

2

Formazione Stellare

2.1 introduzione

Lo studio della formazione stellare è un tema centrale dell'astrofisica per le implicazioni che la comprensione di questo fenomeno ha anche in altri ambiti, di rilevanza non solo astrofisica¹.

Si pensi, per esempio, all'evoluzione chimica delle galassie² o alla formazione di sistemi planetari, così come alla determinazione delle età degli ammassi stellari o all'attività (intesa come sovrapproduzione di luminosità) di alcuni tipi di galassie.

Prima di discutere però di questo argomento è utile soffermarsi brevemente per chiarire il contesto in cui ci muoviamo in relazione alle attuali conoscenze sulla storia dell'Universo fisico. Quindi, per collocare in uno schema evolutivo la nostra discussione, facciamo una breve cronistoria "a blocchi" tratta dal modello standard che descrive la formazione ed evoluzione dell'Universo (cosiddetto modello del Big Bang)³:

- 1- estrema densità di energia (Big Bang), origine del tempo e quindi della possibilità di una descrizione evolutiva
- 2- fasi di produzione delle particelle elementari costituenti la materia odierna
- 3/4- formazione delle prime strutture della dimensione degli ammassi di galassie
- 4/3- condensazione di singole galassie
- 5- formazione di nubi giganti all'interno delle galassie
- 6- prima generazione di stelle
- 7- arricchimento chimico del mezzo interstellare

¹P.es. fluidodinamica e turbolenza, chimica, interazioni plasmici-campi magnetici-gravità ...

²I modelli cosmologici più accreditati descrivono l'universo primordiale come composto quasi esclusivamente di H ed He. Se oggi osserviamo il Cosmo molto più ricco di elementi chimici lo dobbiamo all'azione delle stelle.

³Il termine Big Bang fu usato per la prima volta nel 1949 da F. Hoyle che, durante una trasmissione radiofonica in Inghilterra, usò questa espressione per riferirsi alla teoria cosmologica concorrente rispetto a quella da lui preferita che invece immaginava l'Universo in uno stato stazionario. Si è anche ipotizzato che Hoyle abbia usato questo termine con l'intenzione nascosta di sminuire il valore della teoria concorrente ma, con il successivo affermarsi della visione del Big Bang, il termine è stato poi definitivamente adottato in senso positivo

8- successive generazioni di stelle e formazione di sistemi planetari.

Si noti come, in questo schema, la sequenza dei passi 3 e 4 non sia del tutto chiarita, anche se si tende a preferire uno scenario che vede prima la formazione di oggetti di tipo galattico e poi l'agglomerarsi di questi in gruppi o ammassi di galassie. Inoltre, è interessante notare come la costituzione di sistemi planetari del tipo del sistema solare sia stata possibile solo nella fase finale (punto 8) a motivo del fatto che il gas primordiale da cui si è formata la prima generazione di stelle (punto 6) era povero di elementi pesanti e quindi inadatto a "produrre" pianeti simili alla Terra. La storia chimica del gas cosmico è infatti legata alla formazione stellare per il fatto che il centro delle stelle è sede di reazioni di fusione nucleare che convertono gli elementi leggeri (idrogeno ed elio) presenti nel gas primordiale in elementi più pesanti (come carbonio, azoto, ossigeno ...) che vengono poi rimessi in circolazione (punto 7) o attraverso eventi catastrofici (come le esplosioni di supernova o di nova), o per vie più tranquille come i venti stellari che caratterizzano le fasi finali della vita delle stelle.

2.2 Le stelle si formano ancora ?

L'età dell'Universo è determinata in cosmologia utilizzando diversi metodi di valutazione. Le varie stime sinora fatte nell'ambito della cosmologia del Big Bang convergono ad indicare un valore compreso tra 12 e 15 miliardi di anni. Nonostante sia passato tanto tempo dal Big Bang possiamo dire che ci sono molti indizi che fanno pensare che la formazione stellare continui ad essere ancora attiva ai giorni nostri. Prima dell'avvento dell'osservazione IR del cielo, una delle prove più convincenti si basava sullo studio della stabilità degli **ammassi galattici aperti**, gruppi di stelle visibili sul piano galattico come associazioni di forma irregolare i cui membri, pur partecipando alla generale rotazione Galattica, sono dotati di una propria velocità che viene misurata utilizzando l'effetto Doppler delle linee spettrali. Le osservazioni mostrano infatti che le velocità dei membri dell'ammasso sono tipicamente maggiori della velocità di fuga dallo stesso ammasso ponendo quindi un problema di stabilità per la configurazione di stelle. Se quindi immaginiamo di collocare un gruppo di stelle in forma di ammasso aperto sul piano Galattico e lo facciamo partecipare del moto generale della Galassia, dopo un tempo dell'ordine di $\sim 10^7$ anni il gruppo viene completamente disgregato dall'azione combinata del gradiente della gravità e degli incontri che statisticamente si possono verificare con le altre stelle del disco Galattico. Con queste premesse, il fatto di osservare nella nostra Galassia gli ammassi aperti suggerisce che, almeno negli ultimi $\sim 10^7$ anni, le stelle hanno continuato a formarsi.

Un'altra indicazione indipendente della giovinezza degli ammassi aperti viene anche dalla interpretazione evolutiva dei loro diagrammi H-R che mostrano l'andamento della luminosità delle stelle in funzione della loro temperatura superficiale. Ebbene, la disposizione delle stelle degli ammassi aperti in questo diagramma indica età tra 10^5 e 10^7 anni, rafforzando l'idea che la formazione stellare sia ancora oggi attiva nella Galassia.

Ma la prova più chiara e convincente sull'attività di formazione stellare della Galassia viene dalle osservazioni della radiazione infrarossa emessa dalle condensazioni di gas che si avviano a diventare stelle. Il processo di formazione inizia infatti all'interno delle nubi interstellari che per autogravità tendono a condensarsi. Le regioni coinvolte, partendo da temperature dell'ordine $T \sim 10$ K, tendono quindi a comprimersi e scaldarsi, fino a

raggiungere temperature tipiche dei centri stellari $T \approx 10^6 \div 7$ K. Studiare la formazione delle stelle significa quindi, da un punto di vista osservativo, sviluppare strumenti capaci di “vedere” oggetti inizialmente freddi (prime fasi evolutive) che, con il progredire dell'evoluzione, aumentano la loro temperatura spostando il massimo della loro emissione verso lunghezze d'onda sempre più brevi. Queste caratteristiche fanno quindi intuire come lo studio della formazione stellare richieda che le osservazioni abbiano una copertura spettrale che va dalle onde millimetriche (oggetti freddi, prime fasi) fino alla regione del visibile (oggetti caldi, fasi di pre-sequenza principale⁴).

2.2.1 La necessità di modelli di riferimento

Come conseguenza del fatto che noi occupiamo nell'universo un posto *non privilegiato*, assumeremo che i modelli sviluppati per studiare la fisica dei fenomeni a noi più vicini siano applicabili anche a più grande distanza.

Questa posizione non va comunque presa in senso assoluto, giacché in astrofisica le distanze sono spesso tali che ciò che ci appare lontano nello spazio lo è anche nel tempo. Se vi è quindi evoluzione nell'universo, sarà lecito aspettarsi che, in generale, da questa possa derivare anche un cambiamento col tempo delle leggi della fisica. Tuttavia, se siamo interessati alla formazione stellare nella nostra Galassia, siamo in un certo senso autorizzati ad utilizzare le conoscenze che ci derivano dalla fisica “che funziona nei nostri laboratori”. Le distanze coinvolte nella nostra Galassia sono infatti sufficientemente piccole (su scala cosmologica) da non comportare effetti evolutivi tali da richiedere una fisica “esotica”. È per questo che, a meno di una esplicita situazione diversa, nell'affrontare il tema della formazione stellare assumeremo implicitamente di avere a che fare con oggetti della nostra Galassia che, per il fatto di essere relativamente vicini, offrono l'ulteriore vantaggio di essere osservabili più facilmente anche in dettagli di dimensioni dell'ordine della distanza Terra-Sole.

2.2.2 Ingredienti principali che intervengono nella formazione stellare

È ormai assodato che le stelle si formino per l'azione della forza gravitazionale su un mezzo diffuso, detto *mezzo interstellare*, che è distribuito essenzialmente sul disco della nostra Galassia e, in particolare, in prossimità del piano Galattico. Questo mezzo appare organizzato in nubi giganti (il cui numero stimato è di circa 5000) che possono essere di varie dimensioni e forme e che contengono, mediamente, una quantità di massa pari a molte migliaia di volte quella del Sole. Tutta la descrizione che faremo del processo di formazione stellare ha come ingrediente essenziale la gravità la cui azione tende a contrarre le nubi di materiale interstellare ed alla quale si oppongono una serie di altre forze che sono, tutto sommato, riconducibili alla presenza nel mezzo interstellare di una certa quantità di energia termica, di rotazione e di campo magnetico.

Di per se, quindi, la formazione stellare non è una conseguenza automatica della presenza del mezzo interstellare, ma è resa possibile solo da una serie di circostanze

⁴Col termine **pre-sequenza** si indica la fase evolutiva in cui la stella ha già acquisito la sua massa finale, diventa visibile a lunghezze d'onda ottiche, ma non ha ancora iniziato a produrre energia nucleare nelle regioni centrali. La parte del diagramma H-R in cui si collocano le stelle in questa fase si trova immediatamente alla destra della **ZAMS** (Zero Age Main Sequence) .

favorevoli. Queste, come vedremo, consentono ad una nube che inizi a contrarsi di procedere attraverso una serie di eventi (frammentazione, perdita di energia, perdita di momento angolare) verso la condensazione in stelle.

2.3 Un modello di riferimento

Da un punto di vista teorico è possibile indagare se per una nube di gas interstellare diffuso vi sia una qualche possibilità di comprimersi sotto l'azione della sua stessa forza gravitazionale. Seguendo l'impostazione data da James Jeans già nel 1902 per il caso idealizzato di una nube di gas omogenea ed infinitamente estesa, possiamo individuare le condizioni che si devono verificare per avere instabilità di tipo gravitazionale e quindi, in definitiva, per ottenere un aumento della densità del gas che prelude alla condensazione di stelle.

2.3.1 L'inizio della contrazione

Il moto del mezzo interstellare è assimilabile al moto di un fluido compressibile e quindi per indagare potremo usare le regole che si applicano allo studio della dinamica. In particolare è interessante considerare che il nostro fluido dovrà soddisfare alle regole di conservazione della massa e del momento.

Formalmente queste richieste si traducono in due equazioni di conservazione che, per semplicità, scriviamo per la sola componente x usando per indicare il gradiente il simbolo ∇ al posto di ∇_x):

$$\begin{aligned}\frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot \rho v &= 0 \\ \frac{d\rho v}{dt} + \nabla \cdot \rho v v &= -\nabla P - \rho \nabla \Phi\end{aligned}$$

dove v , ρ , P e Φ sono rispettivamente velocità, densità, pressione e potenziale gravitazionale.

Si vede quindi che la seconda delle precedenti introduce un termine legato alla pressione ed uno alla gravità per cui la dinamica del nostro fluido dovrà considerare anche l'equazione di stato dei gas e l'equazione di Poisson. Dopo aver sviluppato i termini delle due equazioni di conservazione otteniamo un sistema di quattro equazioni per descrivere il comportamento idrodinamico dei gas in regime stazionario:

$$\begin{aligned}\delta v / \delta t + v \nabla v &= -1/\rho \nabla P - \nabla \Phi && \text{equazione del moto (di Eulero)} \\ \delta \rho / \delta t + v \nabla \rho + \rho \nabla v &= 0 && \text{equazione di continuità} \\ \nabla^2 \Phi &= 4\pi G \rho && \text{equazione di Poisson} \\ P = (N_0/\mu) k \rho T &= v_s^2 \rho && \text{equazione di stato}\end{aligned}$$

dove N_0 , μ , T e $v_s = \sqrt{kT/(\mu m_H)}$ sono rispettivamente il numero di Avogadro, il peso molecolare medio, la temperatura e la velocità del suono nel gas isoterma.

Una ovvia situazione di equilibrio si verifica quando

$$\rho = \rho_0 = \text{costante}, \quad T = T_0 = \text{costante}, \quad v = 0$$

con il potenziale Φ_0 determinato dall'imposizione di condizioni al contorno all'infinito.

