare la nebulosa. A destra la Nebulosa del Granchio (NGC 1952), formata da gas in espansione espulsi dalla Supernova 1054. Sono evidenti i filamenti formati da gas ionizzato caldo, un esempio di WIM.

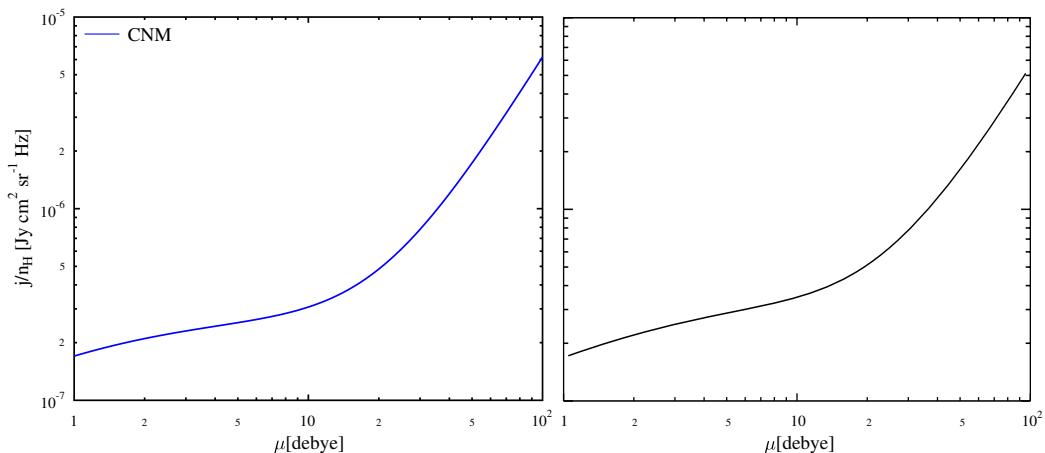


Figura 3.3: Efficacia dell'integratore: a sinistra il grafico che ho ottenuto con il mio integratore, a destra quello riportato in Ali-Haïmoud et al. (2009). Nei grafici è rappresentata la potenza emessa dalla polvere in funzione del momento di dipolo intrinseco, l'ambiente in cui è immersa la polvere è il *Cold Neutral Medium*.

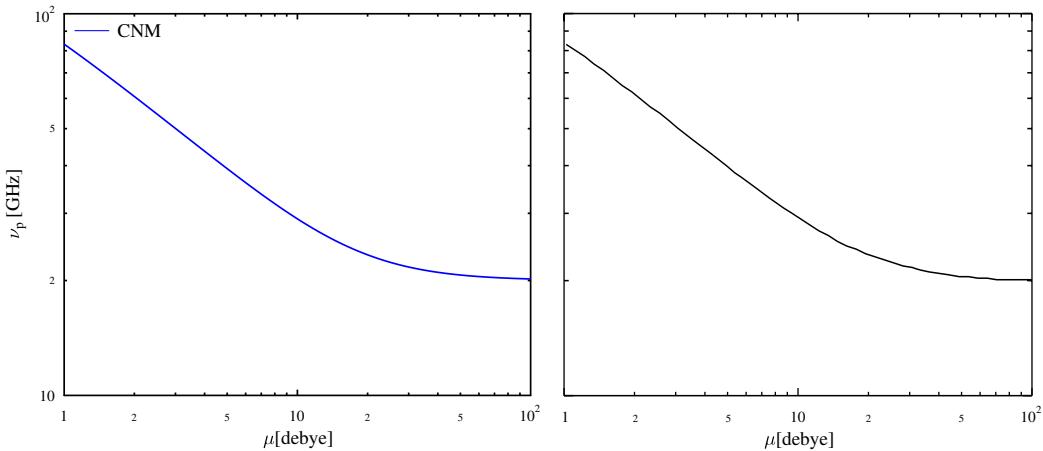


Figura 3.4: Efficacia dell’interpolatore: a sinistra il grafico che ho ottenuto con il mio interpolatore, a destra quello riportato in Ali-Haïmoud et al. (2009). Nei grafici è rappresentata la frequenza di picco in funzione del momento di dipolo intrinseco, l’ambiente in cui è immersa la polvere è il *Cold Neutral Medium*.

3.2.1 Momento di dipolo intrinseco

Lo studio della dipendenza dello spettro dal momento di dipolo intrinseco è di primaria importanza in quanto questo è sconosciuto e solo stimato su basi chimiche e statistiche. In figura 3.5 possiamo osservare il comportamento dell’emissione per $\mu_i \rightarrow \infty$: la potenza emessa sembra stabilizzarsi su una retta, infatti secondo la 2.4 si ha la dipendenza quadratica dell’emissione dal dipolo (che in un grafico logaritmico appare come una retta). La radiazione inoltre si sposta su frequenze più basse, responsabile di questo è lo smorzamento tramite emissione: secondo la 2.35 si ha che un grano irradia momento angolare secondo $dL_z/dt \propto \mu^2 \omega^4$, quindi molto velocemente. Un grano con grande momento di dipolo che ruota velocemente rallenterà molto prima che sopraggiunga una nuova collisione, quindi in media i grani ruoteranno più lentamente. Per capire il comportamento per $\mu_i \rightarrow 0$ ricordiamo che il dipolo totale è dato dalla somma di due termini: $\mu^2 = \mu_i^2 + (0.01 Zea)^2$, se $\mu_i = 0$ solo il termine proporzionale a Z contribuisce all’emissione, che quindi rimarrà costante. Un caso particolare è dato dall’ambiente di *Dark Cloud*, che è caratterizzato da bassa radiazione e bassa ionizzazione: vengono quindi a mancare i principali processi che possono caricare i grani. In un ambiente di questo tipo la polvere, senza carica e polarità intrinseca, non è più in grado di emettere. Ho testato questa mia ipotesi variando i parametri in input a SPDUST e ho trovato che quest’effetto si manifesta in tutti gli

