



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Astronomia

Tesi di Laurea

Il campo magnetico del Sole

Relatore

Prof. Giovanni Carraro

Laureando

Enrico Leonardo Grippi

Anno Accademico 2021/2022

Indice

1	Introduzione generale	1
2	Struttura e formazione del campo magnetico solare	3
2.1	L'equazione di induzione	3
2.2	Il teorema di Alfvén	4
2.3	L'effetto Ω e l'effetto α	5
2.4	L'effetto Babcock-Leighton e le macchie solari	7
2.5	Le onde	9
2.5.1	Onde di Alfvén	9
2.5.2	Onde magnetoacustiche	10
3	La corona e il vento solare	12
3.1	Caratteristiche generali della corona	12
3.2	La riconnessione magnetica	12
3.2.1	Il modello Sweet-Parker	13
3.2.2	Il modello di Petschek	15
3.3	Il riscaldamento della corona	16
3.3.1	Riscaldamento dovuto alle onde	17
3.3.2	Riscaldamento dovuto alla riconnessione	17
3.4	Il vento solare	19
3.4.1	Vento solare veloce e lento	19
3.4.2	L'eliosfera	20
4	Le missioni che hanno studiato il Sole	22
4.1	Le sonde Pioneer	22
4.2	SOHO e TRACE	22
4.3	Ulysses	23
4.4	SDO e IRIS	23
4.5	Il Parker Solar Probe e le missioni future	24
5	Conclusioni	26
	Bibliografia	27

Sommario

Ad oggi ci sono ancora molte questioni irrisolte sul campo magnetico solare e su come esso interagisce con la nostra stella. Tuttavia grazie alle missioni che lo hanno monitorato soprattutto negli ultimi trent'anni si è arrivati a conoscerne bene la struttura, le variazioni di intensità e il modo in cui è influenzato dal ciclo solare. Dopo un'introduzione generale sui campi magnetici vedremo come essi si formano nelle stelle, in particolare nel Sole, e ci soffermeremo sulla struttura del campo magnetico solare; descriveremo poi la corona, dando spazio in particolare al problema, ancora da risolvere, della sua elevatissima temperatura, e faremo qualche accenno anche al vento solare; l'ultima parte, infine, sarà dedicata alle missioni che hanno studiato il Sole nel corso degli anni, in particolare il Parker Solar Probe.

Capitolo 1

Introduzione generale

Per generare un campo magnetico è sufficiente la presenza di una corrente elettrica, ossia di un movimento di carica elettrica. Un filo percorso da corrente è circondato da un campo magnetico che forma una struttura circolare attorno al filo. Lo si può verificare spargendo della limatura di ferro nelle vicinanze; si osserva che il ferro va a formare delle circonferenze che hanno come centro il filo. Queste strutture sono chiamate *linee di campo* (figura 1.1). La legge di Biot-Savart indica l'intensità del campo B al variare della distanza r da un filo rettilineo percorso da una corrente I :

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$



Figura 1.1: Una corrente percorre un filo (verso uscente dal foglio) e la limatura di ferro si posiziona lungo le linee di campo, che sono circolari.

Per aumentare l'intensità del campo magnetico si può prendere una bobina (figura 1.2), cioè un filo avvolto su se stesso in modo da formare un cilindro fatto di tante spire, che corrispondono ai cerchi formati dal filo; quando si fa scorrere la corrente ogni spira genera un campo magnetico di una certa intensità e sommando i campi magnetici generati da tutte le spire si ottiene il campo magnetico totale localizzato all'interno della bobina. La bobina è anche chiamata solenoide.

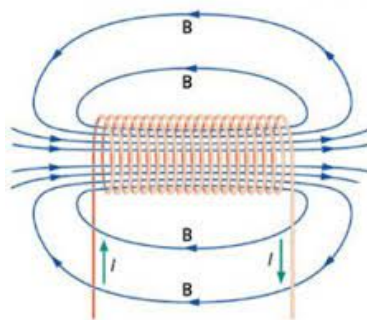


Figura 1.2: Il campo magnetico B generato da un solenoide in cui scorre una corrente I .

Il campo B generato da un solenoide è:

$$B = \mu n I$$

dove n è il numero di spire del solenoide e μ è la permeabilità magnetica del mezzo che sta dentro al solenoide (può essere anche l'aria o il vuoto).

Un campo magnetico è anche in grado di deviare una carica in movimento grazie alla forza di Lorentz. Se prendiamo una carica q che va a una certa velocità v all'interno di un campo magnetico B la forza esercitata sulla carica è:

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

Considerando una situazione semplificata, se l'angolo tra il vettore velocità e il vettore campo magnetico è di 90 gradi la carica verrà sottoposta a una forza che le farà fare un moto circolare; se la velocità ha una componente lungo B , il moto sarà elicoidale. Questo moto è simile a quello che fa la corrente elettrica in una bobina e che le fa generare un campo magnetico. Dunque la presenza di un campo magnetico e di una carica in movimento provoca la formazione di un altro campo magnetico. Vedremo più avanti come la combinazione di questi due effetti crea un campo magnetico stabile in un fluido elettricamente conduttivo come il plasma solare.

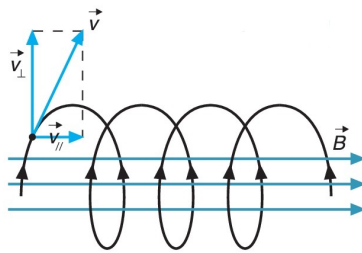


Figura 1.3: Il moto elicoidale di una carica attorno a un campo magnetico B .

Un altro concetto importante da introdurre è il *flusso del campo magnetico*. Se prendiamo una superficie S e un campo magnetico B che la attraversa e immaginiamo di decomporre la superficie S in tanti elementi infinitesimali di superficie dS il flusso infinitesimale $d\Phi_B$ sarà dato dal prodotto scalare:

$$d\Phi_B = \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$$

Quindi il flusso totale sarà dato dall'integrale su tutta la superficie, cioè:

$$\Phi_B = \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} .$$

Scriviamo anche le ultime due equazioni di Maxwell, che serviranno nei capitoli successivi per capire le leggi che condizionano un fluido elettricamente carico in movimento:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -c \nabla \times \mathbf{E}$$

$$4\pi \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = c \nabla \times \mathbf{B}$$

Queste due equazioni possono essere integrate su una superficie; la prima rivela come una variazione nel tempo del flusso attraverso la superficie di un campo magnetico generi un campo elettrico a circuitazione non nulla, dunque, se ci sono cariche, un vero e proprio circuito in cui scorre corrente elettrica; la seconda equazione è una formalizzazione più ampia dell'esempio visto sopra con un filo percorso da corrente: se la si integra su una superficie chiusa si ottiene che la circuitazione di B è pari a μ moltiplicato per la corrente concatenata alla superficie (nell'esempio del filo la superficie era un cerchio di raggio r : assumendo B costante, la sua circuitazione sulla circonferenza è $B \cdot 2\pi r$, dunque $B \cdot 2\pi r = \mu_0 I$, dove I è concatenata al cerchio, cioè passa per esso); il secondo termine al primo membro è dovuto alla variazione del campo elettrico nel tempo, che verrà trascurata dal momento che tratteremo il plasma solare come un fluido a conduttività infinita.

Capitolo 2

Struttura e formazione del campo magnetico solare

2.1 L'equazione di induzione

Il Sole è formato prevalentemente da plasma, ovvero gas ionizzato, ed è il plasma solare che è influenzato dal campo magnetico e a sua volta lo genera. Vediamo in questo capitolo come si forma e si autosostiene un campo magnetico generato da un plasma.

Per capirlo dobbiamo fare alcune assunzioni; trattiamo il plasma solare come se fosse:

- un fluido infinitamente conduttivo, cioè con resistività pari a 0;
- elettricamente neutro su grande scala;
- un fluido in cui all'interno i campi elettrici sono approssimabili a 0.

In realtà la prima e la terza condizione sono equivalenti: la densità di corrente \mathbf{J} è tale che $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$, dove σ è la conduttività elettrica del mezzo (il plasma); se assumiamo che nel fluido scorra una corrente di una certa intensità, se σ tende a ∞ allora \mathbf{E} deve tendere a 0. Nella zona convettiva del Sole avvengono moti del plasma che sono approssimativamente circolari; essendo il plasma costituito da elettroni liberi questi movimenti generano correnti elettriche che hanno una struttura simile a quella di un solenoide. Le correnti generano quindi un campo magnetico \mathbf{B} con meccanismi analoghi a quelli visti nel capitolo 1. Al tempo stesso, però, il plasma è un fluido immerso nello stesso campo magnetico che ha generato, e si muove localmente con una certa velocità \mathbf{v} .