Se ora ipotizziamo che il fluido possa subire una perturbazione del suo stato di equilibrio, ci aspettiamo che l'evoluzione successiva possa portare allo smorzarsi oppure all'amplificarsi della perturbazione iniziale. Nel primo caso i valori della pressione, velocità e densità del fluido tenderanno a tornare quelli iniziali di equilibrio, nel secondo caso lo stato di non-equilibrio tenderà ad amplificarsi facendo aumentare il grado di perturbazione del mezzo. La tecnica perturbativa lineare ci permette di analizzare il fluido durante la sua evoluzione come una sovrapposizione di due componenti separabili: una corrispondente allo stato di equilibrio e l'altra allo stato perturbato. La chiave di questa semplificazione sta nel considerare le perturbazioni delle grandezze in gioco molto più piccole dei valori di equilibrio, permettendoci quindi di scrivere il tutto come:

$$\rho = \rho_0 + \rho_1; \quad \Phi = \Phi_0 + \Phi_1; \quad P = P_0 + P_1; \quad v = v_0 + v_1$$

dove le variabili con indice 1 rappresentano una perturbazione (piccola rispetto alle stesse grandezze con indice 0) che in generale dipende dallo spazio e dal tempo. La risposta del gas a questa perturbazione è studiata, nell'approssimazione isoterma, riscrivendo le equazioni precedenti in termini delle nuove variabili perturbate e trascurando i termini non lineari. Ponendo la velocità iniziale $v_0 = 0$ e la velocità del suono $v_s = \text{cost}$ (che implica $T = \text{cost}$) si ricava che:

$$\begin{aligned} \delta v_1 / \delta t + \nabla(\Phi_1 + v_s^2 \rho_1 / \rho_0) &= 0 \\ \delta \rho_1 / \delta t + \rho_0 \nabla v_1 &= 0 \\ \nabla^2 \Phi_1 - 4\pi G \rho_1 &= 0 \end{aligned}$$

Nell'ultima delle precedenti (eq. di Poisson) sono scomparsi i termini $\nabla^2 \Phi_0$ e ρ_0 sulla base della considerazione che per un fluido con ρ_0 e P_0 costanti e velocità $v_0 = 0$ l'equazione di Eulero impone $\nabla \Phi_0 = 0$ mentre l'equazione di Poisson vorrebbe $\nabla^2 \Phi_0 = 4\pi G \rho_0$. Le due cose sono inconsistenti a meno che non sia anche $\rho_0 = 0$. Per risolvere questa inconsistenza si assume che l'equazione di Poisson descriva la relazione tra le quantità perturbate Φ_1 e ρ_1 , ma non sia applicabile allo stato iniziale perchè ci aspettiamo che in un fluido infinito ed omogeneo la forza gravitazionale sia nulla in ogni punto del sistema⁵.

Ricordando ora che, per semplicità, abbiamo assunto una perturbazione unidimensionale lungo la direzione x , questo sistema lineare omogeneo a coefficienti costanti avrà soluzioni, dipendenti dallo spazio e dal tempo, del tipo proporzionale a $\exp(i(kx + \omega t))$, con ik ed $i\omega$ associati rispettivamente alla derivata spaziale $\delta/\delta x = ik$ e a quella temporale $\delta/\delta t = i\omega$. Il significato fisico dei coefficienti k ed ω appare più chiaro quando vengono espressi come $k = 2\pi/\lambda$ e $\omega = 2\pi\nu$, avendo indicato con λ la lunghezza d'onda (ovvero la dimensione spaziale) e con ν la frequenza della perturbazione (cioè la dimensione temporale). Sostituendo nelle precedenti si ottiene la matrice dei coefficienti che ci aiuterà a discriminare le possibili soluzioni:

⁵Queste considerazioni vengono spesso citate in letteratura come "Jeans's swindle" (trucco di Jeans)

$$\begin{vmatrix} i\omega & i k v_s^2 / \rho_0 & i k \\ i k \rho_0 & i\omega & 0 \\ 0 & -4\pi G & -k^2 \end{vmatrix} = 0$$

Siccome il sistema è omogeneo possiamo avere soluzioni non banali per le variabili v_1 , ρ_1 e Φ_1 solo se il determinante dei coefficienti è diverso da zero, cioè quando:

$$\omega^2 \leq k^2 v_s^2 - 4\pi G \rho_0 \quad (2.1)$$

Guardando a quest'ultimo risultato, siamo quindi in grado di valutare il comportamento temporale delle soluzioni del tipo $\exp(i\omega t)$. Infatti, se $\omega^2 > 0$ l'esponente rimane immaginario e le soluzioni saranno oscillanti, mentre quando $\omega^2 < 0$ vorrà dire che ω stesso deve essere immaginario e quindi l'esponente sarà reale e potremo avere soluzioni generali del tipo:

$$Ae^{-\alpha t} + Be^{+\alpha t}; \quad \text{con } \alpha = \sqrt{|k^2 v_s^2 - 4\pi G \rho_0|}$$

con A e B da determinarsi in base alle condizioni al contorno del problema. A partire dalla necessità che sia $\omega^2 < 0$ per avere soluzioni non oscillanti, dalla 2.1 possiamo dedurre che la contrazione di una nube diffusa è possibile solo se la dimensione caratteristica della perturbazione supera un certo valore critico detto lunghezza d'onda di Jeans:

$$\lambda > \lambda_J = v_s (\pi / G \rho_0)^{1/2} \quad (2.2)$$

Se ora consideriamo che nella fase iniziale della contrazione la gravità è dominante (cioè siamo nella situazione in cui $k^2 v_s^2 \ll 4\pi G \rho_0$), usando l'equazione 2.1 possiamo scrivere la frequenza come:

$$i\omega = i 2\pi\nu = i 2\pi/\tau \simeq \sqrt{-4\pi G \rho_0}$$

da cui il tempo caratteristico per la contrazione in condizioni di gravità dominante (detto *tempo di free fall*) diventa:

$$\tau_{\text{ff}} \simeq 1/\sqrt{G \rho_0} \quad (2.3)$$

2.3.2 La frammentazione

Da quanto si è visto possiamo quindi dire che una perturbazione tende a crescere di ampiezza solo se la sua dimensione è sufficientemente grande, ovvero se coinvolge una quantità di massa sufficientemente grande. Possiamo meglio specificare il criterio sulla massa se ricordiamo che la velocità del suono in un mezzo isoterma è data da $v_s^2 = kT/m$ e quindi possiamo esprimere la massa totale M contenuta in una sfera di diametro pari a λ_J come:

$$M_J \simeq \frac{4}{3} \pi \bar{\rho} \left(\frac{\lambda_J}{2}\right)^3 = \frac{\pi^{5/2}}{6} \left(\frac{k}{Gm}\right)^{3/2} T^{3/2} \rho^{-1/2} = \text{cost } T^{3/2} \rho^{-1/2} \quad (2.4)$$

con $\text{cost} \simeq 1.3 \cdot 10^{23}$ nel sistema cgs. La relazione (2.4) ci consente, una volta sostituiti i valori numerici corrispondenti alla situazione tipica del mezzo interstellare ($\rho \sim 10^{-24}$

$g \text{ cm}^{-3}$; $T \sim 100 \text{ K}$), di stimare la massa necessaria perchè si possa instaurare l'instabilità gravitazionale e quindi la formazione stellare. Il risultato di questa stima è tuttavia insoddisfacente giacchè la massa richiesta è dell'ordine di $M_J \sim 10^5 M_\odot$ e quindi assolutamente incompatibile con le masse osservate per le stelle (che sono comprese grosso modo tra 0.1 e 100 M_\odot).

L'evidenza osservativa che le stelle si formino a partire dal mezzo interstellare appare quindi spiegabile solo se si ipotizza che la grande massa inizialmente interessata dalla instabilità gravitazionale subisca dei successivi processi di frammentazione che la suddividano in nuclei di condensazione di massa più piccola.

A giustificazione di questa ipotesi notiamo che il comportamento del gas collassante, nelle prime fasi della contrazione è molto simile a quello di un gas sottoposto ad una trasformazione termodinamica isoterma a causa della grande efficienza radiativa con cui atomi e molecole che costituiscono il gas sono capaci di dissipare l'energia termica guadagnata a spese della gravità. Questo fatto fa sì che, col procedere del collasso della nube iniziale, la densità aumenti di diversi ordini di grandezza e quindi la massa critica per il collasso diminuisca (vedi equazione 2.4), consentendo quindi la frammentazione della nube in oggetti di massa via via più piccola. Questo processo, schematizzato in Fig. 2.1, si potrà arrestare non appena la nube, a causa dell'aumento di densità, sarà diventata opaca alla radiazione emessa dal gas durante il collasso, condizione questa in cui non è più valida l'approssimazione di gas isoterma.

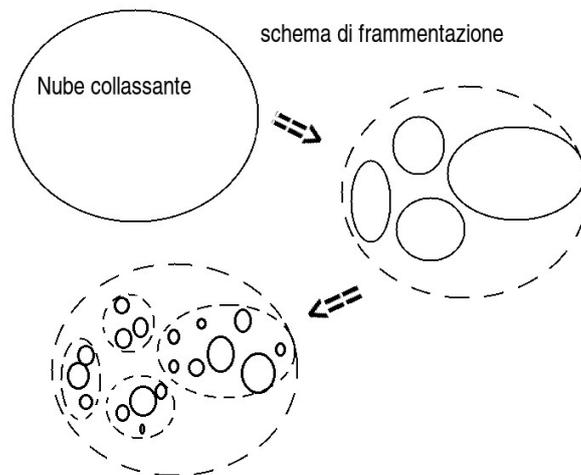


Figura 2.1: Il meccanismo di frammentazione "classico". Durante il collasso di una nube l'aumento della densità in presenza di una temperatura costante diminuisce la massa di Jeans e quindi favorisce la suddivisione della nube in parti più piccole capaci di proseguire il collasso autonomamente.

Per ottenere una stima della massa del frammento a cui corrisponderà l'instaurarsi di un regime adiabatico (e quindi la fine della fase di frammentazione) si è soliti considerare i tempi caratteristici dei due processi in competizione: il tempo di caduta libera, τ_{ff} , ed il tempo τ_{th} di riaggiustamento termico del gas.

Tuttavia, siccome per valutare τ_{th} dovremmo passare attraverso una laboriosa descrizione dei processi microscopici che determinano la temperatura di equilibrio del gas, preferiamo qui utilizzare un altro approccio che richiede solo considerazioni sui limiti posti alla luminosità totale di un frammento. Infatti per avere una situazione isoterma bisogna che, nel tempo di caduta libera $\tau_{\text{ff}} \sim (G\rho)^{-1/2}$ (eq. 2.3), l'energia prodotta durante il collasso, dell'ordine di GM^2/R , sia efficacemente dissipata radiativamente. Questo si traduce in una richiesta sulla luminosità che deve essere dell'ordine di:

$$L \sim \frac{GM^2}{R \tau_{\text{ff}}} = \frac{G^{3/2}M^2}{R} \left[\frac{3M}{4\pi R^3} \right]^{1/2} = \left[\frac{3}{4\pi} \right]^{1/2} \frac{G^{3/2}M^{5/2}}{R^{5/2}} \quad (2.5)$$

D'altra parte però ricordiamo che la luminosità di un gas ad una data temperatura non può essere maggiore di quella di un corpo nero (che indicheremo con BB, dalle iniziali di Black Body) di pari temperatura e superficie radiante. Infatti l'approssimarsi dell'emissione di un gas al limite del corpo nero segnala che il gas diventa sempre più opaco alla radiazione (cioè diventa otticamente spesso) rendendo quindi sempre più difficili quei processi di perdita radiativa dall'interno della nube che hanno garantito l'isothermalità delle prime fasi del collasso.

Quindi, applicando al nostro caso questa limitazione possiamo scrivere che la luminosità dovuta alla contrazione potrà essere solo una frazione di quella irradiata da un BB equivalente, cioè:

$$\left[\frac{3}{4\pi} \right]^{1/2} \frac{G^{3/2}M^{5/2}}{R^{5/2}} = f 4\pi R^2 \sigma T^4 \quad (2.6)$$

dove f è un fattore minore dell'unità che tiene conto della minore efficienza radiativa del gas rispetto al BB⁶.

Da questa semplice considerazione scaturisce che la transizione dalla situazione isoterma a quella adiabatica (cioè con trascurabili scambi di energia con l'esterno) avviene quando la massa del frammento raggiunge il valore

$$M^5 \sim \frac{(4\pi)^3}{3} \frac{(\sigma f)^2 T^8 R^9}{G^3} \quad (2.7)$$

con f che tende all'unità.

Ora, utilizzando la ρ scritta in termini della massa di Jeans data nell'espressione (2.4) abbiamo:

$$\rho = \frac{c \sigma T^3}{M_J^2} = \frac{3 M_J}{4 \pi R_J^3}$$

da cui, ricavando R e sostituendolo nella equazione (2.7) si ottiene che la *massa di Jeans* al momento in cui la frammentazione ha termine vale:

$$M_J = \frac{(4\pi)^{3/2}}{(\sigma f G^3)^{1/2}} \frac{\pi^{9/4}}{9} \left[\frac{k}{m_H} \right]^{9/4} T^{1/4} \quad (2.8)$$

⁶Un Black Body è, per definizione, **otticamente spesso** a tutte le frequenze, mentre il nostro gas sta solo avviando verso questa situazione col tendere di $f \rightarrow 1$.

che, tradotta in termini di masse solari, vale circa

$$M_J \simeq 0.2 \frac{T^{1/4}}{f^{1/2}} M_\odot \quad (2.9)$$

Se quindi assumiamo per la temperatura del frammento un valore compreso entro un ragionevole intervallo ($T \sim 500 \div 2000$ K) e diciamo che cominciamo a deviare da una situazione isoterma quando il frammento emette un decimo (cioè $f = 0.1$) della massima luminosità possibile, allora ricaviamo che la frammentazione si ferma quando la massa del frammento vale circa

$$M \sim 0.3 M_\odot$$

L'importanza di questo risultato sta nel fatto che la stima ottenuta è poco dipendente dalla specifica scelta dei valori di T ed f , consentendoci quindi di concludere che la frammentazione termina proprio quando la massa raggiunge un valore vicino a quello solare. Una diretta conseguenza di questa affermazione è che masse dell'ordine di quelle dei pianeti non possono essere realizzate nella fase di frammentazione isoterma della nube genitrice. Possiamo quindi già dire che il meccanismo di formazione dei pianeti non può essere lo stesso delle stelle ma dovrà seguire altre strade.