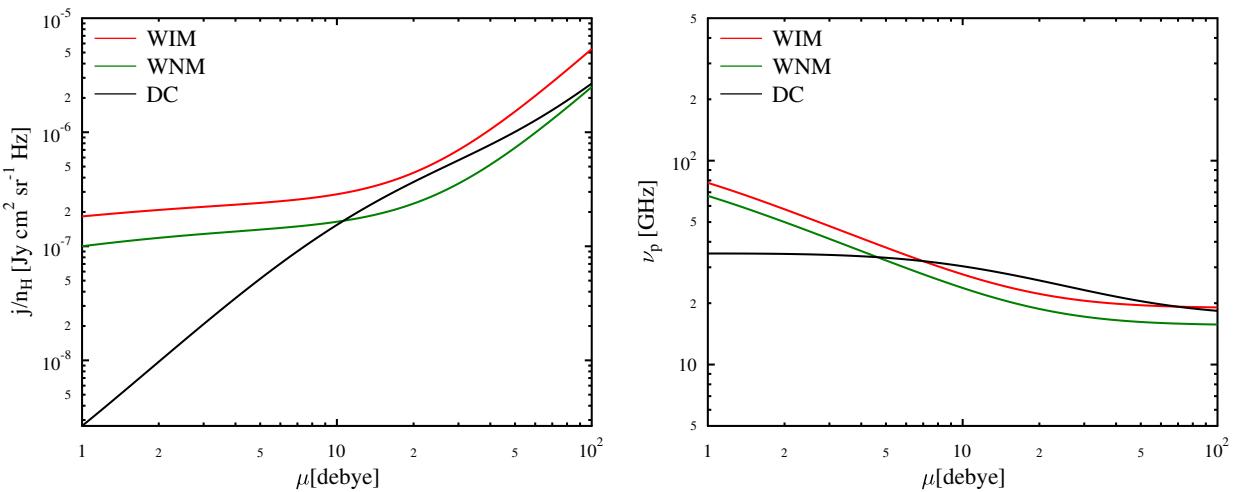


Figura 3.5: Effetto del momento di dipolo intrinseco quadrattico medio μ_i : a sinistra la potenza totale emessa, a destra la frequenza del picco di emissione. Siccome il dipolo dipende dal raggio del grano, il valore μ_i rappresentato corrisponde a un raggio $a = 10 \text{ \AA}$, da cui il codice ricava il dipolo per tutti i raggi possibili. È possibile notare come l'emissione di una DC tenda a 0 quando il momento di dipolo si annulla, mentre in altri ambienti l'emissione si stabilizza su un valore non nullo. Sulla destra è possibile notare come il picco si sposti a frequenze più basse con l'aumentare dell'emissione, diversamente dal comportamento osservato nei grafici successivi.

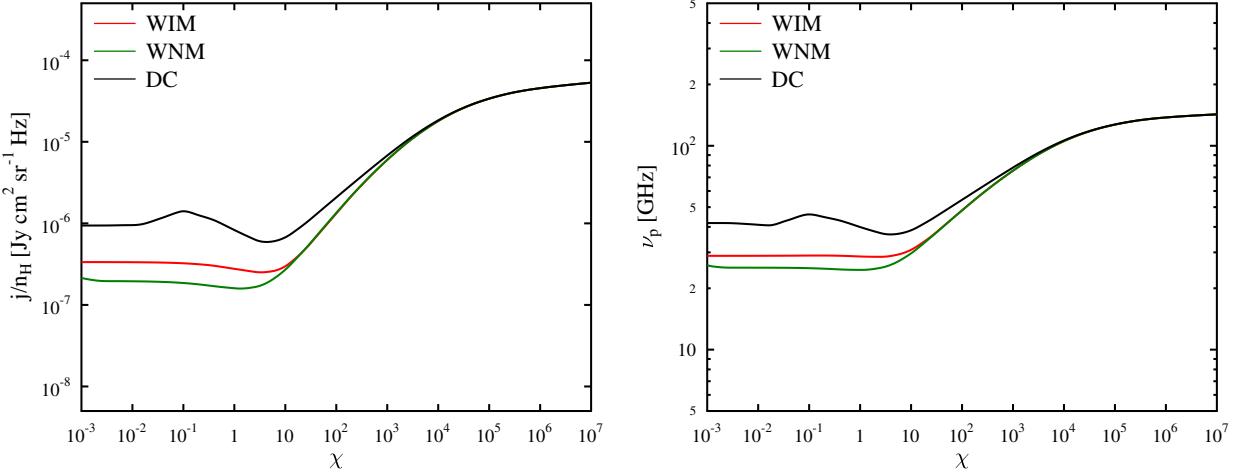


Figura 3.6: Effetto dell'intensità di radiazione incidente χ sulla polvere. La discontinuità intorno a $\chi \approx 10^{-2}$ è causata dal fatto che il codice calcola la temperatura di evaporazione dal grano in modo discontinuo. È interessante notare il minimo a $\chi \approx 10$, la cui natura è spiegata sotto.

ambienti poco illuminati ($\chi \leq 10^{-2}$) e contemporaneamente poco ionizzati ($x_C + x_H \leq 10^{-6}$).

Il processo dominante quando il momento di dipolo è grande è il plasma drag ($G_p \propto \mu^2$).

3.2.2 Intesità della radiazione incidente

La radiazione che illumina la nube di polvere incide sullo spettro in più modi. Come detto prima, la distribuzione di carica è influenzata dalla radiazione tramite il processo della fotoemissione; i grani di una nube relativamente vicina a una stella vengono ionizzati dalla radiazione, acquisendo carica positiva. Inoltre i fotoni incidenti possono mettere in rotazione i grani. Questi due effetti sono responsabili dell'andamento dei grafici in figura 3.6: l'emissione decresce fino a $\chi \approx 10$ poiché la crescente carica dei grani rende più difficile l'impatto con ioni, mentre aumenta per χ maggiori in quanto diventa importante l'accelerazione data da fotoni incidenti. Notiamo che, a differenza del caso precedente, la frequenza di picco segue l'andamento della potenza emessa.