Quello che vogliamo fare è determinare l'equazione di induzione (Charbonneau, 2020), che ci dice come varia nel tempo un campo magnetico in un fluido infinitamente conduttivo che va a una certa velocità \mathbf{v} .

Torniamo alle due equazioni di Maxwell viste prima:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -c \nabla \times \mathbf{E} \quad (2.1)$$

$$4\pi \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = c \nabla \times \mathbf{B} \quad (2.2)$$

Prendiamo adesso due diversi sistemi di riferimento: il sistema S' , che è il sistema di riferimento del fluido, cioè quello rispetto al quale il fluido è fermo, e il sistema di riferimento S di un osservatore che si muove con una certa velocità \mathbf{v} rispetto al fluido. Sappiamo che in un fluido infinitamente conduttivo il campo elettrico deve essere 0, quindi $\mathbf{E}' = 0$. Le trasformazioni di Lorentz per campi elettrici e magnetici in sistemi di riferimento inerziali ci descrivono il campo elettrico e il campo magnetico rispetto a un osservatore che "vede" il fluido e che si muove a velocità \mathbf{v} , cioè nel sistema S :

$$\begin{cases} \mathbf{E}'_{\perp} = \gamma(\mathbf{E}_{\perp} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c}) \\ \mathbf{B}'_{\perp} = \gamma(\mathbf{B}_{\perp} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{E}}{c}) \\ \mathbf{E}'_{\parallel} = \mathbf{E}_{\parallel} \\ \mathbf{B}'_{\parallel} = \mathbf{B}_{\parallel} \end{cases}$$

Dove \mathbf{E}_{\perp} e \mathbf{E}'_{\parallel} sono rispettivamente la componente perpendicolare e parallela del campo elettrico alla velocità \mathbf{v} (lo stesso per \mathbf{B}). Sapendo che \mathbf{E}'_{\perp} ed \mathbf{E}'_{\parallel} devono essere pari a 0, la prima equazione ci dice che $\mathbf{E}_{\perp} = \mathbf{E} = -\frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c}$. Questo è il campo elettrico misurato rispetto a S . Sostituendo questo campo elettrico nell'equazione (2.1) otteniamo che:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

Che è l'equazione di induzione per un fluido infinitamente conduttivo. Se volessimo prendere in considerazione una conduttività elettrica finita bisognerebbe aggiungere un termine:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \lambda \nabla^2 \mathbf{B}$$

dove $\lambda = \frac{c^2}{4\pi\sigma_c}$ e σ_c è la conduttività elettrica. Risolvendo l'equazione, che è un'equazione differenziale in B , si trova che $\lim_{t \rightarrow \infty} B(t) = 0$, quindi $\lambda \nabla^2 \mathbf{B}$ è un termine dissipativo. Ora, il primo termine della parte destra dell'equazione è proporzionale a $\frac{vB}{L}$, dove L è una lunghezza di scala entro la quale il campo magnetico può essere considerato costante; il secondo termine è proporzionale a $\frac{\lambda B}{L^2}$. Il rapporto tra queste due quantità è $\frac{Lv}{\lambda} = R_M$; R_M è chiamato *numero di Reynolds magnetico* ed è l'analogo del numero di Reynolds R in fluidodinamica. Si osserva che se $\sigma_c \rightarrow \infty$ allora $\lambda \rightarrow 0$ e $R_M \rightarrow \infty$. Inoltre il secondo termine dell'equazione di induzione va a 0; In seguito continueremo a lavorare con questa approssimazione (nel Sole $R_M \sim 10^6$), ovvero in condizioni di *magnetoidrodinamica (MHD) ideale*.

2.2 Il teorema di Alfvén

Il campo magnetico solare non è visibile; tuttavia osservando il Sole si vede che il gas ionizzato che sta al di sopra della fotosfera si dispone su delle linee di forma varia, ad arco o ad anello. Si può verificare che queste linee sono le linee del campo magnetico.

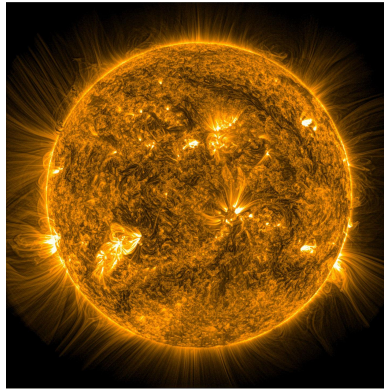


Figura 2.1: Immagine del Sole con la corona (Northumbria University, Newcastle); le strutture curve e ad arco che si vedono fuoriuscire dalla fotosfera sono gas ionizzato disposto lungo le linee del campo magnetico, che in questo modo diventa visibile.

Per spiegare il motivo per cui il plasma solare segue le linee di campo magnetico bisogna usare il teorema formulato nel 1942 dal fisico svedese Hannes Alfvén e noto per l'appunto come teorema di Alfvén (Alfvén, n.d.). Il teorema dice che in un fluido perfettamente conduttivo il flusso del campo magnetico attraverso una superficie chiusa che si muove insieme al fluido deve rimanere costante. Questo fa sì che il campo magnetico venga in qualche modo "trasportato" insieme al fluido e viceversa.

Immaginiamo una situazione semplificata: abbiamo un campo magnetico curvilineo e un cilindro di plasma che si muove in questo campo; per fare in modo che il flusso del campo attraverso la sezione del cilindro rimanga costante il cilindro si deve deformare in modo da seguire le linee di campo, come mostrato in figura 2.2.

Usiamo come riferimento la figura 2.3: prendiamo un fluido perfettamente conduttivo e consideriamo al suo interno una curva C che racchiude una superficie Σ . Se il plasma si muove la superficie lo farà assieme ad esso e si deformerà. Quindi dopo un tempo Δt la superficie sarà cambiata in un'altra superficie che chiamiamo Σ' . Ora immaginiamo che ci sia un campo $\mathbf{B}(t)$ che attraversa la superficie Σ al tempo t . Il flusso di questo campo attraverso Σ è:

$$\phi = \int_{\Sigma} \mathbf{B}(t) \cdot \mathbf{n} dS$$

Invece al tempo $t + \Delta t$ il flusso di \mathbf{B} attraverso Σ' sarà:

$$\phi' = \int_{\Sigma'} \mathbf{B}(t + \Delta t) \cdot \mathbf{n}' dS'$$

Quello che bisogna dimostrare è che $\phi = \phi'$. Siccome B è un campo solenoidale (cioè un campo il cui flusso attraverso una superficie dipende solo dal bordo della superficie), possiamo dire che il suo flusso attraverso Σ' è

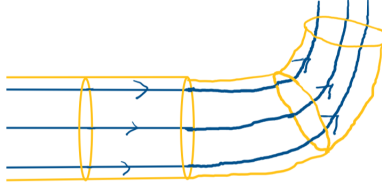


Figura 2.2: In blu sono mostrate le linee di campo magnetico e in giallo il cilindro di plasma: il plasma segue le linee di campo in modo che il flusso attraverso la sezione del cilindro rimanga costante; se il plasma non si curvasse e continuasse ad andare dritto il flusso cambierebbe, violando il teorema di Alfvén.

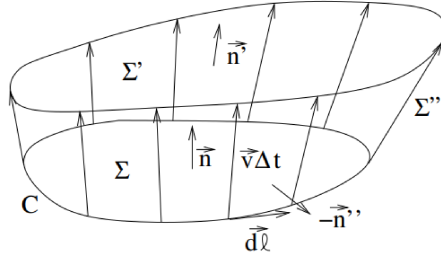


Figura 2.3: Schema di riferimento per un fluido in movimento attraversato da un campo magnetico.

uguale al flusso attraverso $\Sigma + \Sigma''$, dove Σ'' è la superficie che collega Σ e Σ' . Quest'ultimo flusso è dato dalla seguente espressione:

$$\phi' = \int_{\Sigma} \mathbf{B}(t + \Delta t) \cdot \mathbf{n} dS + \int_{\Sigma''} \mathbf{B}(t + \Delta t) \cdot \mathbf{n}'' dS''$$

Approssimando $\mathbf{B}(t)$ al primo ordine in t si ha che $\mathbf{B}(t + \Delta t) \approx \mathbf{B}(t) + \Delta t \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$; abbiamo quindi che:

$$\phi' - \phi = \Delta t \int_{\Sigma} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot \mathbf{n} dS + \int_{\Sigma''} \mathbf{B} \cdot \mathbf{n}'' dS''$$

Ora, noi sappiamo che $\mathbf{n}'' dS'' = -d\mathbf{l} \times \mathbf{v} \Delta t$, come si può anche capire dalla figura; possiamo quindi integrare in $d\mathbf{l}$ e applicare il teorema di Stokes¹:

$$\begin{aligned} \int_{\Sigma''} \mathbf{B} \cdot \mathbf{n}'' dS'' &= -\Delta t \int_C \mathbf{B} \cdot (d\mathbf{l} \times \mathbf{v}) = -\Delta t \int_C (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{l} = -\Delta t \int_{\Sigma} \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{n} dS \\ \implies \phi' - \phi &= \Delta t \int_{\Sigma} \left(\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \right) \cdot \mathbf{n} dS \end{aligned}$$

Sapendo dall'equazione di induzione che $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$, abbiamo che $\phi' - \phi = 0$. Il teorema è dimostrato.