2.3.3 La crescita delle condensazioni protostellari

Abbiamo fin qui visto come una nube interstellare con massa dell'ordine di $10^4 \div 10^5 M_\odot$ possa generare, attraverso un meccanismo di frammentazione per instabilità gravitazionale, condensazioni con massa dell'ordine di quella solare. Per seguire il processo di formazione stellare nelle fasi successive dobbiamo considerare che la frammentazione termina perchè la densità del gas ha ormai raggiunto valori tali da impedire alla radiazione prodotta nell'interno di sfuggire liberamente (condizione di mezzo otticamente spesso). In queste condizioni la parte più interna (che chiameremo in seguito *core*) del frammento ha più difficoltà a liberarsi dell'energia che viene rilasciata dalla contrazione così che è la prima a rallentare la caduta e passare ad un equilibrio quasi idrostatico. Quando questo avviene le parti più esterne, che sono ancora in grado di rilasciare radiativamente l'energia prodotta dal collasso, sono ancora in caduta libera. Incomincia così una fase in cui il core, ormai vicino all'equilibrio idrostatico, aumenta la sua massa per effetto della caduta dell'involuppo esterno. La velocità di accrescimento è espressa da

$$dM/dt = 4\pi r^2 \rho(r) v(r) \quad (2.10)$$

dove $\rho(r)$ e $v(r)$ sono il profilo di densità e di velocità della materia in caduta libera. Quest'ultimo si ricava facilmente nell'approssimazione che la forza gravitazionale sia dovuta alla sola massa M della condensazione centrale

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{dv}{dr} v = \frac{1}{2} \frac{dv^2}{dr} = - \frac{GM}{r^2} \quad (2.11)$$

che integrata dà:

$$v = \left(\frac{2GM}{r} \right)^{1/2} \quad (2.12)$$

Per ottenere invece il profilo di densità $\rho(r)$ consideriamo l'equazione 2.10 ed una situazione stazionaria ($dM/dt = \text{costante}$). Derivando rispetto ad r , otteniamo l'equazione di continuità:

$$\frac{2}{r} + \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} + \frac{1}{v} \frac{dv}{dr} = 0 \quad (2.13)$$

dalla quale, sostituendo il termine in v utilizzando l' espressione 2.11 ottenuta prima nel caso di caduta libera, si ricava

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} = -\frac{3}{2r}$$

Integrando si ottiene infine :

$$\rho(r) = \text{cost}/r^{3/2} \quad (2.14)$$

che rappresenta il profilo radiale della densità di un involucro in caduta libera. Un'importante parametro suscettibile di osservazione è, a questo stadio del processo di formazione, la luminosità dell'oggetto che è essenzialmente prodotta dal rilascio dell'energia cinetica della materia in caduta sulla condensazione centrale. L'energia cinetica acquistata durante la caduta è infatti convertita in energia termica essenzialmente al momento dell'impatto con la superficie della condensazione centrale. Se assumiamo che tutta questa energia venga irradiata verso l'esterno possiamo scrivere:

$$L_{\text{accr}} = \frac{1}{2} \frac{dM}{dt} v^2(r_{\text{superficie}}) \quad (2.15)$$

che rappresenta la luminosità di accrescimento.

Il tipo di descrizione fisica che abbiamo sinora usato per illustrare il modello di formazione stellare è essenzialmente qualitativo. Infatti, pur essendo i processi coinvolti piuttosto semplici, per seguire l'evoluzione di una nube in contrazione in modo dettagliato è necessaria una descrizione più complessa che richiederebbe l'utilizzo del calcolo numerico.

I primi risultati importanti in questo campo sono stati ottenuti nel 1969 ⁷ con la descrizione della formazione di una stella di tipo solare fatta con l'aiuto del calcolatore. Tra i risultati di questo lavoro citiamo in particolare il fatto che la fase di transizione tra collasso in caduta libera e inizio della formazione del core si ha quando la densità centrale è dell'ordine di $\rho_0 \sim 10^{-13} \text{ g cm}^{-3}$ (vedi Fig.2.2).

Ancora da notare che, quando il core ha raggiunto l'equilibrio idrostatico, la sua massa è dell'ordine di $M_{\text{core}} \sim 10^{31} \text{ g}$ (ovvero $0.01 M_{\odot}$) ed il raggio di $6 \times 10^{13} \text{ cm}$, con valori di densità e temperatura al centro di $\rho_0 \sim 10^{-10} \text{ g cm}^{-3}$ e $T_0 \sim 170 \text{ K}$ rispettivamente. La velocità alla quale il materiale che cade impatta con la superficie del core è valutata in 75 Km/s e, col procedere della contrazione del core, tende ad aumentare fino a diventare supersonica. Quando questo avviene, si forma un fronte di shock alla superficie del core dove viene rilasciata la maggior parte dell'energia cinetica producendo quindi la luminosità di accrescimento a cui si era prima accennato.

⁷Larson, MNRAS 145, 271 (1969)

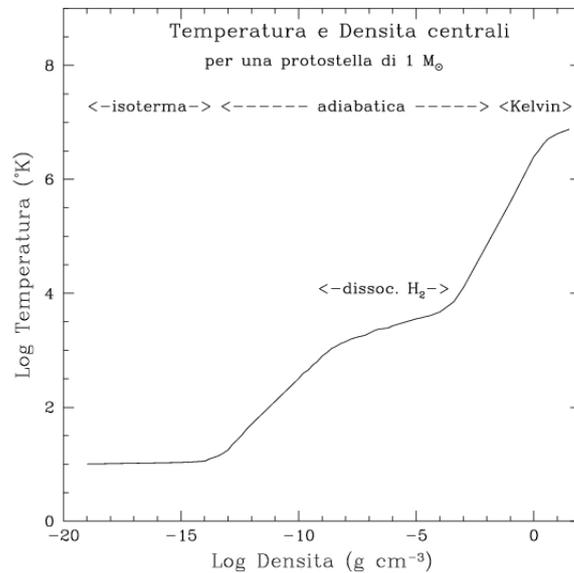


Figura 2.2: Andamento schematico dei valori di densità e temperatura centrale per un oggetto stellare in formazione. Le fasi isoterma, adiabatica e di Kelvin corrispondono agli intervalli di densità indicati (Adattata da Larson 1969, MNRAS 146, 123)

2.3.4 Rallentamento dell'accrescimento e produzione di venti stellari

A questo punto si può parlare di protostella perchè c'è ormai una struttura quasi-idrostatica (il core) che continua a contrarsi lentamente sotto la spinta della materia che si accresce sulla sua superficie. Finchè dura questo processo la temperatura delle parti centrali della protostella tende ad aumentare per effetto della contrazione adiabatica fino a raggiungere una temperatura $T \sim 2000$ K in corrispondenza della quale l'idrogeno molecolare (H_2) inizia a dissociarsi.

La molecola di idrogeno è infatti il maggior costituente del gas in questa fase evolutiva e l'inizio della sua dissociazione induce una fase di più rapido collasso a causa della sottrazione di energia termica operata dall'innescarsi dei processi di dissociazione nelle regioni più calde del core. In questo modo le parti più centrali subiscono un ulteriore collasso formando un *subcore* a maggiore densità, ricco di H atomico, circondato da un involucro molecolare.

In Figura 2.2 è mostrato l'andamento dei valori centrali di temperatura e densità col progredire delle fasi di formazione stellare. La figura mostra come la temperatura dapprima si mantiene costante (fase isoterma del collasso) su un intervallo di 7÷8 ordini di grandezza nella densità poi, intorno a $\rho \sim 10^{-14}$ g cm⁻³, comincia ad aumentare (perchè si instaura una fase adiabatica in cui la perdita di energia interna è inibita dalla aumentata opacità del gas) con una pendenza corrispondente ad un'indice adiabatico di $\sim 7/5$ (caso di gas composto da molecole biatomiche). A densità centrali dell'ordine di $\rho_0 \sim 10^{-9}$ g cm⁻³ la temperatura ha raggiunto i 2000 K e da quel momento fino alla

completa dissociazione dell' H_2 rimane praticamente costante, per cominciare a risalire poi a densità dell'ordine di $10^{-4} \text{ g cm}^{-3}$, ma questa volta con una pendenza maggiore corrispondente a quella di un gas monoatomico (indice adiabatico $\sim 5/3$).

L'ultima fase corrisponde alla fine dell'accrescimento e rappresenta la transizione tra un regime in cui la luminosità è sostanzialmente prodotta nello shock di accrescimento ad uno in cui la luminosità è di origine interna alla protostella. La riserva di energia termica accumulata nelle fasi precedenti costituisce ora la sorgente principale della luminosità. Nonostante questa perdita di energia raffreddi gli strati più esterni della protostella, la temperatura centrale può ancora salire grazie al procedere della contrazione che comunque prevale in mancanza di una sorgente di energia centrale.

A questo punto, la presenza nel gas protostellare di piccole percentuali di deuterio (un isotopo dell'idrogeno di origine primordiale ed il cui nucleo è costituito da un protone e un neutrone) ha in questa occasione delle notevoli conseguenze. Infatti quando al centro del core si raggiungono temperature intorno ai 10^6 K si innescano delle reazioni nucleari che trasformano il deuterio in elio provocando così un rapido aumento della luminosità e quindi una situazione convettiva (mescolamento di masse macroscopiche di gas stellare) che dal centro si propaga verso la superficie. Quindi, da un punto di vista osservativo, questa fase potrebbe essere segnalata da fenomeni legati alla grande attività superficiale (p.es formazione di corone e/o venti stellari osservabili per via spettroscopica) indotta dalla convezione. Tuttavia, la durata molto breve di questa **fase-lampo**⁸ di bruciamento del deuterio rende poco probabile la sua osservabilità diretta.

2.3.5 Fase di disco e perdita di momento angolare

La descrizione che abbiamo sin qui fatto ha ignorato la presenza di rotazione nella nube genitrice. Mentre questa semplificazione può essere accettabile nelle prime fasi del collasso, nelle fasi finali dell'accrescimento sul core non lo è più giacché il gas che si è contratto ha anche acquistato una notevole velocità di rotazione (per conservazione del momento angolare iniziale) e ha ormai assunto geometrie a disco piuttosto che sferiche. Questo fatto, mentre da un lato ha importanti conseguenze poichè offre la geometria ideale per la formazione di sistemi planetari del tipo di quello solare, dall'altro pone il problema della perdita di una parte considerevole di momento angolare.

Infatti, se tutto il momento angolare iniziale di una nube interstellare dovesse conservarsi durante il processo di condensazione delle stelle, la rotazione degli oggetti in formazione diverrebbe ben presto tale (si pensi al classico esempio della ballerina che accelera la rotazione contraendo le braccia) da produrre effetti centrifughi tanto forti da impedire ogni ulteriore contrazione. Per avere un'idea dell'entità della perdita di momento richiesta dobbiamo considerare le indicazioni osservative: il momento angolare specifico (cioè per unità di massa) posseduto da una nube molecolare è dell'ordine di $10^{23} \div 10^{24} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ mentre quello tipico delle stelle varia tra $10^{16} \div 10^{17} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ a seconda che si tratti di stelle di bassa o alta sequenza principale.

L'enorme eccesso di momento angolare deve quindi essere dissipato durante il processo di formazione stellare. Diventa quindi essenziale l'intervento di un meccanismo che, al procedere della contrazione, sia in grado di regolare il momento angolare del sistema verso valori più bassi. Questa funzione di frenamento può essere efficientemente

⁸in gergo **deuterium burning**

svolta dal campo magnetico che, coesistendo col gas interstellare fin dall'inizio della contrazione, partecipa della rotazione di quest'ultimo.

Semplificando possiamo dire che l'interazione del campo magnetico co-rotante con gli ioni del gas in contrazione fa sì che questi ultimi siano come intrappolati dallo stesso campo magnetico. Questo processo, che possiamo immaginare come una specie di "fionda magnetica", costringe una parte del gas ad invertire il moto e ad allontanarsi dalla protostella partecipando nel contempo della rotazione del campo magnetico. L'effetto finale è che una parte della materia in accrescimento viene accelerata verso l'esterno producendo un **vento stellare** più o meno collimato a seconda della geometria delle linee di forza del campo magnetico.

Un riscontro osservativo di questa fase lo possiamo trovare nella evidenza che molte sorgenti protostellari o di pre-sequenza sono associate a fenomeni di perdita di massa in forma anisotropa che in alcuni casi appare chiaramente bipolare. Nelle Fig. 2.13, 2.14 ed 2.15 sono mostrati alcuni esempi di una tale situazione osservativa.