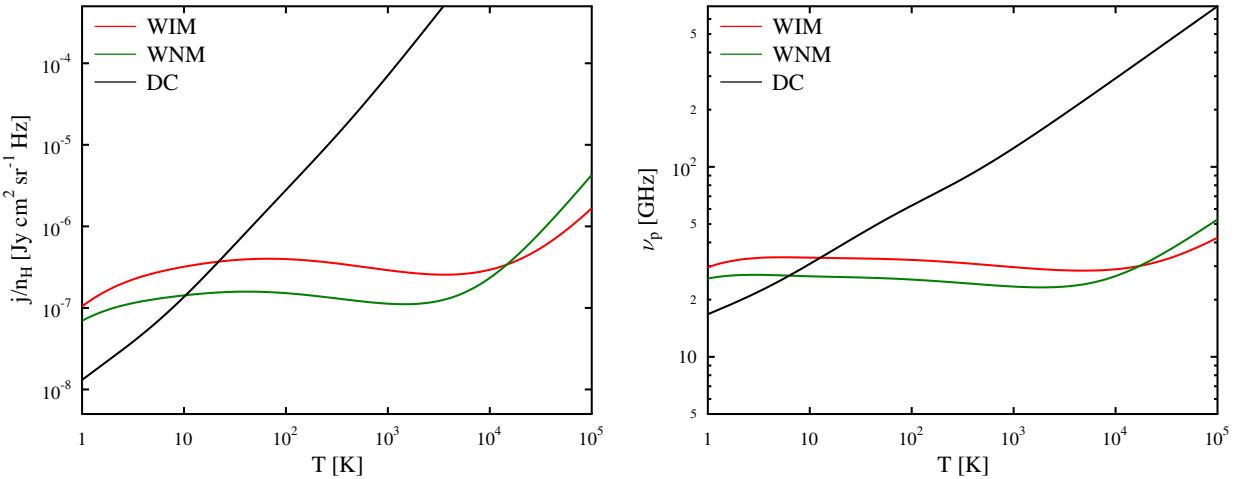


Figura 3.7: Effetto della temperatura della nube di polvere e gas: è evidente il comportamento diverso di un ambiente denso e neutro (DC) e gli ambienti rarefatti e ionizzati (WIM, WNM). Anche in questo caso ad un aumento di emissione corrisponde una maggiore frequenza di emissione.

3.2.3 Temperatura della nube

La temperatura influenza tutti i processi di eccitazione. Con l'aumentare della temperatura aumenta la frequenza delle collisioni, che inoltre avverranno a velocità più elevate. Le collisioni saranno quindi il processo di eccitazione dominante ad alte temperature. In figura 3.7 si osserva un andamento oscillante per il WIM e il WNM, mentre l'emissione della DC cresce fortemente con la temperatura. Questo fatto può essere spiegato considerando che la DC è un ambiente molto denso ($n_H \approx 10^4 \text{ cm}^{-3}$), quindi un piccolo aumento della temperatura incrementa sensibilmente il numero delle collisioni; il WIM e il WNM sono invece ambienti molto rarefatti. A basse temperature gli atomi neutri smettono di collidere con i grani, mentre le collisioni con ioni sono ancora possibili grazie alla forza elettrica, così come il plasma drag. Questo può invece spiegare l'andamento del grafico per $T \rightarrow 0$: l'emissione di ambienti fortemente ionizzati come WIM e WNM rimane alta, mentre quella dell'ambiente non ionizzato decresce fino ad annullarsi.

3.2.4 Efficienza del processo di formazione di H_2

L'efficienza del processo di formazione di H_2 è la frazione di idrogeno che lascia il grano in forma molecolare, essa è una proprietà dei grani sconosciuta.

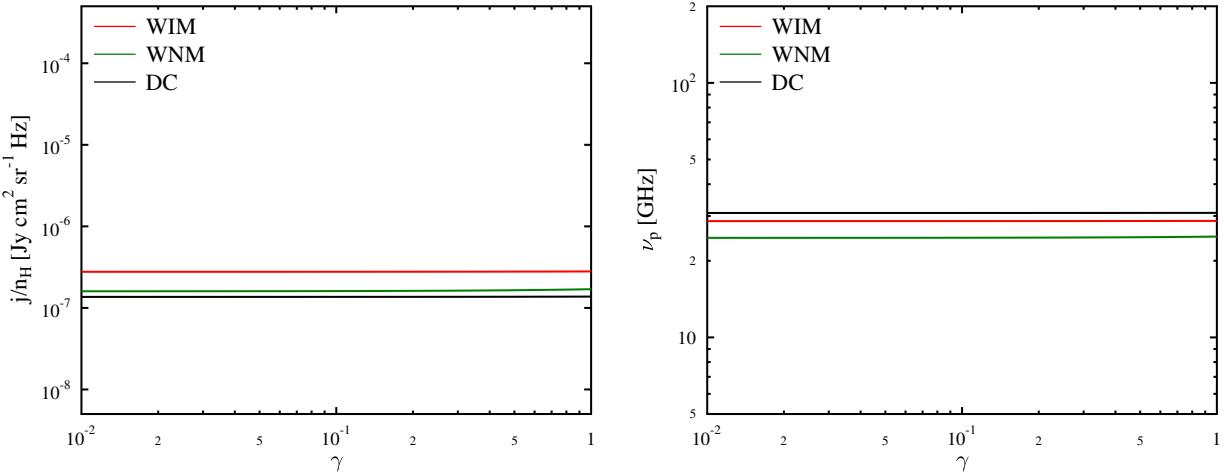


Figura 3.8: Effetto dell'efficienza del processo di formazione di H_2 (γ): il grafico mostra chiaramente che questo effetto non influenza lo spettro degli ambienti considerati.

Il processo è influenzato anche dalla quantità di idrogeno molecolare nel gas (y). Il grafico mostra che negli ambienti considerati l'effetto è nullo, in effetti sia il WIM che il WNM non hanno idrogeno in stato molecolare, tuttavia non c'è nessun effetto neanche nella DC dove quasi tutto l'idrogeno è molecolare.

3.2.5 Frazione di idrogeno molecolare

L'idrogeno molecolare influisce sui processi collisionali a causa della sua massa (doppia rispetto ad H). Tuttavia, a densità numerica n_H costante, le collisioni diventano meno frequenti. L'effetto netto è che il parametro y non influisce sullo spettro di emissione, almeno non negli ambienti considerati.