2.3 L'effetto Ω e l'effetto α

Il Sole non è un corpo rigido, essendo formato da gas; in particolare la sua rotazione non è quella di un corpo rigido, con una velocità angolare uguale su tutti i punti della superficie, ma ruota più velocemente all'equatore (~ 25 giorni) e più lentamente vicino ai poli (~ 31 giorni). Il teorema di Alfvén e la rotazione differenziale permettono di spiegare due particolari effetti che condizionano la forma del campo magnetico solare: l'effetto Ω e l'effetto α (Parker, 1955).

Se prendiamo un tubo di flusso, ovvero un volume di fluido, per semplicità cilindrico, di lunghezza l e sezione dS nel quale è presente un campo magnetico \mathbf{B} e il fluido si muove perpendicolarmente rispetto al campo in modo differenziale (cioè con diverse velocità lungo il tubo) il tubo si deformerà, allungandosi come mostrato in figura 2.4.

¹Il teorema di Stokes, chiamato anche teorema del rotore, dice che, dati una curva chiusa C che racchiude un'area Σ e un campo vettoriale \mathbf{F} , allora $\int_C \mathbf{F} \cdot d\mathbf{l} = \int_{\Sigma} (\nabla \times \mathbf{F}) \cdot \mathbf{n} dS$.

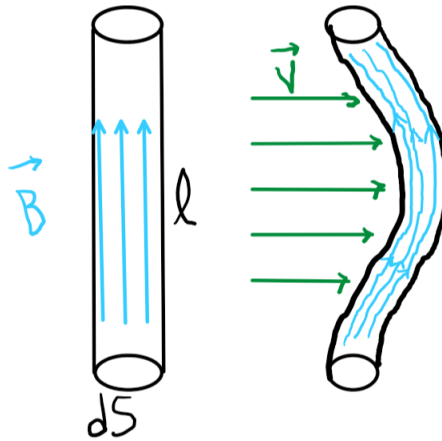


Figura 2.4: Sulla sinistra un tubo di flusso inizialmente fermo; sulla destra il tubo perturbato da un campo di velocità v ; le linee di campo, per il teorema di Alfvén, seguono la forma del tubo di flusso.

Senza affrontare una trattazione dettagliata è chiaro che se sottoposto a un campo di velocità differenziale e perpendicolare il tubo si allunga. Per fare quindi in modo che il flusso del campo magnetico lungo il tubo rimanga costante l'intensità del campo magnetico deve aumentare. In particolare se ρ è la densità del fluido (n° di particelle per unità di volume) allora il n° di particelle totali dev'essere conservato durante la deformazione del tubo, quindi $\rho dS \cdot l = \text{costante}$. Per il teorema di Alfvén, anche $B \cdot dS = \text{costante}$, per cui $B \propto l$, assumendo che ρ si conservi. In figura 2.4 si vede che la lunghezza l del tubo di flusso aumenta e diminuisce dS ; questo implica che B deve necessariamente aumentare di intensità.

Fino a circa $0.7 R_{\odot}$ il Sole ruota effettivamente come un corpo rigido a tutte le latitudini; quando si arriva alla zona convettiva subentra invece la rotazione differenziale. La superficie in cui questo accade è chiamata *tachocline*. Nella tachocline si ha quindi un elevato gradiente di velocità, soprattutto nelle zone vicino ai poli e all'equatore, come mostrato in figura 2.5.

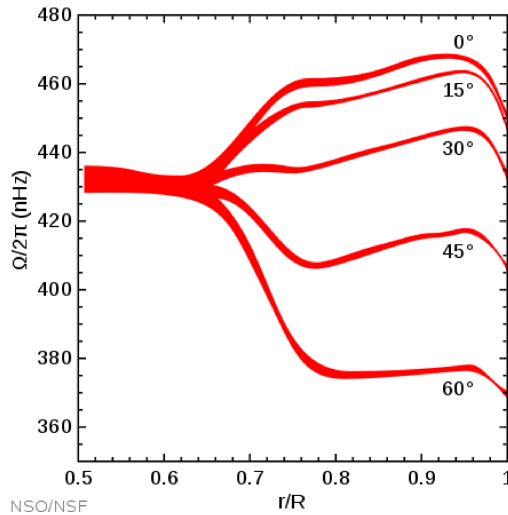


Figura 2.5: Velocità angolare di rotazione del Sole a varie latitudini a partire da da 0° (equatore). Si vede bene che la velocità è la stessa per tutte le latitudini fino a circa $0.7 R_{\odot}$ per poi variare dall'equatore ai poli; inizialmente il gradiente è alto ma la velocità diventa poi costante.

L'effetto Ω fa sì che un campo magnetico poloidale si trasformi in un campo toroidale. La rotazione differenziale del Sole fa deviare le linee di campo magnetico (che sono "imprigionate" nel plasma) dalla loro forma poloidale e le fa allungare lungo l'equatore, fino a che, dopo varie rotazioni, il campo magnetico assume una forma ad anello attorno alla tachocline (figura 2.6); questo anello è formato da linee di campo molto stressate e quindi, per quanto visto prima, ha un'intensità maggiore rispetto a quello poloidale.

L'effetto α fa accadere la cosa opposta, trasformando un campo toroidale in uno poloidale. Nella zona convettiva,

caratterizzata da moti circolari, il campo magnetico, costretto a seguire i movimenti del plasma, viene perturbato dalla sua forma ad anello e assume una forma più complessa che si può semplificare in una serie di campi secondari su piccola scala, di forma circolare. Dei campi disposti in questo modo generano una forza elettromotrice e quindi una corrente che scorre all'interno di questi "anelli" di campo magnetico, proprio come un filo percorso da corrente che è circondato da un campo magnetico circolare. Questa corrente scorre lungo tutta la zona equatoriale, generando a sua volta un campo magnetico poloidale. In realtà, quando è presente il campo toroidale, \mathbf{B} è talmente intenso che difficilmente le sue linee possono essere modificate o piegate attraverso l'effetto α . Per risolvere il problema è stato introdotto un altro effetto, l'effetto Babcock-Leighton, di cui si parlerà nel prossimo paragrafo.

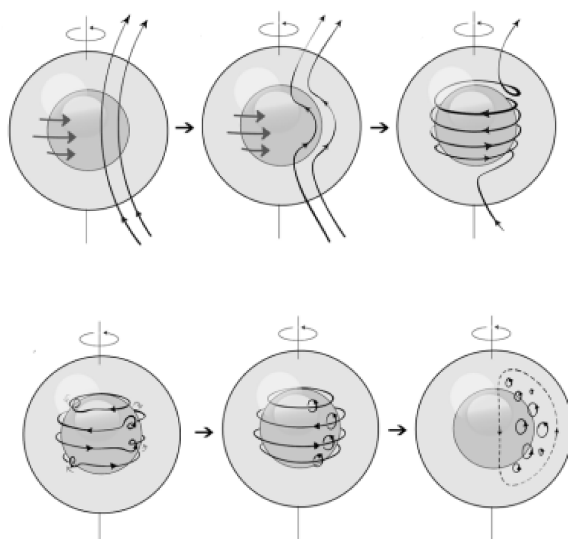


Figura 2.6: Descrizione visiva dell'effetto Ω (in alto) e dell'effetto α (in basso).

Durante i cicli solari si osserva che c'è un'alternanza tra campo poloidale e campo toroidale, in particolare durante il minimo solare prevale il primo e durante il massimo prevale il secondo, dunque in presenza di un campo magnetico solare toroidale l'emissione di energia è più alta e aumenta il numero di macchie solari in superficie; vedremo il perché nel prossimo paragrafo.

2.4 L'effetto Babcock-Leighton e le macchie solari

L'effetto *Babcock-Leighton* dà una spiegazione riguardo all'origine delle macchie solari ed è un modo alternativo all'effetto α per generare un campo poloidale da uno toroidale. Se ci troviamo in un momento del ciclo solare in cui è presente un campo toroidale, ovvero al massimo o in prossimità del massimo, possiamo considerare un tubo di flusso che sta alla profondità della tachocline, sotto la zona convettiva; al suo interno scorre un campo magnetico B che è molto maggiore rispetto al campo magnetico B_{ext} che sta sopra di esso (figura 2.7).