2.3.6 Fase di pre-sequenza principale e apparizione della stella visibile

La fase di pre-sequenza principale corrisponde al periodo in cui la stella di recente formazione, liberatasi dallo spesso involucro di materiale circumstellare che ne impediva l'osservazione diretta, è diventata un oggetto visibile. A questo punto la massa totale accumulata diventa il parametro critico per il raggiungimento di una temperatura centrale tale da innescare le reazioni nucleari di fusione dell'idrogeno in elio. Infatti per ottenere queste reazioni è necessario raggiungere temperature centrali $T_c \sim 10^7$ K che si ottengono solo se si è accumulata una massa superiore a $M \sim 0.08 M_\odot$. Questo valore di massa costituisce quindi un limite inferiore per le masse stellari⁹ mentre il limite superiore, di circa $M \sim 100 M_\odot$, è imposto dalla estrema luminosità prodotta dagli oggetti di grande massa. Dalle osservazioni sappiamo infatti che in sequenza principale vale la relazione $L \propto M^4$, ma anche sappiamo che la luminosità non può crescere indefinitamente senza provocare cambiamenti nella struttura della stella. Esiste quindi un limite alla luminosità, detto **limite di Eddington**, oltre il quale la pressione dovuta alla radiazione riesce ad espellere gli strati esterni della stella riportando la massa a valori più compatibili con la massima luminosità possibile. Ci aspettiamo quindi che, in generale, le stelle alla loro formazione si distribuiscano nell'intervallo delle masse possibili, seguendo una certa legge di distribuzione detta *funzione di massa iniziale* che viene spesso indicata con l'acronimo **IMF** (Initial Mass Function).

Da un punto di vista osservativo è interessante notare che in linea di principio è possibile descrivere le fasi finali della formazione stellare seguendo il percorso dei singoli oggetti osservati nel diagramma di Hertzsprung-Russell (H-R) che mette in relazione la luminosità con la temperatura superficiale delle stelle. Un simile diagramma è mostrato in Figura 2.3 nella quale sono anche riportati i percorsi (detti anche *tracce di pre-sequenza*) che teoricamente le stelle di varie masse seguono prima di raggiungere la sequenza principale. Quest'ultima, che rappresenta il luogo dei punti del diagramma H-R in cui le stelle traggono la loro luminosità dalla conversione di idrogeno in elio nel

⁹Questo limite è imposto dalla temperatura necessaria per accendere le reazioni nucleari nel centro stellare. Solo masse maggiori di $0.08 M_\odot$ superano $T_c \sim 10^7$ K.

centro stellare, è mostrata in Figura 2.3 con una linea continua più spessa sulla quale si raccordano le tracce evolutive di pre-sequenza.

Il modello che identifica queste tracce evolutive prevede anche che, ad un certo momento dell'evoluzione la protostella si possa liberare di molta parte di gas e polveri circostanti così da rendersi visibile anche all'osservazione ottica. L'unione dei punti nel diagramma H-R che corrispondono a questa visibilità della protostella definisce la cosiddetta *birthline* (*linea di nascita* o anche di prima apparizione) delle stelle giovani. L'origine di questa birthline si lega al fatto che le protostelle, nel loro percorso verso la sequenza principale, si possono liberare dell'involuppo circumstellare (residuo della precedente fase di collasso) diventando visibili all'osservazione ottica. Questo evento è favorito dall'innescarsi delle reazioni di bruciamento nucleare del deuterio (*deuterium burning*) a cui abbiamo già accennato. Infatti si pensa che l'attività superficiale che ne consegue (come l' aumento del raggio e la produzione di venti stellari) possa indurre la dissipazione del materiale "embrionale" circostante rendendo più facilmente visibile l'oggetto centrale.

Se quindi si determinano le luminosità e temperature per le stelle di pre-sequenza, le loro posizioni nel diagramma H-R consentono di fare un confronto diretto con le previsioni della teoria. In Figura 2.4 sono mostrate le posizioni occupate nel diagramma H-R da un campione significativo di stelle Ae/Be di Herbig ¹⁰, che sono considerate stelle giovani con massa maggiore della massa del Sole. Si osserva che questi oggetti si dispongono, nella quasi totalità, nella regione prevista per gli oggetti di pre-sequenza visibili, cioè nella regione compresa tra la birthline e la ZAMS (Zero Age Main Sequence), dando prova di un ragionevole accordo tra teoria e osservazione.

2.3.7 La funzione di massa iniziale

Nel discutere della formazione delle stelle ci siamo sostanzialmente occupati finora solo di aspetti che riguardano l'evoluzione di oggetti singoli. Tuttavia, siccome l'evidenza osservativa indica che il processo di formazione stellare si presenta quasi sempre come un fenomeno collettivo, è importante anche considerarne gli aspetti "statistici".

Una domanda particolarmente adatta a porre in discussione questi aspetti potrebbe essere formulata così : i meccanismi attivi nella formazione delle stelle producono sempre la stessa distribuzione delle masse ? O possono dipendere dalla massa della nube originale, dalla posizione nella Galassia, dalla presenza del campo magnetico, ... ? Purtroppo non abbiamo ancora una risposta definitiva a questa domanda, nonostante l'importanza che lo spettro delle masse delle nuove stelle formate evidentemente ha nella definizione di una teoria della formazione stellare che possa essere generalmente applicabile, anche eventualmente ad altre galassie. Ricordiamo infatti che la teoria della struttura e dell'evoluzione stellare funziona molto bene per spiegare tutta la fenomenologia stellare, ma non è in grado di predire in nessun modo lo spettro delle masse stellari a cui in seguito ci riferiremo con il termine *funzione di massa iniziale* o anche con l'abbreviazione IMF (da Initial Mass Function).

Diversi sono gli scenari potenzialmente adatti a descrivere la condensazione di stelle a partire dal materiale addensato nelle nubi interstellari. Per esempio il meccanismo della

¹⁰ I loro spettri, oltre a mostrare le righe in assorbimento caratteristiche dei tipi spettrali tra B ed A, mostrano anche la presenza di righe in emissione. Questa presenza viene evidenziata dalla aggiunta della "e" al tipo spettrale

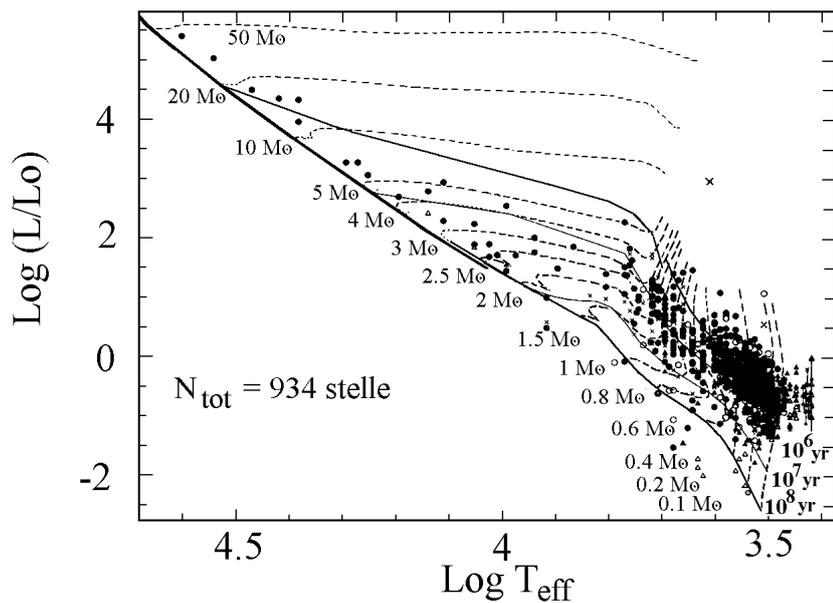


Figura 2.3: Diagramma H-R per le stelle dell'ammasso nella nebulosa di Orione. La linea della sequenza principale di età zero (detta ZAMS - Zero Age Main Sequence) è indicata con tratto più spesso. Su questa linea si raccordano le linee tratteggiate che rappresentano le tracce evolutive (teoriche) di pre-sequenza delle varie masse. Si noti che le tracce corrispondenti alle stelle di piccola massa si svolgono quasi verticalmente ad indicare che la luminosità totale per questi oggetti subisce notevoli variazioni durante l'evoluzione verso la ZAMS. Per le masse maggiori, invece, le tracce si presentano quasi orizzontali e quindi per questi oggetti le variazioni della luminosità saranno molto più modeste. Le linee continue a tratto sottile rappresentano le isocrone che connettono la posizione delle varie masse ad una data età degli oggetti. Si noti come stelle tendano a concentrarsi alle masse minori, suggerendo quindi che la funzione di massa è tale da favorire le masse subsolari rispetto alle grandi masse (adattata da Hillenbrand 1997 AJ 113, 1733).

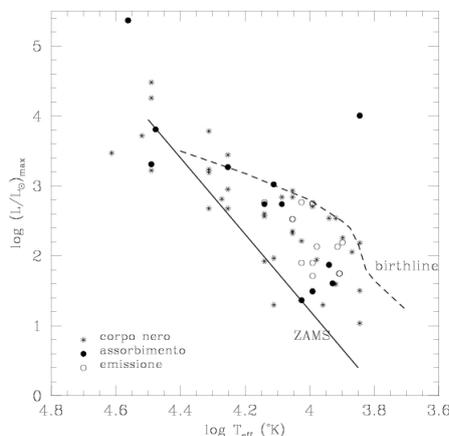


Figura 2.4: Diagramma H-R per oggetti giovani di pre-sequenza di massa intermedia ($1 \lesssim M \lesssim 8 M_{\odot}$). Diversamente dal diagramma in Fig. 2.3, questi oggetti non appartengono ad un unico ammasso ma si collocano comunque tra la birthline e la sequenza principale. Oggetti che nella regione $\lambda \sim 10 \mu\text{m}$ mostrano uno spettro con bande (prodotte dalla polvere) in emissione, in assorbimento, o di corpo nero sono indicati con simboli diversi (adattata da Berrilli et al. 1992 ApJ 398, 254).

frammentazione, di cui ci siamo prima occupati, non è l'unica alternativa alla produzione di masse stellari dell'ordine di quelle osservate. Un'altro meccanismo potrebbe essere fornito dalle collisioni tra protostelle che possono aver luogo in un ambiente denso di oggetti in formazione. Un'altro ancora potrebbe essere legato alla presenza della turbolenza che è messa in evidenza dall'osservazione radio delle nubi molecolari¹¹, che sono poi i siti di formazione stellare.

Operativamente quindi si tratterà di confrontare l'IMF prevista da un particolare scenario con quella effettivamente osservata nelle regioni di formazione per avere un criterio di selezione dei modelli. L'estensione di questa procedura ad un gran numero di regioni potrebbe poi dare indicazioni sulla ipotizzata "universalità" della IMF, oppure sulla sua dipendenza da altri parametri ambientali (p.es temperatura, densità, dinamica, struttura ...) della nube genitrice.

È interessante notare che l'uso dell'aggettivo *iniziale* sottolinea il riferimento al momento della formazione delle stelle ovvero al momento in cui queste hanno definito la loro massa, che è poi il parametro più importante da cui dipende la successiva evoluzione. Si intuisce infatti che, sia a causa di fattori evolutivi (le stelle possono guadagnare o perdere notevoli quantità di massa nel corso della loro vita) che di fattori dinamici (le stelle orbitando all'interno della Galassia si mescolano), la distribuzione delle masse stellari in una data regione galattica può essere modificata, cosicché per ottenere un buon "osservabile" da confrontare con le varie teorie di formazione degli ammassi stellari è opportuno riferirsi alle sole stelle di recente formazione.

¹¹Le linee spettrali emesse nella regione radio dalle nubi molecolari mostrano moti del gas a velocità relative dell'ordine della decina di km/s, molto maggiori della velocità termica di ~ 0.1 km/s che avrebbero molecole tipiche come il CO alle basse temperature ($T \sim 10$ K) di queste regioni.

Criteri generali per la determinazione della IMF

Il primo tentativo di ottenere una funzione di distribuzione delle masse delle stelle nelle vicinanze del Sole risale al 1955 ad opera di Salpeter¹². Successivamente nel 1979 Miller e Scalo¹³ estesero l'indagine alle stelle con $M \lesssim M_{\odot}$ che, a causa della minore luminosità, erano anche più difficili da rivelare a grandi distanze. Queste determinazioni si basavano sulla considerazione che la distribuzione delle stelle che osserviamo oggi intorno al Sole è in realtà il frutto di una media temporale e spaziale della originale IMF, proprio a causa degli effetti evolutivi e dinamici a cui le stesse stelle sono sottoposte nel corso della loro vita.

In questo modo, a partire dalla funzione di distribuzione osservata oggi (Present Day Mass Function, o PDMF), si può in linea di principio dedurre la originale IMF utilizzando le conoscenze sull'evoluzione stellare. Tuttavia, siccome le masse maggiori hanno tempi evolutivi brevi, questa procedura inevitabilmente tende a sottostimare il numero di stelle di grande massa, cioè quelle i cui tempi di vita sulla sequenza principale sono minori dell'età della Galassia. In poche parole, la maggior parte delle stelle di grande massa sono già scomparse dal gioco !