3.2.6 Densità numerica del gas

La densità totale del gas n_H (comprensiva di atomi H e He e ioni H^+ e C^+) influisce su molti processi. In particolare determina se a prevalere sono i processi governati dalla materia (collisioni, plasma drag) o dalla radiazione (emissione e assorbimento di fotoni). Ovviamente in un ambiente rarefatto sarà importante il contributo della radiazione incidente mentre in un ambiente denso domineranno le collisioni. Ricordiamo che il processo di assorbimento ed emissione di fotoni è quello che rende la distribuzione delle velocità angolari non Maxwelliana (vedi eq. 2.24), quindi ad alte densità

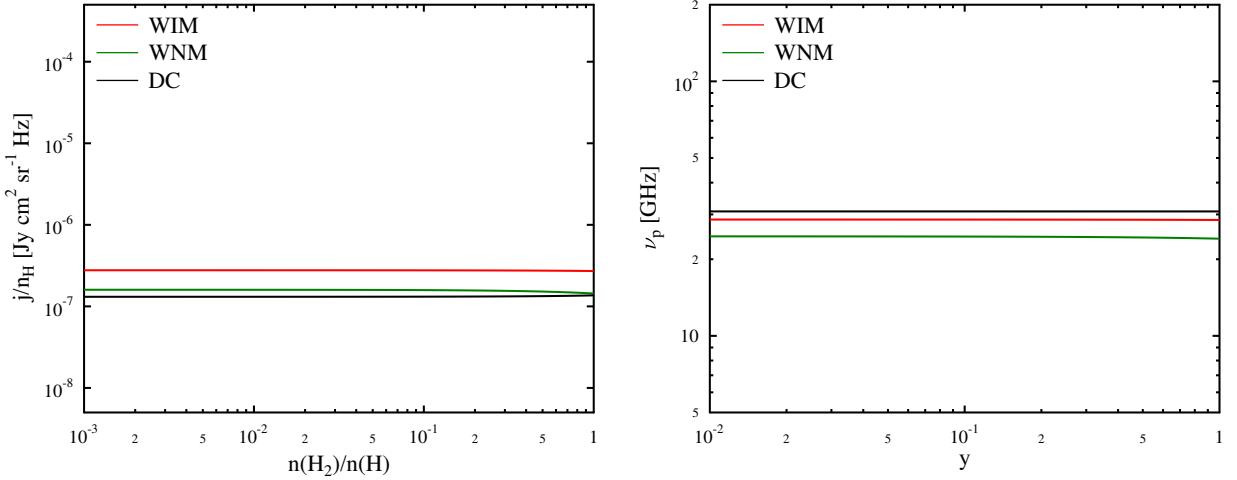


Figura 3.9: Effetto della frazione di idrogeno molecolare y : il grafico mostra che non fa differenza il fatto che l'idrogeno sia molecolare o atomico. Nel caso degli ambienti ionizzati (WIM e WNM) la frazione di ioni è stata ridotta in accordo con il crescente numero di molecole.

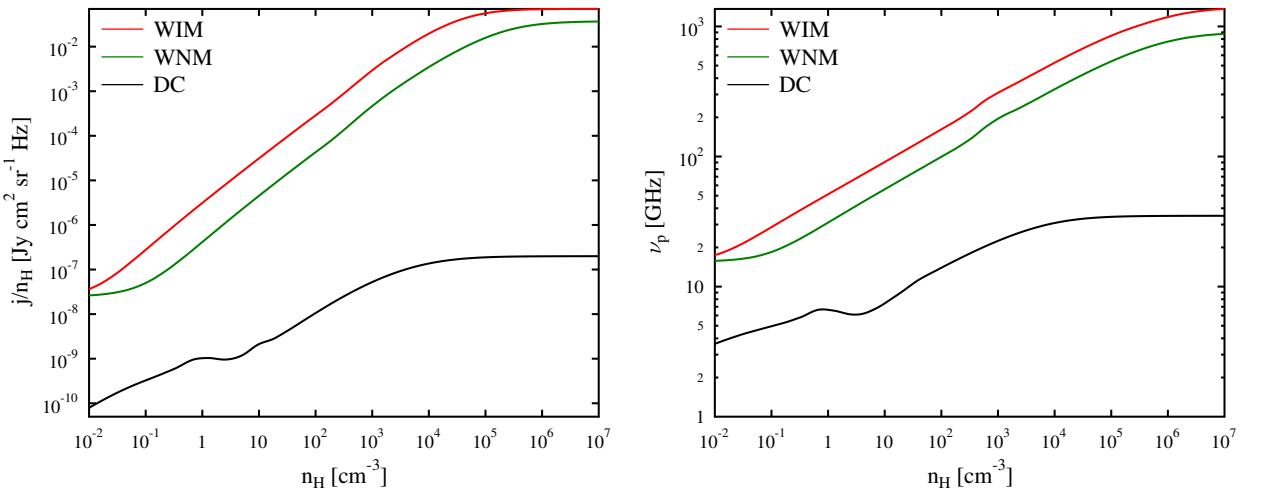


Figura 3.10: Effetto della densità numerica del gas n_H . Agli estremi dell'intervallo considerato la potenza emessa si stabilizza asintoticamente, mentre all'interno segue un andamento polinomiale in n_H (una retta nel grafico logaritmico). Nell'ambiente DC c'è un andamento oscillante intorno a $n_H \approx 1 \text{ cm}^{-3}$ che è probabilmente dovuto al modo discontinuo in cui SPDUST calcola la temperatura di evaporazione (un fenomeno simile si nota anche nei grafici di Ali-Haïmoud et al. (2009)).