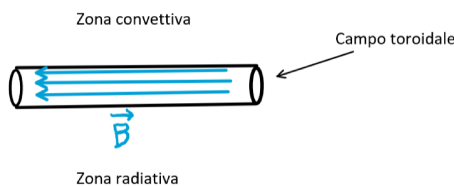


Figura 2.7: Un tubo di flusso collocato nella tachocline, la regione tra la zona convettiva e radiativa.

Ora, per fare in modo che il tubo di flusso non si espanda o si comprima all'interno del plasma, la pressione all'interno del tubo dev'essere uguale a quella che sta all'esterno. Vale quindi la seguente equazione:

$$P + \frac{B^2}{2\mu_0} = P_{ext} + \frac{B_{ext}^2}{2\mu_0}$$

Dove al membro sinistro dell'equazione troviamo la pressione totale all'interno del tubo, data dalla somma di due termini, ovvero la pressione esercitata dal gas e quella esercitata dalla presenza del campo magnetico, dovuta all'energia magnetica; analogamente per il membro destro, in cui troviamo la pressione all'esterno del tubo.

In quest'ultimo caso, tuttavia, il campo magnetico B_{ext} è trascurabile, quindi possiamo approssimare a 0 il secondo termine. Ora, l'equazione dei gas ideali dice che:

$$P = \frac{\rho k_B T}{\mu}$$

dove μ è l'unità di massa atomica e ρ la densità del gas. Facendo un'approssimazione isoterma, ovvero $T = T_{ext}$, si ha che:

$$P_{ext} - P = \frac{B^2}{2\mu_0} \implies \rho_{ext} - \rho = \frac{B^2 \mu}{2\mu_0 k_B T}$$

Dunque la densità all'interno del tubo è minore della densità all'esterno. Questo fa sì che il tubo di flusso subisca una forza diretta verso l'alto, chiamata *forza di galleggiamento magnetico*; il tubo di flusso va sempre più in alto finché non raggiunge la fotosfera e la supera (figura 2.8), creando una struttura ad arco che interseca la fotosfera nelle zone in cui sono presenti le macchie solari, che quindi si formano in coppia.

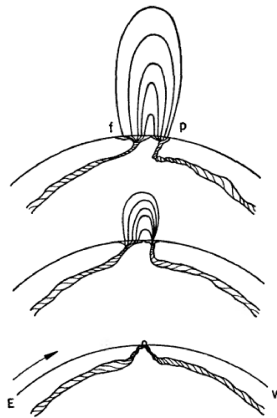


Figura 2.8: Le strutture ad arco che si formano col galleggiamento magnetico; inizialmente i tubi di flusso stanno sotto la superficie, per poi alzarsi ed emergere dalla fotosfera.

Ora, la legge di Joy (Hale, Ellerman, Nicholson, & Joy, 1919) prevede che una coppia di macchie si formi in modo tale da essere leggermente inclinata rispetto all'equatore. Prendendo come esempio il disegno di figura 2.9 vediamo anche come le macchie più vicine all'equatore abbiano polarità opposta. Questo fa sì che avvenga il fenomeno della *riconnesione magnetica*, ovvero del cambiamento della forma delle linee di campo: nei punti in cui la polarità è opposta il campo si annulla e le linee di campo delle due macchie più lontane si collegano fra loro. Questo processo genera un enorme rilascio di energia; della riconnesione magnetica parleremo più in dettaglio nel capitolo 3.

Qui ora entra in gioco un altro fenomeno causato dalla rotazione differenziale: la *circolazione meridionale*. Consiste sostanzialmente in un flusso del materiale solare diretto dall'equatore ai poli². Questo flusso trasporta verso i poli le due macchie solari più lontane dall'equatore, generando un nuovo campo poloidale. Si è quindi tornati a un minimo solare e le macchie solari non ci sono più. Si noti però dalla figura 2.9 che questo campo ha polarità inversa rispetto al campo poloidale precedente. Quindi, anche se è stato completato un ciclo di 11 anni di attività solare, in realtà per tornare alla situazione di partenza, e cioè con un campo poloidale con la stessa polarità del campo iniziale, bisognerà attendere un altro ciclo solare.

²La circolazione meridionale è dovuta all'azione combinata di due termini, quello del vento termico e quello centrifugo, entrambi dovuti alla rotazione differenziale: dal momento che la velocità di rotazione ai poli è minore, il trasporto di energia è meno efficiente e rende i poli leggermente più caldi dell'equatore; questo fenomeno fa in modo che ci sia un flusso di materiale dai poli all'equatore; tuttavia la rotazione differenziale fa anche in modo la forza di Coriolis trasporti del flusso di materiale dall'equatore ai poli. Nel Sole prevalere è la componente centrifuga (Kitchatinov, 2016).

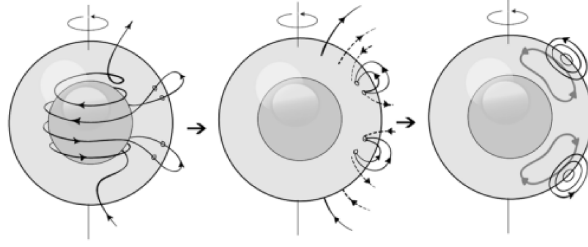


Figura 2.9: La formazione di un campo poloidale da uno toroidale. Notare la polarità del vecchio campo poloidale.

La rigenerazione del campo poloidale è causata dalla presenza combinata dell'effetto α e dell'effetto B-L. Non è ancora chiaro in quali circostanze sia l'uno o l'altro a dominare. Ci sono periodi in cui la media dell'attività solare è molto bassa, come nel caso del famoso minimo di Maunder, durato dal 1645 al 1715 circa. Un'ipotesi è che in questi periodi sia l'effetto α a dominare (Sanchez, Fournier, Pinheiro, & Aubert, 2014).

2.5 Le onde

Se in un plasma immerso in un campo magnetico avviene una qualche perturbazione si possono propagare tre tipi di onde:

- le *onde di Alfvén*;
- le *onde magnetoacustiche* (o magnetosoniche) *lente*;
- le *onde magnetoacustiche veloci*.

Queste onde possono trasportare grandi quantità di energia e sono considerate responsabili, assieme ad altri fenomeni, del riscaldamento coronale (vedere paragrafo 3.3.1). Vedremo ora le loro caratteristiche e come il campo magnetico influenza il modo in cui si propagano; supporremo che il fluido abbia certe condizioni iniziali $\rho = \rho_0$; $P = P_0$; $\mathbf{v} = 0$; $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0$ e che densità, pressione, velocità e campo magnetico subiscano ciascuno una perturbazione $\delta\rho$, δP , $\delta\mathbf{B}$, $\delta\mathbf{v} = \mathbf{v}$.

2.5.1 Onde di Alfvén

Prendiamo un fluido (non viscoso) in cui è presente un campo magnetico \mathbf{B} e consideriamo insieme le equazioni di induzione (in approssimazione MHD, che vale nel plasma solare) e del momento (Alfvén, 1942):

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla \delta P + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \delta \mathbf{B}) \times \mathbf{B}$$

Queste due equazioni sono vettoriali; senza perdere di generalità possiamo assumere che $\mathbf{B} = B\hat{\mathbf{z}}$ e che le derivate di qualsiasi grandezza lungo y siano tutte pari a 0. Se ci concentriamo solo sulla componente y delle varie grandezze notiamo che è disaccoppiata da tutte le altre componenti. In particolare:

$$\rho \frac{\partial v_y}{\partial t} = \frac{B}{4\pi} \frac{\partial \delta B_y}{\partial z}$$

$$\frac{\partial \delta B_y}{\partial t} = B \frac{\partial v_y}{\partial z}$$

da queste due equazioni si ricava facilmente che:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \delta B_y}{\partial t^2} - v_A^2 \frac{\partial^2 \delta B_y}{\partial z^2} = 0 \\ \frac{\partial^2 v_y}{\partial t^2} - v_A^2 \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2} = 0 \end{cases}$$

dove $v_A^2 = \frac{B^2}{4\pi\rho}$ e v_A è chiamata *velocità di Alfvén*. Le due equazioni sopra ci dicono che v_y e δB_y sono soluzioni dell'equazione di d'Alembert e quindi descrivono la propagazione lungo z di un'onda (proprio l'onda di Alfvén) che ha una velocità pari a v_A . Di fatto, quindi, un'onda di Alfvén fa in modo che le linee di campo vengano perturbate come le corde pizzicate in una chitarra: come mostrato in figura 2.10 la perturbazione (lungo y) avviene perpendicolarmente alla direzione di propagazione dell'onda (lungo z).

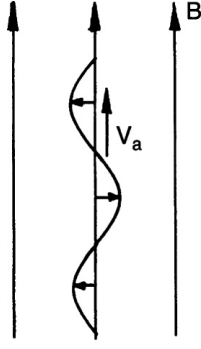


Figura 2.10: Un'onda di Alfvén: la perturbazione è perpendicolare al campo mentre l'onda si propaga lungo la stessa direzione di \mathbf{B} .