Per tener conto di questa limitazione si è pensato allora di determinare la proporzione relativa tra stelle di grande massa e quelle di massa intermedia che sono osservabili in ammassi giovani collocati entro distanze di circa 2.5 Kpc dal Sole (la limitazione nella distanza è legata alla osservabilità delle singole stelle). Le masse minori invece sono determinate guardando alla popolazione stellare di disco entro circa 1 Kpc intorno al Sole. La combinazione di queste due informazioni permette quindi di valutare in modo più completo quale possa essere stata la IMF nelle vicinanze del Sole al momento della formazione.

Difficoltà nella determinazione della IMF

A ben guardare, nella discussione sviluppata finora sulla IMF abbiamo implicitamente introdotto una assunzione piuttosto forte e cioè: "la IMF non varia nello spazio e nel tempo". Infatti se vi fossero variazioni spazio-temporali della IMF non sarebbe molto significativo comporre insieme le informazioni sulle stelle massicce, ricavate dall'osservazione di ammassi giovani, con quelle delle stelle di disco che sono oggetti molto più vecchi e spazialmente "mescolati".

Per queste ragioni una definizione consistente della IMF richiede l'assunzione della sua invarianza spazio-temporale nella Galassia, una condizione che in effetti è ancora piuttosto controversa e tutta da dimostrare.

Da un punto di vista più strettamente osservativo abbiamo un altro tipo di difficoltà legato alla valutazione della IMF. Infatti la massa delle stelle giovani nelle regioni di formazione non è osservabile direttamente ma viene ricavata a partire da misure di luminosità degli oggetti. In questo caso allora abbiamo bisogno di conoscere l'appropriata relazione tra massa e luminosità che ci permetta di ricavare la prima dalla seconda.

Questa relazione è lineare nei logaritmi e nasce da osservazioni indipendenti di massa e luminosità per stelle di cui si conosca la distanza. Formalmente abbiamo:

$$M_{\lambda} = \alpha \log m + \text{cost} \quad (2.16)$$

¹²1955 AJ 121,161

¹³1979 ApJS 41, 513

dove M_λ è la magnitudine assoluta che è una misura logaritmica della luminosità alla lunghezza d'onda λ , m rappresenta la massa, ed α il coefficiente angolare.

Nel caso delle stelle di sequenza principale la determinazione di α non rappresenta un grosso problema giacchè si osserva una precisa relazione biunivoca tra le due grandezze. Nel caso delle stelle di pre-sequenza, invece, la difficoltà deriva dal fatto che la luminosità di un oggetto di data massa varia considerevolmente su scale di tempo brevi rispetto ai tempi di formazione di un ammasso stellare. In altre parole le protostelle, una volta acquisita la loro massa, percorrono le rispettive tracce evolutive di pre-sequenza (vedi Figura 2.3) in tempi che vanno da 10^5 anni per le masse maggiori fino a 10^8 anni per le masse più piccole, variando sensibilmente la loro luminosità in questo periodo. Quindi una data luminosità può essere emessa sia da una sorgente con $M = M_\odot$ che da un'altra con $M < M_\odot$ ma di età più giovane. Questo inconveniente ci obbliga a fare ancora un certo numero di assunzioni (tra cui quella che le stelle siano coeve), rendendo quindi più incerto il passaggio dalla funzione di luminosità iniziale **ILF** (Initial Luminosity Function), che è la quantità effettivamente osservata, alla IMF che invece rappresenta la grandezza che caratterizza il processo di formazione. L'affidabilità delle tracce di pre-sequenza, che vengono calcolate sulla base di modelli teorici, è quindi un fattore molto importante nel determinare l'accuratezza con cui possiamo avere informazione sulla IMF.

In termini formali esprimiamo la IMF come rapporto tra numero di stelle dN che si trovano in un dato intervallo di massa dm :

$$\phi(m) = \frac{dN}{dm}$$

che, in termini di logaritmo, si può anche riscrivere come:

$$\phi(\ln m) = \frac{dN}{d(\ln m)} = \frac{dN}{dm} m$$

per cui il legame tra la ILF e la IMF viene espresso di solito come:

$$\Psi(M_\lambda) = \phi(\ln m) \frac{d(\ln m)}{d M_\lambda} \quad (2.17)$$

dove $\Psi(M_\lambda)$ è la ILF osservata, data convenzionalmente come una distribuzione di frequenza (istogramma) delle magnitudini assolute ad una data lunghezza d'onda. Nella precedente $\phi(\ln m)$ è la IMF che si vuole conoscere mentre il termine $d(\ln m)/d M_\lambda$ non è altro che $1/\alpha$ (vedi eq. 2.16) ovvero la pendenza della relazione massa-luminosità utilizzata per convertire la ILF(osservata) nella IMF.

Le figure 2.5,2.6,2.7,2.8,2.9 illustrano alcuni tra i risultati ottenuti nella determinazione osservativa della IMF in varie regioni di formazione stellare. Le differenze riscontrate e la qualità degli istogrammi ottenuti danno un'idea del grado di incertezza con cui queste determinazioni possono essere fatte.

In conclusione possiamo dire che la variazione della IMF osservata nelle varie regioni di formazione ci suggerisce che questa funzione non sia una caratteristica che rimane costante al variare delle condizioni in cui si svolge il processo di formazione stellare. Tuttavia vi sono un paio di punti sui quali vi è ormai una sufficiente evidenza osservativa:

- le masse più grandi di $\sim 1 M_\odot$ sono distribuite secondo una legge di potenza con pendenza ~ 1.3

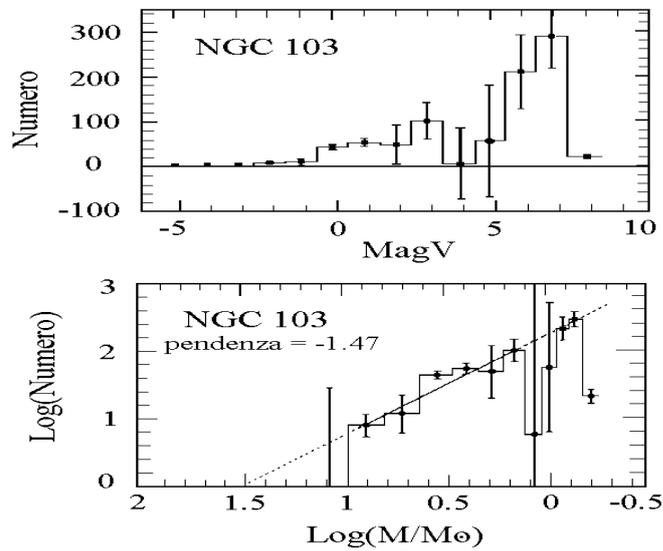


Figura 2.5: La figura superiore mostra la funzione di luminosità iniziale ILF ricavata per l'ammasso galattico NGC 103. La parte inferiore mostra invece la funzione di massa iniziale IMF ricavata dalla ILF tenendo conto che la luminosità delle stelle nella fase di pre-sequenza varia con l'età. La retta di coefficiente angolare -1.47 mostra la pendenza stimata della IMF (Adattata da Phelps et al. 1993 AJ 106, 1870)

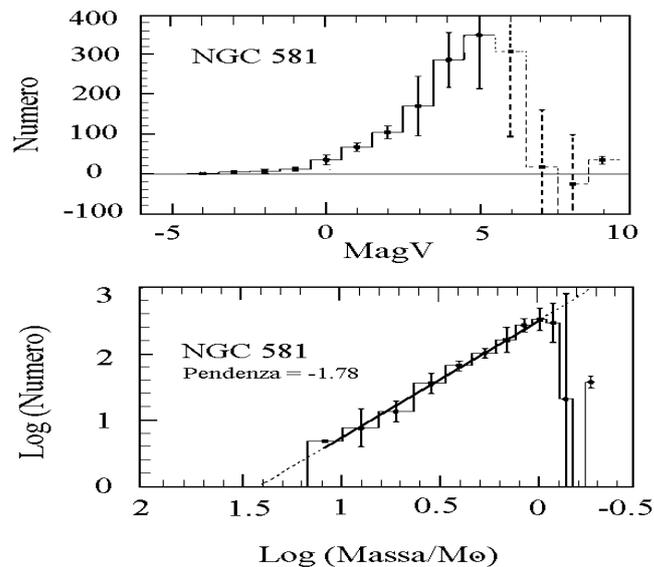


Figura 2.6: Come in Figura 2.5, ma per l'ammasso NGC 581. La retta di pendenza -1.78 è quella che meglio approssima i dati osservativi.

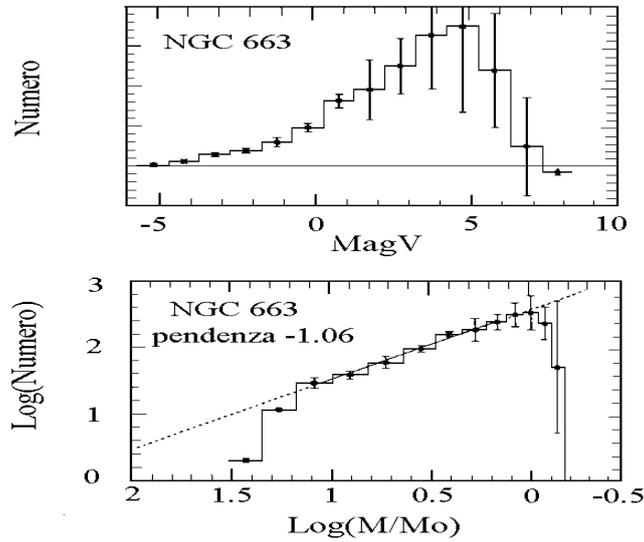


Figura 2.7: Come in Figura 2.5, ma per NGC 663.

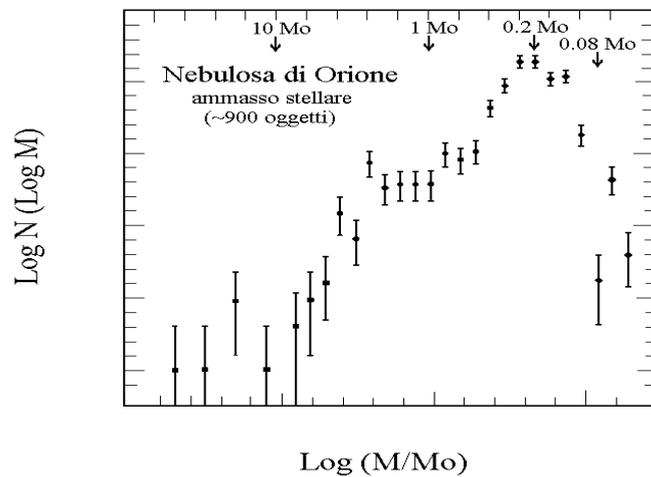


Figura 2.8: IMF ricavata a partire da misure della luminosità di circa 900 stelle nella regione della nebulosa di Orione adottando le tracce evolutive di pre-sequenza mostrate in Figura 2.3. L'IMF per masse maggiori di $0.3 M_{\odot}$ mostra due ripidi segmenti intervallati da un appiattimento tra 1 e $2.5 M_{\odot}$ (Adattata da Hillenbrand 1997 AJ 113, 1733)

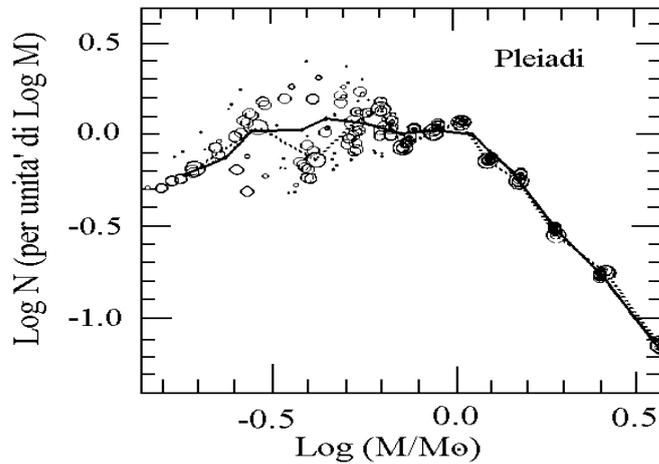


Figura 2.9: IMF ricavata per l'ammasso delle Pleiadi. La linea continua più spessa è una sorta di media pesata delle IMF ricavabili sulla base di diverse conversioni tra luminosità osservate e masse. Si noti come lo sparpagliamento dei punti verso le piccole masse segnala una maggiore incertezza nella conversione luminosità/massa, come si può intuire anche dalla Figura 2.3. (Adattata da Meusinger et al. 1996 A&A, 833, 844)

- la distribuzione si appiattisce verso le piccole masse a partire da $M \sim 1 M_{\odot}$

Vi è invece un considerevole dibattito sulla possibilità che l'IMF continui a salire, appiattirsi o anche discendere nell'intervallo $M = 0.5 \div 0.1 M_{\odot}$ che però è l'intervallo di masse più difficilmente osservabili a causa della bassa luminosità.

L'esistenza di una massa caratteristica vicino ad $1 M_{\odot}$ è un importante vincolo alle teorie sull'origine delle masse stellari ed un vincolo ancora più importante sarebbe una chiara dimostrazione dell'esistenza di una massa minima vicina al limite di bruciamento dell'idrogeno ($M \sim 0.08 M_{\odot}$).