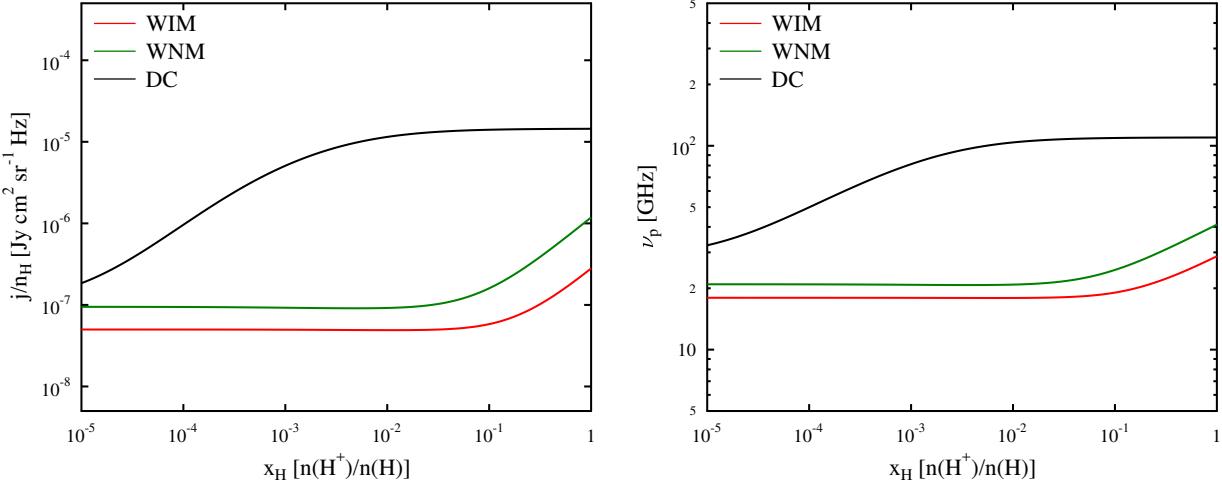


Figura 3.11: Effetto della frazione di idrogeno ionizzato: in tutti gli ambienti c'è una crescita della potenza emessa, ma in una Dark Cloud questa crescita avviene anche per valori molto bassi di x_{H} . La frequenza di picco è strettamente legata alla potenza.

($n_{\text{H}} \approx 10^5 \text{ cm}^{-3}$) le velocità angolari seguono la distribuzione di Maxwell. L'andamento della potenza radiata è simile in tutti gli ambienti considerati. A basse densità c'è un andamento asintotico, poiché l'emissione infrarossa dei grani, che qui è dominante, non è influenzata da n_{H} ; nell'intervallo delle densità intermedie, a cui appartiene la maggior parte degli ambienti interstellari, l'emissione dipende da n_{H} secondo una legge polinomiale; a densità molto alte si ritrova un comportamento asintotico.

3.2.7 Effetto della ionizzazione

Le frazioni di idrogeno e carbonio ionizzati (x_{H} e x_{C}) influenzano la distribuzione di carica e sono determinanti per i processi di plasma drag e di collisioni con ioni. Nonostante incidano sullo spettro in maniera simile, i due tipi di ioni si comportano diversamente. Prima di tutto la loro presenza nell'ambiente interstellare è molto diversa: il carbonio costituisce una piccola parte¹ del mezzo interstellare, mentre l'idrogeno la quasi totalità. Tuttavia il carbonio è più facilmente ionizzabile dell'idrogeno², per cui è possibile trovare

¹I grani costituiscono circa l'1% della massa del mezzo interstellare ma il carbonio libero arriva al massimo allo 0.1%.

²L'energia di prima ionizzazione del carbonio è 1086 Kj/mol mentre quella dell'idrogeno è 1312 Kj/mol.

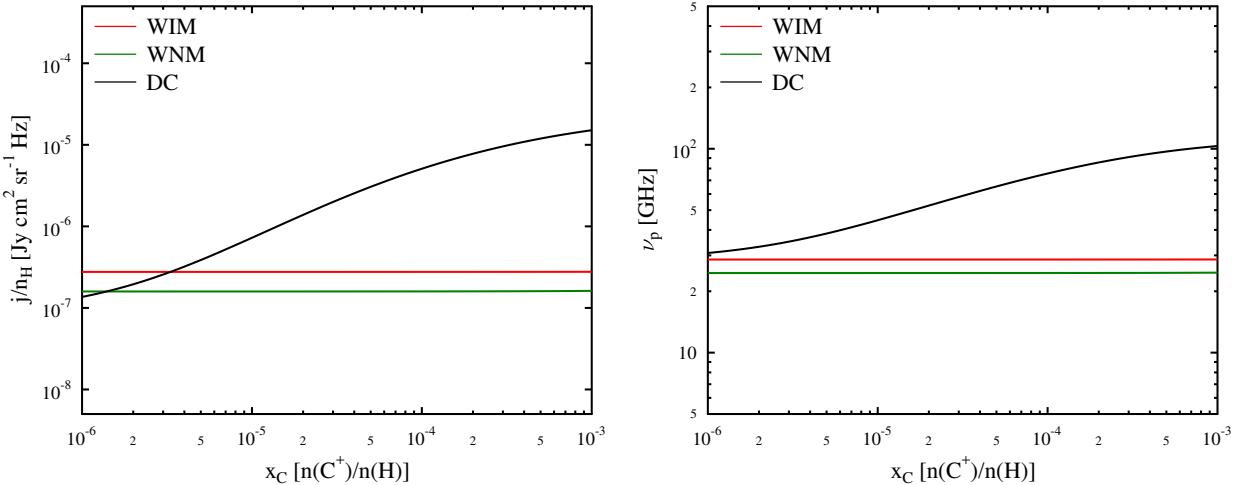


Figura 3.12: Effetto della frazione di carbonio ionizzato: l'impatto di x_C sull'emissione è molto simile a quello di x_H ; la differenza sta nel fatto che le situazioni rappresentate in questo grafico sono molto più realistiche di quelle in fig. 3.11. Sono arrivato alla conclusione che gli ioni influenzano molto l'emissione se la polvere si trova in un ambiente poco illuminato (vedi paragrafo 3.2.7).

una quantità non trascurabile di ioni C^+ anche in ambienti freddi e poco illuminati (vedi 3.2, in una Molecular Cloud o in una Dark Cloud è presente carbonio ionizzato ma non idrogeno). Inoltre il contributo del carbonio può essere dominante anche in nubi molto illuminate, se la densità della nube permette che l'idrogeno sia *self-shielded*. Un'altra differenza è la massa dei due ioni, che influenza l'efficienza sia delle collisioni che del plasma drag. Ali-Haïmoud et al. (2009) riporta

$$G_c \propto \sqrt{m_i}, \quad G_p \propto \sqrt{m_i}, \quad (3.1)$$

dove con G_c e G_p si intendo i coefficienti definiti nell'eq. 2.22 relativi a collisioni con ioni e plasma drag, mentre m_i indica la massa dello ione. Ricordiamo inoltre che uno ione dopo una collisione lascia la superficie del grano come atomo neutro, e continua a interagire a distanza tramite il suo dipolo indotto. La forza di questa interazione è proporzionale alla polarizzabilità dell'atomo, che per il carbonio è più che doppia rispetto all'idrogeno (1.54 \AA^3 , mentre per l'idrogeno 0.67 \AA^3).