Notiamo anche che un'onda di Alfvén non è causata da una variazione di densità o pressione nel fluido (possiamo assumere $\delta\rho = \delta P = 0$): ciò significa che queste onde sono *incompressibili*, ovvero non richiedono una compressione del fluido. Questo risulta chiaro già dal fatto che la direzione di propagazione è *trasversale*, cioè perpendicolare alla perturbazione, e non longitudinale (cioè parallela), come nel caso delle onde che invece derivano da una compressione del fluido (ad esempio le onde sonore).

2.5.2 Onde magnetoacustiche

Facciamo le stesse assunzioni del paragrafo precedente andando però questa volta a prendere $\delta\rho$ e δP diversi da 0. La trattazione delle onde magnetoacustiche è più complicata e ci limitiamo a parlarne solo in modo quasi descrittivo: data la frequenza ω di un'onda magnetoacustica, il suo vettore d'onda \mathbf{k} , l'angolo θ tra \mathbf{k} e \mathbf{B} e la velocità del suono $c_s = \frac{\partial P}{\partial \rho}$, si ha che:

$$\left(\frac{\omega}{k}\right)^2 = \frac{1}{2}(c_s + v_A) \left[1 \pm \left(1 - 4 \frac{\cos^2 \theta}{b^2} \right)^{1/2} \right], \quad b = \frac{v_A}{c_s} + \frac{c_s}{v_A}$$

Analizziamo questa espressione: ci sono due possibili soluzioni, ovvero quella contraddistinta dal segno "+" e quella col segno "-", che rispettivamente indicano le onde magnetoacustiche veloci e lente. Ora, noi sappiamo che $\left(\frac{\omega}{k}\right)^2 = u^2$, dove u è la velocità di propagazione dell'onda; notiamo quindi che in generale questa velocità dipende da θ .

Vediamo alcuni casi limite: se $v_A \gg c_s$ abbiamo che $b \gg 1$; di conseguenza $4 \frac{\cos^2 \theta}{b^2} \rightarrow 0$. Per le onde magnetoacustiche veloci possiamo quindi fare la seguente approssimazione:

$$u_{vel} \approx (c_s^2 + v_A^2)^{1/2}$$

che vale anche se $c_s \gg v_A$. Abbiamo quindi ricavato che la velocità di un'onda magnetoacustica veloce, se valgono queste approssimazioni, non dipende da θ ed è circa uguale alla velocità del suono se $c_s \gg v_A$ o alla velocità di Alfvén se $v_A \gg c_s$ (MURAWSKI, n.d.).

Se l'onda magnetoacustica è lenta dobbiamo sviluppare al primo ordine l'espressione che ci dà u^2 prendendo $4 \frac{\cos^2 \theta}{b^2} \ll 1$. Troviamo che:

$$u_{len}^2 \approx \cos^2 \theta \frac{c_s^2 v_A^2}{c_s^2 + v_A^2} < v_A^2, c_s^2$$

ovvero, nelle approssimazioni fatte, un'onda magnetoacustica lenta si propaga sempre in modo anisotropo e con velocità inferiore sia alla velocità di Alfvén sia a quella del suono.

In figura 2.11 vediamo uno schema che mostra tutte le velocità dell'onda al variare della direzione (cioè di θ) per due diversi valori di c_s : in questo caso non possiamo fare le approssimazioni viste precedentemente, perché c_s è dello stesso ordine di grandezza di v_A .

Vedendo lo schema ci accorgiamo di alcune cose: innanzitutto che per le onde di Alfvén e quelle magnetoacustiche lente esiste una direzione privilegiata, che è quella lungo il campo magnetico, cioè la velocità dell'onda è massima nella direzione di \mathbf{B} . Inoltre per questi due tipi di onde la velocità di propagazione in direzione perpendicolare a \mathbf{B} è 0, cioè non si propagano in quella direzione; c'è quindi una forte anisotropia, che è invece molto minore nelle onde magnetoacustiche veloci: il vettore \mathbf{u} ha quasi sempre la stessa lunghezza a parte un leggero accorciamento in prossimità di \mathbf{B} . Notiamo infine che all'aumentare di c_s la velocità delle onde magnetoacustiche lente diventa molto simile alla velocità di Alfvén (anche se rimane minore).

Le onde magnetosoniche risultano quindi essere una sorta di ibrido tra le onde sonore e le onde di Alfvén,

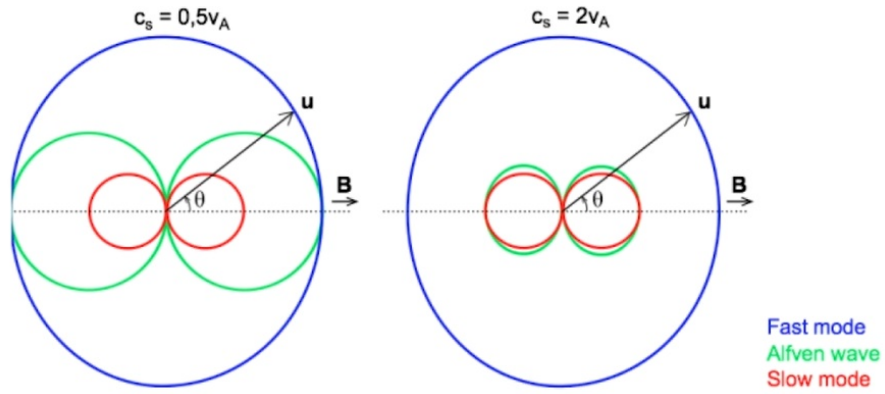


Figura 2.11: Schema che mostra i risultati ottenuti precedentemente: la distanza dal centro corrisponde alla velocità dell'onda (il vettore \mathbf{u}); in rosso abbiamo le onde magnetoacustiche lente, in blu quelle veloci e in verde quelle di Alfvén.

comportandosi un modo più simile alle une o alle altre in base alle condizioni in cui si trova il fluido, che stabiliscono quanto valgono c_s e v_A .

Capitolo 3

La corona e il vento solare

3.1 Caratteristiche generali della corona

La corona è la zona dell'atmosfera solare collocata al di sopra della cromosfera (che è la parte dell'atmosfera solare situata sopra la fotosfera; la cromosfera è meno densa e più calda e ha un colore rosa-rosso visibile durante le eclissi); è costituita da gas ionizzato ad altissima temperatura (da 1 a $3 \cdot 10^6$ K). La sua struttura è molto variabile a seconda dell'attività solare ma sostanzialmente segue le linee di campo magnetico (figura 3.1) e dunque presenterà una struttura assisimmetrica e poloidale durante i minimi solari; viceversa, durante i massimi avrà una struttura più complessa, con vari archi e protuberanze irregolari distribuiti prevalentemente nelle regioni vicine all'equatore. La sua estensione può arrivare fino a $20 R_{\odot}$.

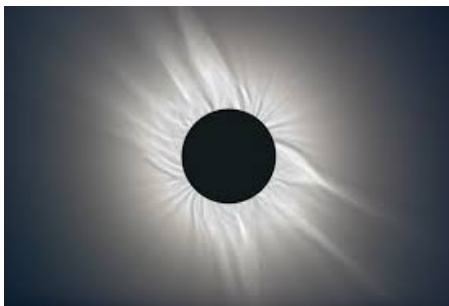


Figura 3.1: La corona (nel visibile) durante un'eclissi di Sole.

La corona è visibile durante un'eclissi totale di Sole, questo perché la sua luce è molto più debole di quella della fotosfera (circa 10^{-6} volte) a causa della sua bassissima densità (la fotosfera è 10^8 volte più densa). La corona non è uniforme: in alcune zone si hanno dei fenomeni violenti, i *brillamenti*, che sono delle forti emissioni di energia alle quali seguono le *espulsioni di massa coronale*, ovvero getti di materia, a volte di milioni di tonnellate, che vengono lanciati verso lo spazio ad alte velocità, contribuendo al *vento solare*. In queste zone, chiamate *regioni attive*, le macchie solari sono numerose e il campo magnetico è più intenso e la sua forma cambia continuamente attraverso la continua rottura e ricomposizione delle linee di campo (è il fenomeno della *riconnesione magnetica*, che libera energia causando i brillamenti; lo tratteremo nei prossimi paragrafi). Altre regioni importanti della corona sono i cosiddetti *buchi coronali*: qui le linee di campo magnetico sono aperte e il plasma viene espulso costantemente a velocità molto alte, contribuendo al vento solare; per questo motivo queste zone sono più fredde e appaiono più scure viste al telescopio (figura 3.2).