Diverse forme per esprimere la IMF

Come si vede dalle determinazioni della IMF (vedi figure precedenti), per $M \gtrsim M_{\odot}$ la IMF assume una forma a legge di potenza che viene usualmente descritta con:

$$dN \propto m^{-\alpha} dm \quad (2.18)$$

Tuttavia in letteratura la IMF si può trovare rappresentata in modo equivalente in termini del logaritmo delle masse:

$$dN \propto m^{-\Gamma} d(\log m) \quad (2.19)$$

da cui, ricordando che $d(\log m) = dm/m$, ci si rende conto facilmente che $\alpha = \Gamma + 1$. Quindi se grafichiamo il $\log N$ in funzione di m otteniamo il valore della pendenza α , mentre se riportiamo in ascisse il $\log m$ la pendenza in questo grafico sarà $\Gamma = \alpha - 1$.

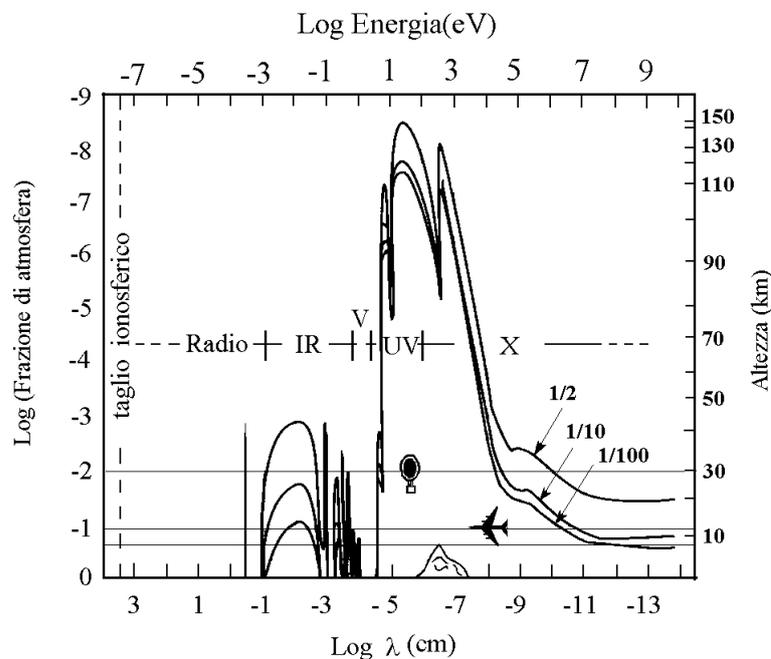


Figura 2.10: Trasmissione atmosferica a varie altezze dal suolo. Le tre curve rappresentate si riferiscono a tre attenuazioni diverse. I valori riportati su ogni curva (1/2, 1/10, 1/100) rappresentano la frazione di radiazione, incidente perpendicolarmente dall'esterno, che raggiunge un osservatore posto a varie altezze dal suolo (indicate sul lato destro della figura). Le altezze corrispondenti alle montagne più alte, agli aerei ed ai palloni aerostatici sono indicate da tre sottili linee orizzontali.

È interessante notare che il valore $\alpha = 1.35$, suggerito nel primo lavoro di questo tipo nel 1955¹² è rimasto in linea di massima confermato fino ai giorni nostri. Va detto però che molto si discute sulla universalità di questa pendenza visto che la qualità delle osservazioni è ormai tale da distinguere anche modeste variazioni del valore di α . Rimane infine da ricordare che abbiamo ormai la consapevolezza che la IMF non è semplicemente una legge di potenza ma che questa vale solo per masse $M > M_{\odot}$ come, p.es., in Fig. 2.9.

2.4 Aspetti osservativi

Lo scopo di questo paragrafo è di illustrare i risultati osservativi più rilevanti ottenuti sinora nelle indagini sulla formazione stellare. Piuttosto che fare riferimento a precisi lavori specialistici reperibili in letteratura, qui si preferirà dare un'idea generale dei problemi posti dall'interpretazione delle osservazioni. Con questo spirito ci sembra utile dare una descrizione di come le regioni di formazione stellare appaiono nelle diverse regioni spettrali in cui si è potuto osservare il cielo.

La Figura 2.10 mostra un diagramma della trasparenza spettrale dell'atmosfera terrestre (mutuato dalla Fig 1.2) e mette subito in evidenza quali sono le regioni dello spettro elettromagnetico che sono inaccessibili da terra e per le quali è necessaria l'osservazione dallo spazio. In particolare la regione spettrale infrarossa ($1\mu m < \lambda < 100\mu m$), che è la più importante per l'osservazione diretta delle varie fasi evolutive attraversate dalle protostelle, è accessibile solo in minima parte da terra e limitatamente ad alcune "finestre" di trasparenza nella regione del vicino e medio infrarosso che si trovano a lunghezze d'onda tra $1\mu m$ e $20\mu m$. È chiaro quindi che la possibilità di utilizzare piattaforme spaziali ha aperto nuovi orizzonti all'osservazione astronomica, tanto da far parlare della nascita di "nuove astronomie" come nel caso dell'astronomia infrarossa o di quella dei raggi X e gamma.

Per dare un'idea generale dell'aspetto osservativo, possiamo dire che l'emissione di spettro continuo da parte delle regioni di formazione stellare localizzate nel piano galattico mette in evidenza oggetti via via più estesi all'aumentare della lunghezza d'onda. Questa caratteristica si può collegare, in prima approssimazione, al fatto che per i processi termici il picco dell'emissione si sposta a lunghezze d'onda tanto più corte quanto più alta è la temperatura della regione emittente. Un'evidenza di questo è data in Figura 2.11 che mostra come le alte temperature si osservino tipicamente su scale spaziali relativamente più piccole, come le stelle, mentre temperature più basse caratterizzano oggetti di maggiori dimensioni, come le nubi molecolari.

Così, se immaginiamo di osservare il piano galattico a diverse lunghezze d'onda, troviamo essenzialmente sorgenti puntiformi nella regione X ed UV, mentre nel visibile cominciano già ad apparire, oltre alle stelle, oggetti più estesi di tipo nebulare (nebulose a riflessione o a ionizzazione) associati a stelle di pre-sequenza⁴. Nell'infrarosso poi la percentuale di sorgenti estese aumenta considerevolmente all'aumentare della lunghezza d'onda diventando una generale caratteristica di queste regioni nello spettro continuo a lunghezze d'onda radio.

Guidati da questa sequenza in lunghezza d'onda e con lo sguardo orientato agli oggetti che possono essere legati al processo di formazione stellare troviamo prima le stelle di pre-sequenza principale che rappresentano l'ultimo stadio (e quindi a temperature maggiori) della formazione stellare, poi le sorgenti IR puntiformi che possono rappresentare i core idrostatici e che spesso sono associate ad estese emissioni a più grande lunghezza d'onda, quindi le nubi compatte (p.es. globuli, $n \sim 10^4\text{ cm}^{-3}$) e quelle più diffuse (nubi molecolari, $n \sim 10^2\text{ cm}^{-3}$) che rappresentano lo stato di partenza per il gas interstellare freddo che potrà poi eventualmente condensare in stelle.

Se guardiamo ora allo spettro emesso dagli oggetti stellari in formazione possiamo distinguere le varie fasi del processo di formazione stellare utilizzando il fatto che, col procedere della contrazione, abbiamo a che fare con oggetti sempre più caldi ai quali corrisponde uno spettro caratteristico sempre più "piccato" a brevi lunghezze d'onda. Le stelle di pre-sequenza mostreranno quindi spettri continui simili a quelli di stelle già formate, eventualmente con un *eccesso infrarosso* dovuto al materiale residuo della formazione che ancora si trova nelle vicinanze. Le protostelle invece, essendo oggetti più giovani e più oscurati per la presenza di un cospicuo involucri ancora in caduta sul core, mostreranno uno spettro piccato a lunghezze d'onda tanto più grandi quanto più saranno di recente formazione. Schematicamente in Figura 2.13 sono mostrate alcune **SED** (da Spectral Energy Distribution, cioè lo spettro continuo) corrispondenti a momenti diversi della evoluzione verso la sequenza principale che rappresenta il traguardo finale



(a)



(b)

Figura 2.11: Regioni di formazione stellare osservate sul piano Galattico dall'osservatorio spaziale Herschel ($70 < \lambda < 500 \mu\text{m}$). Le regioni più calde sono evidenziate in bianco (clumps, cores), mentre in blu e rosso sono indicate le regioni via via più fredde.

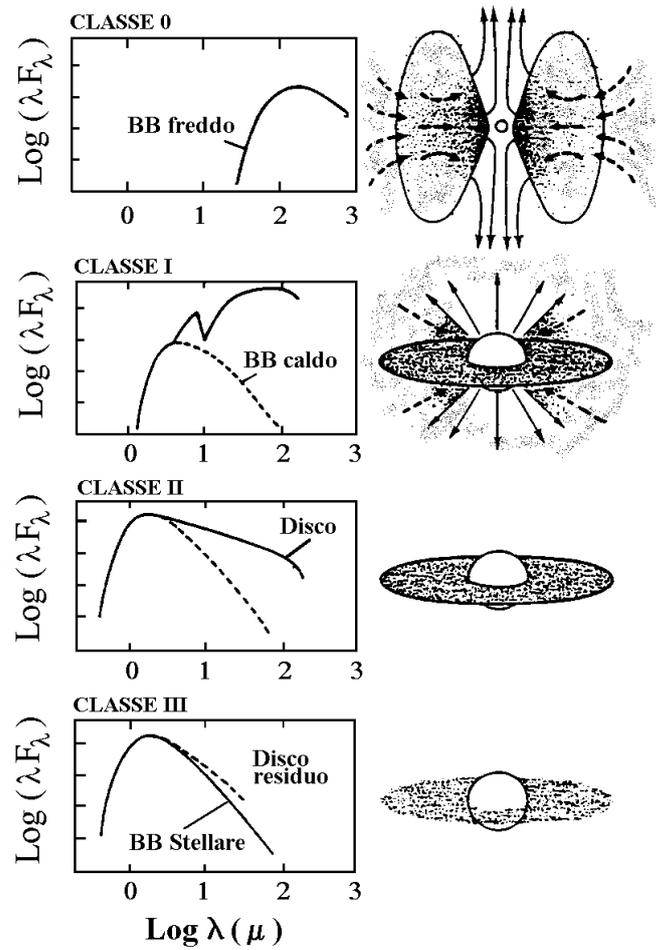


Figura 2.12: Schema di classificazione spettrale (a sinistra) per oggetti stellari giovani. A destra una rappresentazione della corrispondente sequenza evolutiva: dalle prime fasi subito dopo il collasso iniziale (in alto) fino alla formazione di un disco proto-planetario (in basso).

della formazione stellare. Gli oggetti di pre-sequenza principale vengono schematicamente distinti in due famiglie principali con diverse caratteristiche fenomenologiche che dipendono in primo luogo dalla massa: le **T Tauri**¹⁴ con masse minori o simili a quella solare, e le cosiddette stelle **Ae/Be di Herbig** con masse comprese tra ~ 2 e $10 M_{\odot}$. Le stelle di massa maggiore di $\sim 10 M_{\odot}$ non hanno invece un preciso riscontro osservativo in una famiglia di stelle di pre-sequenza a causa dell'esiguo numero di oggetti di grande massa che è possibile osservare prima che abbiano raggiunto la sequenza principale. Infatti, per oggetti con masse maggiori della massa solare, abbiamo due effetti che si combinano a renderne molto improbabile l'osservazione: da una parte la diminuzione del numero di stelle che si vanno formando (l'IMF è una funzione decrescente della massa), dall'altra la diminuzione del tempo necessario ad attraversare la fase di pre-sequenza.

Ora, seguendo idealmente il processo di formazione delle stelle, illustreremo prima le osservazioni a più grande lunghezza d'onda, che mettono in evidenza i processi iniziali che avvengono a più bassa temperatura, e poi via via quelle a minore lunghezza d'onda.

2.4.1 La regione radio

Convenzionalmente sono indicate come osservazioni radio tutte quelle che si riferiscono a lunghezze d'onda della radiazione maggiori di 1 millimetro. Vi sono due motivi principali che rendono particolarmente utile l'osservazione nelle radioonde, così come anche nell'infrarosso. Il primo riguarda il fatto che le prime fasi della contrazione gravitazionale si svolgono in un mezzo che si trova a bassa temperatura ($10 \lesssim T \lesssim 100$ K) e quindi emette radiazione, sia in forma di spettro continuo che di linee spettrali, preferenzialmente a grandi lunghezze d'onda.

Il secondo motivo invece fa riferimento al fatto che la radiazione a grandi lunghezze d'onda riesce ad emergere e a raggiungere l'osservatore anche da nubi molecolari dense nelle quali tutta la radiazione a più corte lunghezze d'onda viene totalmente assorbita dalla componente di polvere dello stesso mezzo che partecipa alla contrazione. In particolare le osservazioni radio, oltre a dare informazioni sul tipo di equilibrio energetico, sulla composizione chimica, la temperatura e la densità delle nubi molecolari, sono le sole in grado di dare informazioni dirette sulla fase di costituzione del core idrostatico che avviene in condizioni di completo oscuramento visuale. A lunghezze d'onda millimetriche abbiamo anche la possibilità di rivelare l'emissione continua da parte della stessa polvere fredda che oscura la regione visibile, così come si può osservare l'emissione di linee spettrali dovute a transizioni rotazionali di specie molecolari (p.es. CO, OH, CN, CS, NH₃,...) che si formano nelle condizioni fisiche delle nubi interstellari dense.