In fig. 3.11 notiamo come la ionizzazione influenzi molto più marcatamente lo spettro della Dark Cloud rispetto agli altri due ambienti, la cui

emissione sale solo quando quasi tutto l'idrogeno è ionizzato. Bisogna considerare che una tale quantità di idrogeno ionizzato è però molto difficile da ottenere in un ambiente freddo e buio come una Dark Cloud. È invece possibile avere una quantità di ioni C⁺ in grado di influenzare pesantemente l'emissione (fig. 3.12).

Per comprendere la causa di questo fenomeno ho realizzato dei grafici tridimensionali in cui è rappresentata l'emissione in funzione di due parametri; in questo modo ho studiato l'interdipendenza tra percentuale di ioni e temperatura, densità, intensità di radiazione. Da questi ho estratto per leggibilità i grafici bidimensionali nelle figure 3.13, 3.14 e 3.15. Si può notare dal grafico 3.13 come l'emissione di una nube su cui incide poca radiazione dipenda molto dalla quantità di ioni presenti. Sembra anche che in una nube densa ($n_H \geq 10^3$) sia importante l'effetto degli ioni. Densità e assenza di radiazione sono in effetti caratteristiche della DC. I coefficienti G calcolati dal codice indicano che in questo caso il meccanismo di eccitazione preferito sono le collisioni con ioni. Per questo processo vale (Ali-Haïmoud et al. 2009)

$$G_c \propto Z_{\text{gr}}^2. \quad (3.2)$$

Ho modificato leggermente il codice in modo da avere in output anche la distribuzione della carica elettrica e ho trovato che, quando la radiazione incidente è ridotta, i grani tendono ad acquisire cariche negative. Infatti, in assenza di fotoemissione, i grani si caricano solo per collisione con elettroni e ioni che, pur essendo presenti nel gas nella stessa quantità, hanno sezione d'urto diversa. I processi influenzati dagli ioni vengono quindi favoriti da grani carichi negativamente, situazione che si verifica per $\chi \ll 1$.

Come detto, l'effetto si nota anche a densità elevate e la ragione è la stessa: aumentando di molto la densità il contributo degli ioni e degli elettroni liberi alla distribuzione di carica diventa dominante rispetto alla fotoemissione e ciò risulta nuovamente in grani carichi negativamente, che interagiscono fortemente con le cariche positive del gas.

La temperatura non sembra modificare nello stesso modo l'effetto degli ioni, addirittura per alte temperature la loro presenza o assenza non influenza sullo spettro. In questo caso il meccanismo di eccitazione dominante, le collisioni, produce gli stessi effetti per collisioni con atomi o ioni, poiché l'energia cinetica termica è molto più grande dell'energia elettrica in gioco.

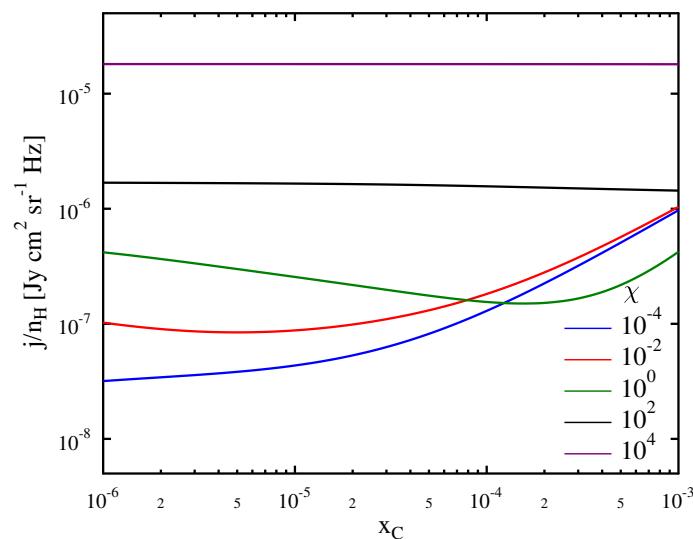


Figura 3.13: Effetto della ionizzazione del carbonio in nubi su cui incide una diversa quantità di radiazione. Per grandi valori di χ il meccanismo di eccitazione dominante è l'accelerazione dovuta a fotoni incidenti, che non dipende in nessun modo dalla ionizzazione. Per piccoli valori di χ le collisioni con ioni sono favorite a causa della carica negativa dei grani e una variazione della ionizzazione produce un effetto considerevole sulla potenza emessa.

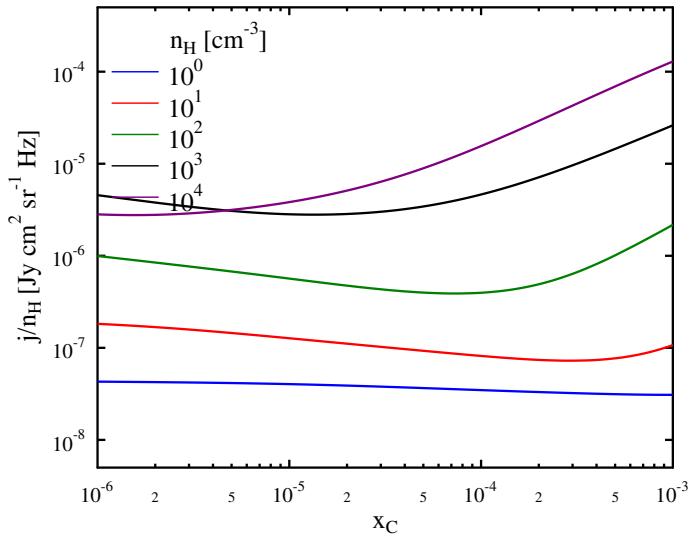


Figura 3.14: Effetto della ionizzazione in nubi di diversa densità. Per piccoli valori di n_H la radiazione domina la dinamica dei grani. A densità più alte dominano i processi governati dalla materia come appunto le collisioni con ioni, favorite dalla carica negativa dei grani.