3.2 La riconnesione magnetica

Dal teorema di Alfvén abbiamo visto che le linee di campo sono "imprigionate" nel fluido e lo devono seguire nei suoi movimenti. Attraverso il fenomeno della riconnesione magnetica può accadere che queste linee si "rompano", liberando una grande quantità di energia che era immagazzinata nel campo magnetico; quest'energia viene convertita in calore (aumenta la temperatura del gas) e in energia cinetica, che viene trasferita al gas provocando esplosioni a velocità dell'ordine di 10^3 km/s. Per fare in modo che la riconnesione magnetica possa avvenire, tuttavia, dobbiamo essere in condizioni diverse da quelle che sussistono per il teorema di Alfvén, che sostanzialmente proibisce che le linee del campo magnetico possano cambiare la loro topologia; in altre parole,

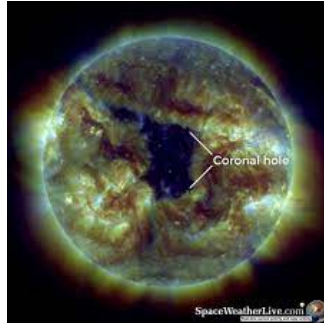


Figura 3.2: Un buco coronale.

non devono più sussistere le condizioni di MHD ideale.

3.2.1 Il modello Sweet-Parker

Per dare un'idea approssimativa di come funziona la riconnessione utilizziamo il *modello di Sweet-Parker* (Parker, 1957), che descrive come avviene il fenomeno facendo l'assunzione di essere in uno stato stazionario, ovvero in condizioni in cui tutte le grandezze coinvolte (pressione, densità, temperatura, ecc.) non cambiano col tempo. Inoltre assumiamo che il plasma sia un fluido incompressibile e con viscosità pari a 0. Semplifichiamo ancora prendendo un modello a due dimensioni, quindi con due coordinate spaziali.

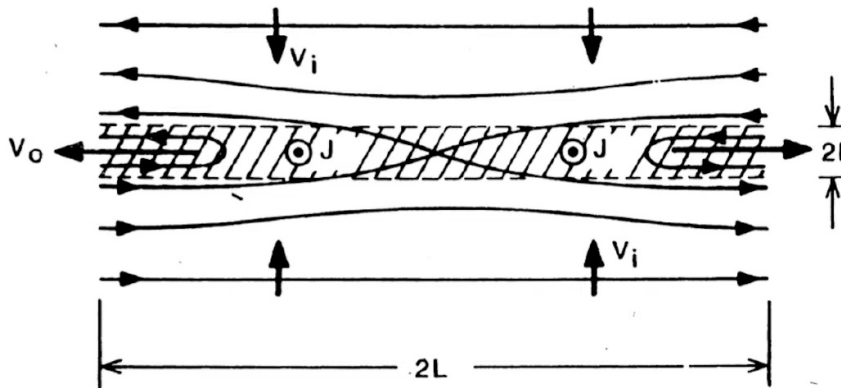


Figura 3.3: Il modello Sweet-Parker.

Prendiamo come riferimento la figura 3.3: abbiamo due campi magnetici immersi in un fluido (il gas solare, per esempio) che si stanno avvicinando tra loro con una certa velocità v_i e che hanno verso opposto. La vicinanza di questi due campi fa in modo che si formi un cosiddetto *foglio di corrente*, ovvero una regione (segnata con linee diagonali) in cui si ha la presenza di una densità di corrente \mathbf{J} che nel nostro caso è uscente dal foglio. Il foglio ha una lunghezza $2L$ e uno spessore $2l$. Il campo elettrico $\mathbf{E} = \frac{\mathbf{J}}{\sigma}$ è generato dalla legge di Ampère; il fatto che sia diverso da 0 implica già che la condizione di MHD ideale sia violata (rivedere paragrafo 2.1). Un altro modo di verificarlo è il seguente: sappiamo che il numero di Reynolds magnetico R_M è tale che $R_M = \frac{Lv}{\lambda}$, dove L è una lunghezza entro cui il campo magnetico rimane approssimativamente costante (non è la stessa lunghezza L indicata in figura 3.3); guardando il disegno è facile capire che questa lunghezza è molto piccola all'interno del foglio di corrente, dato che il campo cambia direzione molto rapidamente. Di conseguenza R_M diventa piccolo e a prevalere questa volta è il secondo membro dell'equazione di induzione.

All'interno del foglio di corrente, quindi, può avvenire la riconnessione magnetica: nel disegno le linee che puntano verso sinistra si "rompono" e si uniscono subito alle linee che puntano verso destra. Questa riconfigurazione della topologia del campo magnetico fa sì che l'energia del campo stesso diminuisca e venga trasferita al plasma sotto forma di calore o energia cinetica. Le linee di campo, poi, vengono trascinate a grande velocità (la velocità v_o) fuori dal foglio di corrente, proprio perché in quella zona le condizioni di MHD ideale sussistono nuovamente e le linee di campo sono tenute a seguire i movimenti del plasma, al quale è stata trasferita dell'energia cinetica

proprio a causa della riconnessione.

Dimostriamo ora che la velocità v_i dipende dall'intensità del campo magnetico e dalla densità del plasma. Abbiamo detto sopra che in condizioni di MHD non ideale il termine che prevale nell'equazione di induzione è il secondo; dunque all'interno del foglio di corrente il campo varia rispetto al tempo nel seguente modo:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \lambda \nabla^2 \mathbf{B} \approx -\frac{\lambda B_0}{l^2} \quad (3.0)$$

dove B_0 è l'intensità del campo magnetico. $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ è il tasso con cui il campo magnetico (e quindi il flusso) all'interno del foglio di corrente viene *annichilato* (la derivata è negativa).

Allo stesso tempo se il campo magnetico viene "compresso" con velocità v_i allora il suo flusso all'interno del foglio aumenta di intensità con un tasso pari a $\frac{v_i B_0}{l}$ (si misura in $\frac{\text{Gauss}}{s}$; bisogna tenere in considerazione il fatto che in questo caso non è il campo in sé che varia in intensità, ma il suo flusso, perché è la densità di linee di campo all'interno del foglio di corrente ad aumentare nel tempo).

In stato stazionario il ritmo con cui il flusso si annichila dev'essere uguale a quello con cui aumenta. Possiamo quindi scrivere:

$$\frac{v_i B_0}{l} = \frac{\lambda B_0}{l^2} \implies l = \frac{\lambda}{v_i} \quad (3.1)$$

Prendendo in considerazione l'equazione di conservazione della massa (che vale perché abbiamo assunto di essere in stato stazionario) si può verificare la seguente implicazione:

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \implies v_i = \frac{v_0 l}{L} \quad (3.2)$$

In stato stazionario deve anche esserci equilibrio di pressione, ovvero la pressione all'interno del foglio di corrente e quella all'esterno devono essere uguali, altrimenti il foglio sarebbe in espansione o contrazione. Vale quindi che:

$$P_0 = P_i + \frac{B_0^2}{2\mu_0} \quad (3.3)$$

dove a sinistra abbiamo la pressione all'interno del foglio e a destra quella all'esterno. Vediamo che all'interno la pressione è dovuta solo al gas mentre all'esterno è dovuta sia al gas (P_1) sia al campo magnetico ($\frac{B_0^2}{2\mu_0}$): questo perché il campo magnetico all'interno del foglio di corrente è approssimabile a zero, in particolare nella regione di riconnessione, dove si "uniscono" o sono molto vicini campi magnetici intensi ma con verso opposto.

Infine dall'equazione di Eulero per fluidi incomprimibili e non viscosi si ottiene che:

$$\frac{1}{2} \rho v_0^2 = P_0 - P_i \quad (3.4)$$

Dalle equazioni (3.3) e (3.4) ricaviamo che $v_0 = \sqrt{\frac{B_0^2}{\rho \mu_0}} = v_A$, dove v_A è la velocità di Alfvén (paragrafo 2.5). Ora, unendo le equazioni (3.1) e (3.2):

$$v_i = v_0 \frac{\lambda}{v_i l} \implies v_i^2 = \frac{v_0 \lambda}{L} \implies v_i = \frac{v_0}{R_M^{1/2}} \quad (3.5)$$

dal momento che il numero di Reynolds R_M è proprio uguale a $\frac{L v_0}{\lambda}$. Siccome v_0 è univocamente determinato dalla densità del plasma e da B_0 la velocità v_i "di ingresso" del fluido nel foglio di corrente può essere solo una ed è determinata dalle condizioni in cui si trova il fluido, inclusa la sua conduttività. Quando $v_0 \approx v_A$ il numero di Reynolds è pari al cosiddetto *numero di Lundquist* S .