Ed infatti è proprio attraverso l'analisi di osservazioni radio che si stimano le condizioni iniziali di densità e temperatura che abbiamo utilizzato nei paragrafi precedenti per discutere l'applicabilità del modello di Jeans allo studio della instabilità gravitazionale delle nubi.

Un'altro importante contributo dato dalle osservazioni radio lo dobbiamo alla rivelazione di getti (*jets*) di gas molecolare associati ad oggetti giovani, come si vede in Figura 2.15. Il fatto che questo gas venga espulso in modo più o meno asimmetrico, ed in alcuni casi in chiara forma bipolare, è generalmente considerato una delle evidenze della presenza intorno alle stelle in formazione di dischi di materia che possono accelerare e collimare, anche attraverso l'azione di un campo magnetico, simili getti di

¹⁴Dal nome della variabile T Tauri che fa da prototipo di questa classe

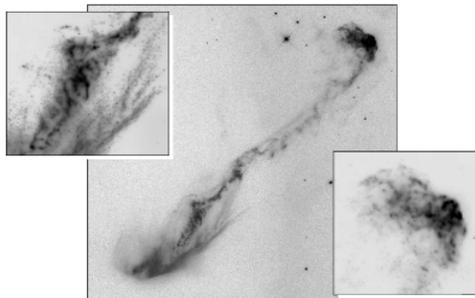


Figura 2.13: Getti osservati in HH47. In alto a sinistra ed in basso a destra sono riportati due particolari ingranditi (Immagine da HST).

gas. Questi, una volta emessi, vanno poi ad interagire con l'ambiente circostante ed appaiono nelle forme più varie, alcune delle quali sono mostrate nelle Figure 2.13, 2.14 e 2.15.

2.4.2 La regione IR

Questa regione spettrale è cruciale per lo studio della formazione stellare, visto che oggetti con temperature tra 30 e 3000 K emettono la maggior parte dell'energia nell'intervallo di lunghezze d'onda compreso tra 1 millimetro ed 1 micron. L'utilizzo di aerei, palloni aerostatici e satelliti per l'osservazione astronomica in infrarosso (IR) ha consentito di rivelare a lunghezze d'onda $\lambda > 100\mu\text{m}$, grandi regioni di emissione estesa sul piano galattico (p.es.: Fig.2.11) associate molto spesso alle nubi molecolari osservate nelle radioonde. Il responsabile principale dell'emissione di uno spettro continuo in IR è la polvere interstellare che, pur costituendo una frazione modesta ($\sim 1\%$) della massa del mezzo interstellare, è uno dei principali tracciatori di queste nubi.

All'interno di queste regioni di emissione estesa sono state osservate molte sorgenti IR a più breve lunghezza d'onda (tra 2 e 20 micron), senza controparte ottica, che verosimilmente possono essere associate alle fasi che vanno dall'accrescimento sul core idrostatico alla formazione di dischi e alla produzione di venti. In Figura 2.16 e 2.17 è mostrata una regione di cielo in cui si presenta questa situazione. Come abbiamo visto la fase di accrescimento sul core è ancora accompagnata da una grande opacità del mezzo circumstellare tanto che si parla di "stelle in bozzolo" (*cocoon stars*) nelle quali la radiazione a corta lunghezza d'onda, che pure viene emessa dallo shock di accrescimento alla superficie della protostella formata, viene assorbita dalla polvere circumstellare che, a sua volta riscaldandosi, la riemette a più grandi lunghezze d'onda nell'IR.

Anche nel caso di molti oggetti "visibili" (cioè osservati originariamente a lunghezze d'onda ottiche) come le stelle di tipo T Tauri o le Ae/Be di Herbig, la rivelazione di eccesso di radiazione IR prodotta dai loro ambienti circumstellari, ha giocato un ruolo determinante nel far riconoscere queste stelle come oggetti di pre-sequenza principale e quindi come laboratori in cui poter osservare il "prodotto finale" appena uscito dal processo di formazione stellare.

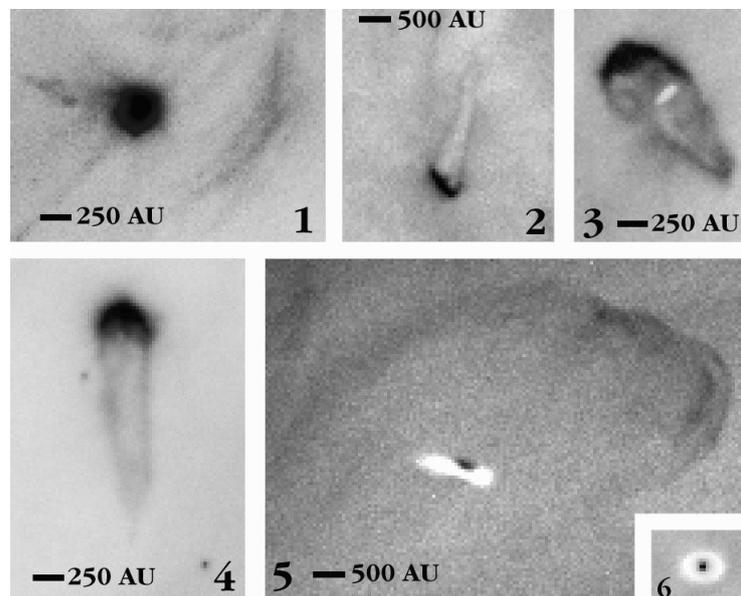


Figura 2.14: Esempi di getti a piccola scala osservati in oggetti stellari giovani nella regione della nebulosa di Orione (Immagini da HST).

Di notevole interesse è anche il fatto che un eccesso IR sia stato rivelato intorno a 60 e 100 micron addirittura in oggetti di sequenza principale (p. es. α Lyr, β Pic), suggerendo che il materiale circumstellare residuo della formazione non sempre viene completamente dissipato prima di raggiungere la sequenza. La congettura che si potrebbe fare in questi casi è che il materiale freddo così rivelato sia la base per la formazione di sistemi planetari intorno a queste stelle. Questa congettura è confortata dal fatto che la successiva osservazione ottica ad alta risoluzione spaziale ha effettivamente mostrato strutture a disco intorno ad alcuni di questi oggetti come mostrato in Figura 2.18.

2.4.3 La regione visibile

In questa regione spettrale è possibile osservare solo le fasi finali della formazione stellare che corrispondono all'apparizione sul diagramma H-R della stella come un oggetto in alto a destra rispetto alla sequenza principale (vedi Figura 2.4) nella regione immediatamente al disotto della *birthline*. Come si è già detto le stelle di tipo T Tauri ed Ae/Be di Herbig sono le famiglie di stelle giovani più studiate nella regione ottica dello spettro. Si tratta di oggetti che appaiono vicini a nebulose a riflessione e ad ambienti ricchi di molecole a testimonianza del fatto che si tratta di stelle associate a regioni in cui il mezzo interstellare è ancora presente in modo cospicuo.

Un'altra caratteristica di questi oggetti è la spiccata attività superficiale che, indotta da fenomeni di convezione del gas stellare e/o di accrescimento da parte di dischi circumstellari, è messa in evidenza con l'osservazione di perdita di massa sia in forma di venti stellari (evidenziati per via spettroscopica dalla larghezza delle linee spettrali in

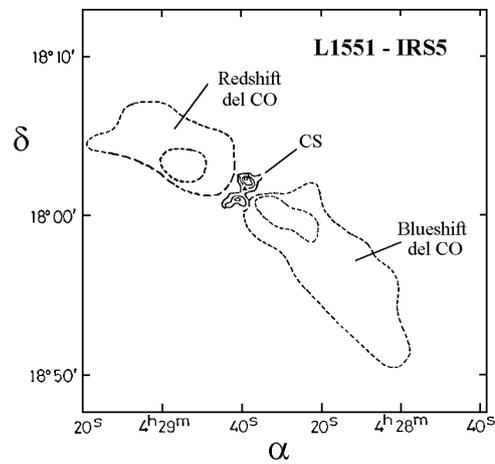


Figura 2.15: Getto molecolare osservato in associazione alla sorgente IR IRS5 nella nube oscura Lynds 1551. I lobi radio rappresentano l'emissione di righe rotazionali del CO che appaiono spostate in lunghezza d'onda verso il rosso e verso il blu. Queste osservazioni sono interpretate come l'evidenza che la sorgente centrale (evidenziata dalle linee emesse dal CS che tracciano le regioni a più alta densità) abbia espulso materia in due direzioni opposte. La parte che recede rispetto all'osservatore è tracciata dal CO che mostra red-shift, l'altra che si avvicina all'osservatore è invece evidenziata dal blu-shift. (Adattata da Mundt R. 1985, in *Protostars and Planets II*, Black D.C. & Matthews M.S. (Eds.), pg. 414, Univ. of Arizona Press)

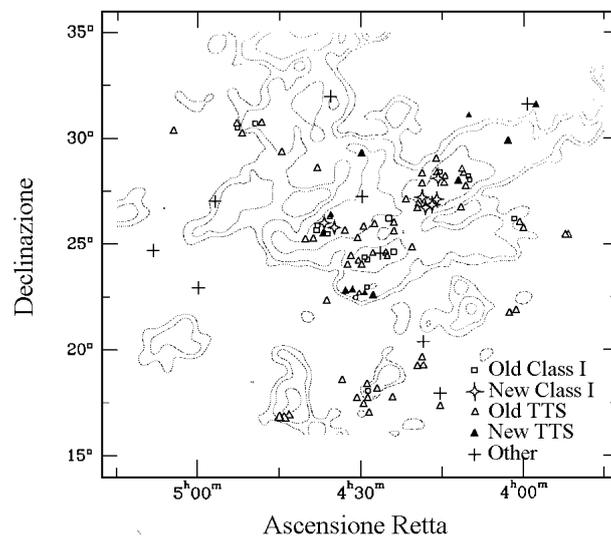


Figura 2.16: La regione di formazione stellare in Taurus. Si tratta della regione di formazione a noi più prossima (140 pc) e nella quale è possibile osservare oggetti di massa anche minore di quella solare. Già alla distanza della nube molecolare di Orione (~ 450 pc) le stelle di massa solare vicine alla sequenza principale non sono più rivelabili. (Adattata da Lada et al., 1993, in *Protostar and Planets III*, pg. 245, Univ. of Arizona Press)

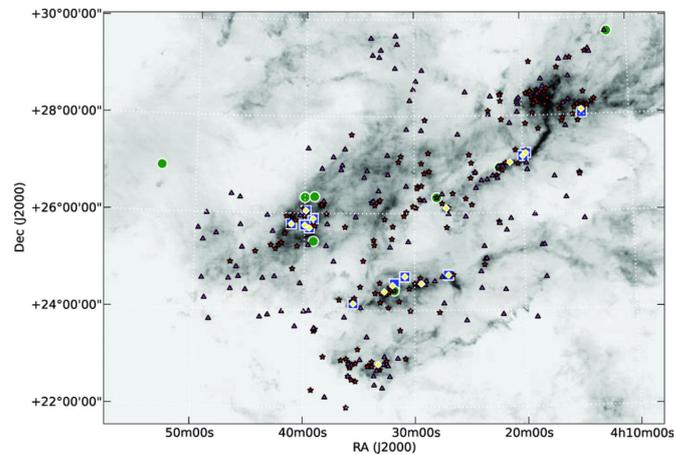


Figura 2.17: Uno studio più recente della stessa regione mostrata in Figura 2.16 con la nube molecolare rappresentata in toni di grigio la cui intensità è legata alla **densità di colonna**, cioè una misura del numero di particella (atomi e molecole) che si intercettano lungo la linea di vista su un'area unitaria. I simboli più piccoli (triangoli e stelline rossi) corrispondono agli oggetti giovani rivelati, mentre i simboli più grandi (gialli e verdi) segnalano le posizioni in cui sono presenti degli **outflows** che sono getti di gas molecolare associati alle prime fasi di formazione stellare (adattata da Narayanan et al. MNRAS, pag. 2641, 2012).