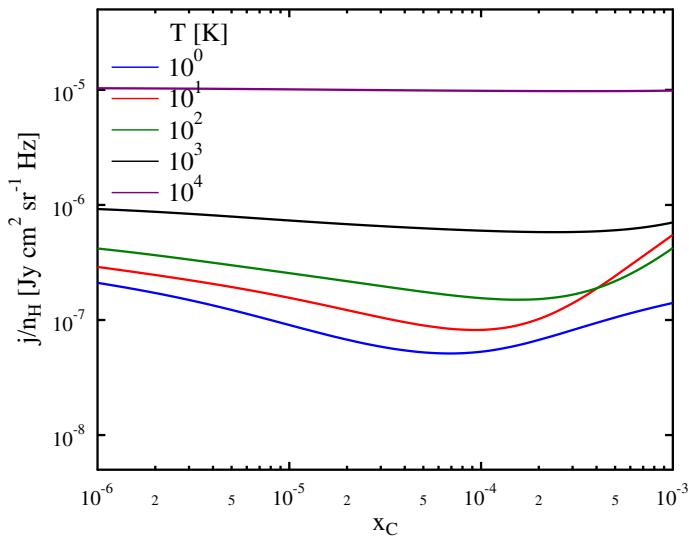


Figura 3.15: Effetto della ionizzazione in nubi di diversa temperatura. Ad alte temperature l'energia elettrica diventa trascurabile rispetto a quella cinetica, ciò significa che una collisione con uno ione non è particolarmente diversa da una collisione con un atomo neutro.

3.2.8 Effetto dell'assenza di ioni nei risultati del codice

Ho notato che il codice non funziona quando riceve in input una frazione di ioni idrogeno e carbonio pari a zero. In particolare SPDUST si blocca perché deve eseguire una divisione per zero. Ho quindi calcolato vari spettri con ionizzazione sempre più bassa, e ho trovato che per valori prossimi a zero la potenza emessa risulta molto grande (figura 3.16). Controllando la distribuzione di carica ho trovato che in questa situazione tutti i grani hanno carica positiva massima (la carica massima dipende dalla grandezza del grano). La distribuzione di carica è determinata dall'eq. 2.14 che viene risolta ricorsivamente. Dato $f(Z_0)$ infatti si ha

$$f(Z_0 + 1) = \frac{J_i(Z_0) + J_{pe}(Z_0)}{J_e(Z_0 + 1)} f(Z_0), \quad (3.3)$$

quindi i grani hanno carica massima quando J_e è molto piccolo, ovvero quando ci sono pochi elettroni liberi nel gas. Controllando il codice ho notato che la densità numerica di elettroni liberi viene approssimata con la densità numerica di ioni, questo stima però non include gli elettroni liberati per fotoemissione.

In conclusione, il codice utilizza un'approssimazione per la densità numerica di elettroni che non è valida quando nella nube sono presenti pochissimi ioni, questo risulta in un calcolo errato della carica dei grani; l'effetto è una sovrastima della potenza emessa.

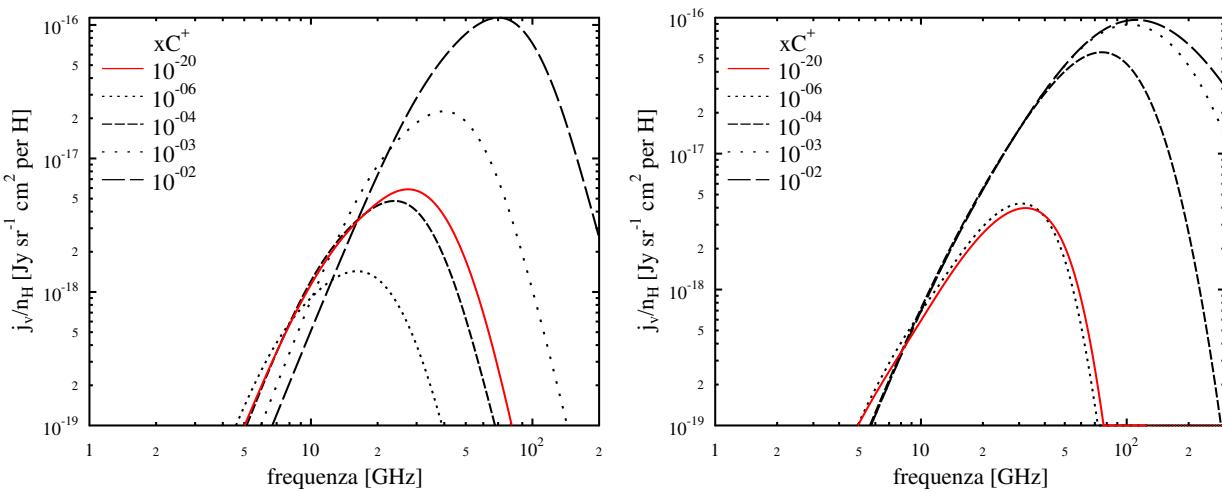


Figura 3.16: Comportamento anomalo dello spettro per basse ionizzazioni. Si può notare come in entrambi i casi la potenza emessa si riduca al diminuire di x_C fino a che, per valori vicinissimi a zero, torni a crescere (linea rossa). A sinistra sono rappresentati spettri dell'ambiente CNM, mentre a destra dell'ambiente DC. Anche qui si può osservare il diverso effetto che gli ioni hanno nei diversi ambienti: nell'immagine di sinistra l'emissione cresce gradualmente, mentre a destra cresce molto velocemente per poi stabilizzarsi.

Capitolo 4

Conclusione

In questa tesi ho descritto la dinamica dei grani di polvere in rotazione nel mezzo interstellare, il modello di emissione anomala più accreditato. L'emissione dipende da molti parametri, legati all'ambiente interstellare e alle proprietà dei grani; ho indagato questa dipendenza usando il codice SP-DUST e simulando diversi scenari di emissione. Dallo studio è emerso che ogni parametro influenza lo spettro di emissione diversamente in ambienti differenti.