Introduciamo due tempi scala: il primo, τ_R , è chiamato *tempo scala resistivo* ed è il tempo entro cui l'assunzione di MHD ideale è ancora valida; superato questo tempo cominciano a manifestarsi anche gli effetti diffusivi, dovuti al fatto che la resistività del plasma non è pari a 0; il secondo, τ_A , è il *tempo scala di Alfvén*, cioè il tempo che impiega un'onda di Alfvén a percorrere la lunghezza di scala. Ora, prendendo la lunghezza L come pari alla lunghezza di scala al di fuori del foglio di corrente, valgono le seguenti equazioni:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \lambda \nabla^2 \mathbf{B} \approx \frac{\lambda B_0}{L^2} \implies \frac{B_0}{\tau_R} = \frac{\lambda B_0}{L^2} \implies \tau_R = \frac{L^2}{\lambda} \\ \tau_A = \frac{L}{v_A} \end{aligned}$$

Si ha quindi che:

$$S = \frac{L v_A}{\lambda} = \frac{\tau_R}{\tau_A}$$

Torniamo alla velocità v_i : definiamo un altro tempo scala $\tau = \frac{L}{v_i}$, che sostanzialmente è il tempo medio che intercorre fra una riconnessione e l'altra; il rapporto $\frac{1}{\tau}$ è chiamato *tasso di riconnessione*; notiamo che τ è inversamente proporzionale a v_i , il che significa che più alta è la velocità di entrata nel foglio di corrente maggiore sarà il numero di riconnessioni che avvengono in un certo intervallo di tempo. Nel modello Sweet-Parker, quindi, tenendo in considerazione l'equazione (3.5):

$$\tau = \sqrt{\tau_R \tau_A}$$

Il tasso di riconnessione si può misurare sperimentalmente. In un plasma come quello solare $\tau_R \sim 10^{14} s$ mentre $\tau_A \sim 1 s$. Quindi $\tau \sim 10^7 s$, che è un valore molto superiore a quello misurato con le osservazioni, che è circa $10^3 s$. Dunque il modello Sweet-Parker riesce a interpretare come funziona il meccanismo della riconnessione magnetica ma non è sufficiente a spiegare alcuni dati osservativi.

3.2.2 Il modello di Petschek

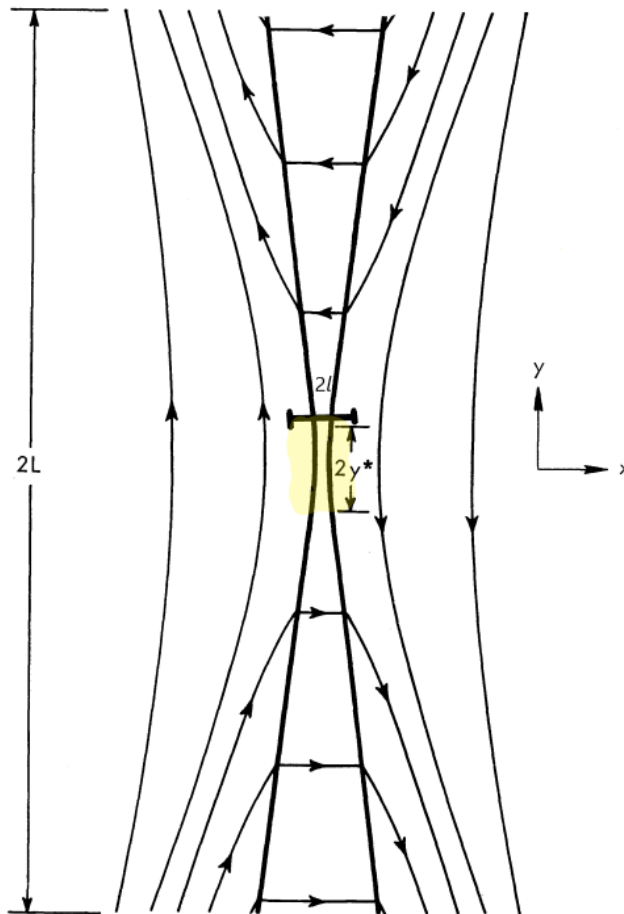


Figura 3.4: Il modello di Petschek: il foglio di corrente è evidenziato in giallo.

Il *modello di Petschek* (Petschek, 1964) propone una soluzione abbastanza semplice: guardando la figura 3.4 vediamo che l'idea è di immaginare che la lunghezza del foglio di corrente sia in realtà molto minore di quella prevista da Sweet-Parker (nel disegno è indicata con y^*). Abbiamo visto che per Sweet-Parker l'annichilazione del flusso del campo magnetico nel foglio di corrente è dovuta alla diffusione (equazione (3.0)); secondo Petschek la diminuzione del flusso per diffusione avviene in una regione molto piccola, mentre per $|y| > y^*$ il flusso diminuisce a causa della propagazione del campo magnetico verso l'esterno (in direzione y , verso l'alto o verso il basso). Nel suo articolo Petschek dimostra che la larghezza della cosiddetta regione di confine (quella delimitata dalle spesse linee nere) aumenta all'aumentare del valore assoluto di y . La riconnessione può avvenire solo nelle regioni in cui non sussiste più la condizione di MHD ideale, ovvero quelle in cui prevale la componente diffusiva dell'equazione di induzione (in questo caso la regione di riconnessione è evidenziata in giallo). All'interno del foglio di corrente, però, abbiamo una situazione praticamente identica al modello Sweet-Parker e possiamo quindi scrivere che:

$$v_i = \frac{v_0 l}{y^*}.$$

Nel modello di Petschek il rapporto tra l e y^* è dell'ordine di $\frac{1}{10}$; risulta quindi che la velocità v_i di ingresso del fluido nel foglio di corrente è $\sim 0.1v_A$ e che quindi il tempo tra una riconnessione e l'altra è $\tau \sim 10 - 100$ s, più simile ai dati osservati.

Il modello di Petschek sembrerebbe quindi la soluzione adatta al problema del calcolo del tasso di riconnessione; tuttavia le simulazioni al computer hanno mostrato che il foglio di corrente ha una configurazione più simile a quella Sweet-Parker. Studi successivi hanno appurato che la resistività del plasma (che è proporzionale alla diffusività λ) può essere maggiore di quello che ci si aspetta, in particolare in alcune situazioni in cui lo stato stazionario non vale più e la velocità di deriva degli elettroni nel foglio di corrente è variabile nel tempo; questo può portare a una riduzione della larghezza del foglio di corrente e in questi casi il modello di Petschek può essere valido.

Altri studi (Ji, Yamada, Hsu, & Kulsrud, 1998) effettuati al PPPL (Princeton Plasma Physics Laboratory) hanno appurato che il modello Sweet-Parker può essere applicato, tenendo però in considerazione la comprimibilità del fluido e il fatto che alle temperature del plasma solare il cammino libero medio degli elettroni è dell'ordine di grandezza dello spessore del foglio di corrente; contrariamente a quanto ci si aspetta, questo aumenta molto la resistività, che viene anche chiamata *resistività anomala*: di fatto è questa resistività, non presa in considerazione da Petschek, che fa in modo che entro la lunghezza δ della regione di confine prevalga ancora la componente diffusiva; un aumento della resistività provoca un forte aumento del tasso di riconnessione. Secondo questi studi la riconnessione magnetica non avverrebbe in modo continuo, ma impulsivo, almeno a livello locale, con aumenti e diminuzioni della densità all'interno del foglio di corrente dovuti alla comprimibilità del plasma; a livello globale, tuttavia, si conserverebbe ancora una situazione di stato quasi-stazionario.

3.3 Il riscaldamento della corona

La corona solare ha una temperatura dell'ordine di 10^6 K, molto più alta della fotosfera, di circa 5700 K (figura 3.5). Nel 1869 furono osservate da Young e Harkness delle righe di emissione mai viste prima, di cui una molto intensa nel verde, che provenivano dalla corona e furono attribuite alla presenza di un elemento chimico sconosciuto, che venne chiamato "coronio". Nel 1940 il fisico svedese Bengt Edlén (Grotrian & Edlén, 2013) scoprì che in realtà erano state rilevate le righe in emissione del Fe-XIV (ferro ionizzato 13 volte). Una ionizzazione così alta poteva essere soltanto la conseguenza di una temperatura molto elevata.

Il fatto che la corona sia più calda della fotosfera è un'apparente violazione della seconda legge della termo-

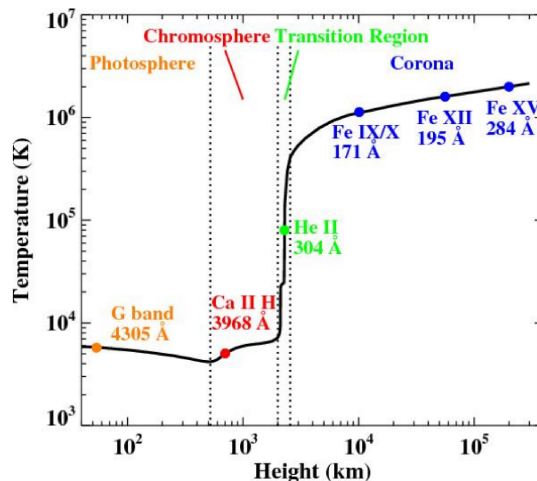


Figura 3.5: Un grafico che riporta la variazione di temperatura in funzione della distanza dal centro del Sole (da Yang et al., 2009). Si nota che tra la cromosfera e la corona, nella cosiddetta regione di transizione, c'è un forte gradiente di temperatura.

dinamica, secondo cui il trasferimento di calore può avvenire solo da un corpo più caldo a uno più freddo; nel riscaldamento della corona, quindi, devono essere coinvolti alcuni processi *non termici* di trasferimento dell'energia.