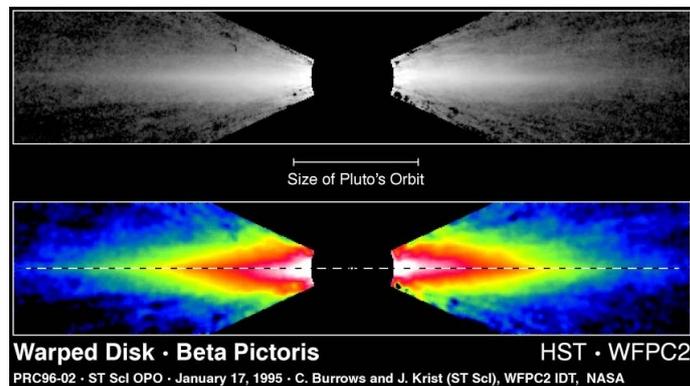


Figura 2.18: Esempio di disco residuo orbitante intorno a β Pictoris (α 05h 47m 17s; δ -51° 03' 59"), un oggetto di magnitudine visuale apparente $m_v = 3.8$ che mostra tutte le caratteristiche spettrali di una stella A6 V all'inizio della sua fase di sequenza principale. Le dimensioni e la massa del disco suggeriscono che intorno alla stella centrale possa essere in atto la formazione di un sistema planetario. L'immagine è stata ottenuta con la tecnica della coronografia che consiste nello schermare la luce proveniente dall'oggetto centrale per mettere in evidenza le caratteristiche dell'ambiente circostante la stella (Immagine da HST).

emissione e dalla presenza dell'effetto **P Cygni**¹⁵) che di getti di materia (osservati per via morfologica come p.es. nelle Figure 2.13, 2.14 e 2.15). Questi ultimi danno luogo ai cosiddetti **oggetti Herbig-Haro**, o oggetti HH, che sono prodotti dalla interazione tra il gas ad alta velocità espulso dalle stelle giovani ed il mezzo interstellare circostante. Quest'ultimo, avendo una minore velocità tende a frenare il getto e quindi a fargli rilasciare una frazione consistente della sua energia cinetica in forma di radiazione.

Dall'osservazione dello spettro emesso da questi oggetti si deduce infatti che il gas emittente non è nelle condizioni che abbiamo già incontrato nello studio delle regioni HII, ma piuttosto in uno stato di **shock** dovuto alla velocità supersonica con cui il materiale espulso incontra il mezzo circostante.

2.4.4 La regione X ed UV

L'atmosfera terrestre è totalmente opaca in questa regione spettrale per cui le osservazioni sono possibili solo avendo a disposizione satelliti astronomici. Tra le molte missioni già effettuate grazie all'uso di satelliti citiamo l'IUE (International Ultraviolet Explorer, lanciato nel 1978) per l'ultravioletto e una lunga sequenza comprendente Uhuru, Einstein, EXOSAT, ROSAT (lanciati rispettivamente nel 1970, 1979, 1982, 1992) per la regione X. Può essere interessante notare che Uhuru, il pioniere dell'osservazione X, è stato lanciato da una base italiana (piattaforma San Marco) al largo delle coste del Kenia.

La regione dei raggi X è la parte di spettro indagata più di recente. Le osservazioni di stelle giovani, in particolare del tipo T Tauri, hanno rivelato la frequente associazione di questi oggetti con emissione X attribuibile alla presenza di corone di gas ad alta temperatura. È noto che nel caso del Sole la combinazione dell'azione della turbolenza degli strati esterni e del campo magnetico riesce a trasportare energia meccanica fino alla corona solare dove viene poi dissipata producendo un gas ad alta temperatura ($\sim 10^6$ K) e bassa densità (7-8 ordini di grandezza più rarefatto della fotosfera solare). Questo gas, facilmente osservabile nella regione ottica durante le eclissi totali di Sole, è un forte emettitore di raggi X e rende quindi il Sole una potente sorgente anche a queste lunghezze d'onda. Per questa analogia con il Sole, e anche per il fatto che le masse delle T Tauri sono di tipo solare, la rivelazione di intensa emissione X dalle stelle giovani ha suggerito la presenza, anche in queste fasi evolutive, di grande attività superficiale capace di produrre, in associazione all'azione dei campi magnetici, corone stellari X-emittenti.

Nella regione UV cadono una grande quantità di linee spettrali di atomi e ioni di interesse astrofisico per cui è stato possibile ottenere una notevole mole di informazioni utilizzando la spettroscopia dallo spazio. Anche da queste osservazioni emerge che gli oggetti di pre-sequenza principale posseggono nella maggior parte dei casi dei venti stellari messi in evidenza dalla presenza di un assorbimento in corrispondenza dell'ala blu di alcune linee osservate in emissione (**profilo P Cygni**). Come nel caso della

¹⁵Si osserva in stelle con spettri a linee di emissione che generano un cospicuo vento stellare (il prototipo è P Cygni). Un osservatore esterno vedrà la parte di vento che si proietta sulla stella centrale come un gas in avvicinamento cosicché i fotoni risonanti con una data linea spettrale vengono diffusi (e quindi eliminati dalla linea di vista) a lunghezze d'onda leggermente più blu (Doppler in avvicinamento). I fotoni diffusi dalla restante parte dell'involuppo produrranno invece una linea di emissione. Il risultato globale visto da un osservatore lontano è una linea di emissione la cui ala blu è solcata da una linea in assorbimento con forma ed estensione che danno indicazioni sulla velocità del vento stellare.

regione visibile anche qui l'assorbimento viene prodotto dal gas che, espulso dalla stessa stella, si interpone tra l'osservatore e la superficie stellare. Dalla intensità e dalla forma della linee spettrali così prodotte si è stimato che la perdita di massa da parte di questi oggetti varia tra $10^{-5} \div 10^{-8} M_{\odot}/\text{anno}$.

Questa fenomenologia, comune sia alle stelle di piccola che di grande massa, insieme alle evidenze prima descritte di espulsione di getti di gas osservati nel radio e nell'ottico, ci danno un quadro in cui le prime fasi di vita di una stella sono accompagnate da cospicue perdite di massa valutabili dell'ordine di 10^5 volte maggiori dell'attuale perdita di massa che il Sole subisce a causa del vento solare.

2.4.5 Le prospettive dell'osservazione

A partire dagli anni '70, in concomitanza con lo sviluppo dell'osservazione infrarossa e submillimetrica del cielo, si sono fatti notevoli progressi nella comprensione dei meccanismi di formazione delle stelle. Il successo poi di IRAS (Infrared Astronomy Satellite, lanciato nel 1983 da NASA e Olanda), il primo satellite di *survey* (cosiddetto perchè ha osservato la totalità del cielo) dedicato all'astronomia IR, ha inaugurato un nuovo modo di guardare al mezzo interstellare ed ai processi che vi hanno sede. Più recentemente la missione del satellite ISO (Infrared Space Observatory, lanciato nel 1996 dall'ESA) ha permesso, tra l'altro, di fare osservazioni più mirate ad oggetti candidati a rappresentare i vari stadi della formazione stellare in modo da poter porre vincoli più stringenti alle teorie di formazione con misure più accurate. Sulla scia di queste imprese tecnologiche e scientifiche si è sviluppata la recente missione Herschel/ESA che ha messo in orbita intorno al punto lagrangiano L2 un telescopio da 3.5 m raffreddato a circa $T \simeq 4$ K. L'aumentata risoluzione spaziale e sensibilità di questo strumento ha consentito un notevole salto di qualità nella conoscenza del fenomeno della formazione stellare.

È facile immaginare che nel prossimo futuro la preparazione di nuove imprese osservative sarà orientata ad aumentare sia la sensibilità che la risoluzione spaziale. Questa è la direzione in cui l'osservazione astronomica si è mossa finora sia nella realizzazione del telescopio spaziale da 2.5 metri HST (Hubble Space Telescope, messo in orbita nel 1989) che per l'entrata in operazione di osservatori a terra (*ground based*) con telescopi i cui diametri dello specchio principale sono dell'ordine degli $8 \div 10$ metri (VLT, Cile; Keck, Hawaii).

Questi ultimi telescopi, inconcepibili con le tecniche tradizionali, sono realizzati sfruttando una nuova tecnologia che utilizza specchi tanto "sottili" da poter essere opportunamente deformati con l'ausilio di attuatori comandati da un calcolatore. Questa tecnica, che prende il nome di "ottica attiva", permette di ottenere e mantenere nel tempo una superficie riflettente molto ben definita e quindi fare immagini del cielo non solo "profonde" (grazie alla grande apertura) ma anche di ottima qualità ottica. Ulteriori possibilità di miglioramento della risoluzione angolare sono poi offerte da un'altra tecnica che ha rivoluzionato il modo in cui si può osservare da terra. Si tratta della cosiddetta "ottica adattiva" che consiste nel correggere le distorsioni prodotte dalla atmosfera terrestre sull'onda piana in arrivo dagli oggetti astronomici. Quando questo si riesce a realizzare si ottengono immagini molto più definite, con risoluzione spaziale vicina al limite di diffrazione del telescopio.

Tra gli strumenti di osservazione che nel prossimo futuro contribuiranno ad ampliare le capacità osservative possiamo citare:

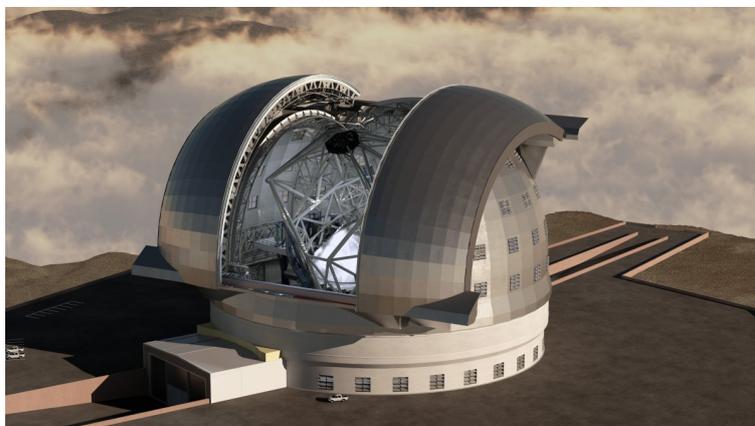


Figura 2.19: Come apparirà il telescopio E-ELT una volta realizzato dall'ESO in località Cerro Amazonas, Cile (Vicino al sito del VLT, Fig. 2.20). L'area collettrice avrà un diametro di 39 m e sarà realizzata combinando assieme più specchi. La risoluzione angolare prevista potrà variare tra 0.001 e 0.67 secondi d'arco, a seconda della strumentazione utilizzata al piano focale. Si noti la dimensione della macchina parcheggiata sotto la prima finestra.

- Un telescopio a terra con specchio di diametro pari a 39 metri, alla cui realizzazione sta lavorando l'ESO (European Southern Observatory). Questo avrà un'area collettrice tale da poter fare la fotometria e la spettroscopia anche di sorgenti molto deboli e con una risoluzione spaziale molto migliore (vedi Fig. 2.19). Un passo nella direzione dell'alta risoluzione spaziale può essere anche individuato nell'utilizzo interferometrico dei 4 telescopi (Fig. 2.20) che costituiscono il VLT (Very Large Telescope, Cile), sempre gestito dall'ESO.
- JWST (James Webb Space Telescope/NASA) è un telescopio spaziale con uno specchio primario da 6.5 m il cui lancio è previsto per la fine del 2021. Opererà nella regione di lunghezze d'onda tra $0.6 < \lambda < 28 \mu\text{m}$ e potrà quindi avere una visione IR adatta ad indagare le diverse fasi evolutive della formazione stellare (Fig. 2.21).
- Un grande interferometro millimetrico per studiare, attraverso l'osservazione delle linee spettrali emesse dalle molecole interstellari, la chimica e la fisica delle nubi molecolari che sono i siti elettivi per la formazione delle stelle. L'interferometria in questo caso permette di osservare con una risoluzione angolare paragonabile a quella degli strumenti che osservano a più brevi lunghezze d'onda. Uno strumento di questo tipo è ALMA (Atacama Large Millimeter Array), operativo sulle Ande cilene a lunghezze d'onda millimetriche e centimetriche. Dispiega 64 antenne da 12 metri di diametro nel deserto di Atacama, nel nord del Cile a circa 5000 metri di altezza (Figura 2.22).

Questi nuovi strumenti di osservazione sono in parte già operativi e per questo nel prossimo futuro è ragionevole aspettarsi un generale avanzamento della conoscenza in tutti i campi dell'astronomia e quindi anche nell'ambito della formazione stellare.



Figura 2.20: Il sito del Very Large Telescope. I quattro grandi capannoni che si distinguono sono gli alloggiamenti dei 4 telescopi da 8 metri che compongono il VLT. Si distinguono anche alloggiamenti più piccoli: questi contengono telescopi di diametro minore ma che possono muoversi sui binari visibili a terra per ottenere migliori condizioni per le osservazioni interferometriche (<http://www.hq.eso.org/paranal/>).



Figura 2.21: Un modello in scala reale del telescopio spaziale JWST (James Webb Space Telescope) in fase di realizzazione (NASA). Con uno specchio di diametro 6.5 m potrà osservare il cielo senza l'impedimento dell'atmosfera nella regione di lunghezze d'onda tra 0.6 e 28 μm . Gli schermi per la radiazione solare su cui sembra poggiare il telescopio sono importanti per mantenere telescopio e strumenti di piano focale ad una temperatura $T \sim 40 \text{ K}$.



Figura 2.22: Vista notturna di una parte dell'interferometro ALMA (Atacama Large Millimeter Array) sulle Ande Cilene a circa 5000 m di altezza. ALMA è costituito da 64 antenne mobili con diametro di 12 m ed è pensato per ottenere immagini radio con risoluzioni spaziali anche minori di 1 arcsec, grazie ad al suo utilizzo come interferometro. (<http://www.hq.eso.org/projects/alma/>)