L'emissione anomala rimane un fenomeno poco conosciuto: nonostante i modelli teorici siano in continuo miglioramento, e la dinamica rotazionale sia ormai completamente descritta (Ali-Haïmoud 2012, p. 20), esistono tuttavia ancora molte incertezze sulle proprietà dei grani. Non solo la loro abbondanza nel mezzo interstellare, la loro grandezza e le loro proprietà chimiche sono di difficile osservazione, ma recentemente è stata anche messa in discussione l'ipotesi che i responsabili dell'emissione anomala siano gli idrocarburi aromatici policiclici (B. S. Hensley et al. 2016). Inoltre è possibile che l'emissione di dipolo elettrico sia accompagnata da emissione di dipolo magnetico (B. T. Draine e A. Lazarian 1999).

Per questo motivo, sono numerosi gli esperimenti che stanno caratterizzando sempre meglio il mezzo interstellare, in modo da determinare le loro condizioni e poter quindi studiare le proprietà dei grani misurandone l'emissione. Un naturale sbocco del lavoro di questa tesi consisterebbe appunto nel confronto con le osservazioni di emissione anomala per verificare l'efficacia della teoria. Infatti il mio lavoro potrà risultare utile per capire come esplorare lo spazio dei parametri del modello in modo da trovare il miglior fit con i dati sperimentalni, un compito complesso a causa della multidimensionalità del problema.

Bibliografia

- Ali-Haïmoud, Yacine (2012). «Spinning dust radiation: a review of the theory». In: *Adv. Ast.*
- Ali-Haïmoud, Yacine, Christopher M. Hirata e Clive Dickinson (2009). «A refined model for spinning dust radiation». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*.
- Bennet, C. L. (1992). In: *ApJ*, 396, L7.
- Bless, R. C. e B. D. Savage (1972). «Ultraviolet Photometry from the Orbiting Astronomical Observatory. II. Interstellar Extinction». In: *ApJ* 171, p. 293. DOI: 10.1086/151282.
- Draine, B. T. e A. Lazarian (1998). «Electric Dipole Radiation from Spinning Dust Grains». In: DOI: 10.1086/306387. eprint: arXiv : astro-ph / 9802239.
- (1999). «Magnetic Dipole Microwave Emission from Dust Grains». In: *ApJ* 512, pp. 740–754. DOI: 10.1086/306809. eprint: astro-ph/9807009.
- Draine, B. T. e A. Li (2001). «Infrared Emission from Interstellar Dust. I. Stochastic Heating of Small Grains». In: *ApJ* 551, pp. 807–824. DOI: 10.1086/320227. eprint: astro-ph/0011318.
- Draine, B. T. e B. Sutin (1987). «Collisional charging of interstellar grains». In: *ApJ* 320, pp. 803–817. DOI: 10.1086/165596.
- Draine e Lazarian (1998). «Diffuse Galactic emission from spinning dust grains». In: *ApJ*.
- Erickson, W. C. (1957). «A Mechanism of Non-Thermal Radio-Noise Origin». In: *ApJ*.
- Forrest, W. J., F. C. Gillett e W. A. Stein (1975). «Circumstellar grains and the intrinsic polarization of starlight». In: *ApJ* 195, pp. 423–440. DOI: 10.1086/153342.
- Hensley, B., E. Murphy e J. Staguhn (2015). «Characterizing extragalactic anomalous microwave emission in NGC 6946 with CARMA». In: *mnras* 449, pp. 809–819. DOI: 10.1093/mnras/stv287. arXiv: 1411.7030.
- Hensley, Brandon S., B. T. Draine e Aaron M. Meisner (2016). «A Case Against Spinning PAHs as the Source of the Anomalous Microwave

- Emission». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. DOI: 10.3847/0004-637X/827/1/45. eprint: arXiv:1505.02157.
- Hoang, Thiem e A. Lazarian (2012). «Spinning Dust Emission from Wobbling Grains: Important Physical Effects and Implications». In: *Advances in Astronomy*. DOI: 10.1155/2012/208159.
- Hoyle, F. e N. C. Wickramasinghe (1970). «Dust in Supernova Explosions». In: *Nature* 226.5240, pp. 62–63. DOI: 10.1038/226062a0.
- Kogut, Banday e Bennet (1996). «High Latitude Galactic emission in the COBE differential microwave radiometer 2 year sky maps». In: *ApJ*.
- Leitch, E. M. et al. (1997). «An Anomalous Component of Galactic Emission». In: *ApJ*, pp. L23–L26. DOI: 10.1086/310823. eprint: astro-ph/9705241.
- Mather, John C. (1982). «The Cosmic Background Explorer (COBE)». In: *Optical Engineering* 21.4, pp. 214769–214769. DOI: 10.1117/12.7972975.
- Mathis, J. S., P. G. Mezger e N. Panagia (1983). «Interstellar radiation field and dust temperatures in the diffuse interstellar matter and in giant molecular clouds». In: *Aap* 128, pp. 212–229.
- Planck Collaboration et al. (2011). «Planck early results. XX. New light on anomalous microwave emission from spinning dust grains». In: *A&A* 536, A20. DOI: 10.1051/0004-6361/201116470.
- Purcell (1979). In: *ApJ*, 231, 404.
- Seaton, M. J. (1979). «Interstellar extinction in the UV». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*.
- Strukov, I. A. e D. P. Skulachev (1986). «Satellite-borne investigation of the relic-radiation anisotropy - The Relikt experiment». In: *Itogi Nauki i Tekhniki Seriya Astronomiiia* 31, pp. 37–73.
- Trumpler, Robert J (1930). «Absorption of Light in the Galactic System». In: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, Vol. 42, No. 248, p. 214.
- Weingartner, Joseph C. e B. T. Draine (2001a). «Dust Grain-Size distribution and Extinction in the Milky Way, Large Magellanic Cloud, and Small Magellanic Cloud». In: *ApJ*, 548:296–309.
- (2001b). «Photoelectric Emission from Interstellar Dust: Grain Charging and Gas Heating». In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 134.2, p. 263. URL: <http://stacks.iop.org/0067-0049/134/i=2/a=263>.