I due principali modi con cui si pensa che avvenga questo riscaldamento sono la riconnessione magnetica, in parte già vista, e il trasferimento di energia da parte delle onde.

3.3.1 Riscaldamento dovuto alle onde

Uno dei possibili candidati al riscaldamento della corona sono le onde: già Alfvén (Alfvén & Lindblad, 1947) aveva ipotizzato che potessero essere una fonte di energia non termica. Abbiamo visto al capitolo 2 che le perturbazioni in un plasma si possono dividere sostanzialmente in tre tipi: le onde di Alfvén, le onde magnetoacustiche lente e le onde magnetoacustiche veloci. Inizialmente si pensava che solo le onde di Alfvén potessero trasportare energia fino alla corona: questo perché le onde magnetoacustiche lente e veloci, nel passaggio dalla cromosfera alla corona, avrebbero dovuto subire la riflessione e ritornare nella cromosfera a causa del grande calo di pressione e densità. Tuttavia alcune osservazioni fatte nel 1997 con il Solar Heliospheric Observatory (SOHO) hanno rilevato la presenza di onde magnetoacustiche anche nella corona, anche se trasportavano un quantitativo di energia troppo basso per riscaldarla sufficientemente (circa il 10%).

Le onde di Alfvén, invece, sono in grado di trasportare energia dalla fotosfera alla corona, passando per la regione di transizione, senza alcun ostacolo, poiché si tratta di perturbazioni del solo campo magnetico, e non vengono condizionate da variazioni di pressione o densità. Osservarle nella corona, però, è estremamente difficile: il passaggio di un'onda di Alfvén è rilevabile solo attraverso gli alternati spostamenti Doppler nelle righe di emissione della corona, che però sono molto deboli e richiedono lunghi tempi di integrazione per migliorare il rapporto segnale-rumore; usando lunghi tempi di integrazione, però, si perde l'alternanza degli spostamenti della riga nel tempo.

Le onde di Alfvén furono osservate nel vento solare già a partire dal 1968 dalla sonda Helios; nella corona, invece, furono trovate solo nel 1987 con delle osservazioni radio; tra il 1999 e il 2001 le missioni SOHO e TRACE individuavano delle onde di Alfvén molto energetiche che provenivano da grandi brillamenti. Osservazioni successive hanno confermato ulteriormente la presenza di onde nella corona e attualmente possiamo affermare con certezza che nella corona si generano e si propagano continuamente sia onde di Alfvén sia onde magnetosoniche.

Anche se le onde di Alfvén possono trasportare una grande quantità di energia ancora oggi non è chiaro come essa possa essere dissipata sotto forma di calore nella corona. Alcuni studi condotti da Heyvaerts e Priest nel 1983 hanno suggerito che l'energia potrebbe essere dissipata grazie alla presenza di un gradiente di velocità nell'onda: sappiamo che un'onda di Alfvén ha velocità diverse a seconda dell'angolo che c'è tra il vettore d'onda e il campo magnetico; questo fa sì che onde che si propagano attraverso linee di campo molto vicine tra loro abbiano velocità diverse; percorsa una certa distanza possono quindi andare fuori fase, al punto tale da interferire in modo distruttivo e dissipare sotto forma di calore tutta la loro energia.

Un recente studio (Van Doorselaere et al., 2020) ha messo in evidenza, attraverso simulazioni 3D basate su tutte le precedenti osservazioni, come le temperature nel Sole quieto (cioè nelle zone della corona a bassa attività magnetica) siano spiegabili col calore fornito dalle onde di Alfvén, mentre nelle regioni attive la temperatura osservata è ancora troppo alta: l'energia fornita dalle onde è 10-100 volte minore di quella necessaria. Nell'ultimo decennio sono stati fatti dei grandi progressi grazie alla capacità sempre maggiore degli strumenti di risolvere i fronti d'onda, tenere conto delle microturbolenze che contribuiscono a mantenere costante la temperatura e dei cambiamenti nella propagazione delle onde tra la regione fotosferica, cromosferica, di transizione e coronale. Si pensa che in futuro la comprensione delle onde magnetoidrodinamiche e su come esse influiscono sul riscaldamento coronale aumenterà, grazie anche alla potenza di calcolo dei nuovi computer.

3.3.2 Riscaldamento dovuto alla riconnessione

Tuttora si ritiene che almeno una parte del riscaldamento coronale sia dovuta all'attività magnetica della corona. La superficie solare, specialmente nei periodi vicini ai massimi, è piena di piccole regioni magnetizzate, formate ad anello, che sono continuamente soggette ai movimenti della fotosfera e alla granulazione, che sposta continuamente enormi quantità di plasma. Prima dell'invio della sonda TRACE si pensava che queste piccole regioni fossero sottoposte a continui fenomeni di riconnessione, impulsivi su piccola scala, ma continui se presi in tempi lunghi (Parker, 1988); l'energia rilasciata da questi fenomeni (chiamati *nanoflare*) avrebbe potuto spiegare la temperatura della corona. In particolare erano stati osservati dallo *Skylab* numerosi brillamenti nei raggi X, sparsi per tutta la superficie solare, alcuni dei quali causavano anche delle espulsioni di massa coronale. Vari studi condotti tra il 1974 e il 1997 hanno dimostrato che questi brillamenti sono dovuti alla riconnessione magnetica, principalmente per tre motivi: primo, perché la struttura dei brillamenti ha la stessa forma degli archi magnetici; secondo, perché la loro intensità non è periodica e quindi difficilmente possono essere dovuti a fenomeni ondulatori; terzo, perché i brillamenti appaiono in zone nelle quali sono collocate due linee di campo di polarità opposta (Parnell, 1997).

Uno dei meccanismi usati per spiegare come avvengono queste riconessioni su piccola scala fu ideato nel 1994 (Priest, Parnell, & Martin, 1994) ed è il cosiddetto *modello del Flusso Convergente*, in cui due anelli magnetici di polarità opposta si "scontrano" dando origine, in tre fasi distinte, alla riconnessione e a una forte emissione nei raggi X, come in figura 3.6.

L'arrivo dei nuovi telescopi ultravioletti come SOHO e TRACE mise però in dubbio queste teorie, perché non

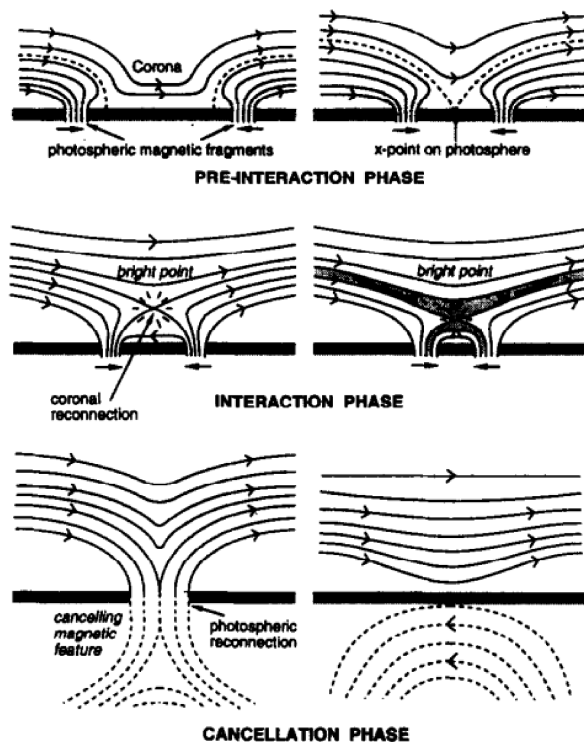


Figura 3.6: Il modello del Flusso Convergente; distinguiamo tre fasi: la *pre-interazione* (prime due figure), in cui le linee di campo dei due anelli sono disconnesse; l'*interazione* (le due figure in mezzo), in cui si crea la discontinuità e si forma un brillamento (bright point), con forte emissione di energia; la *cancellazione*, (le due figure in basso) in cui le linee di campo cominciano a richiudersi su se stesse e assumono una nuova forma, con configurazione energetica più bassa.

erano stati osservati abbastanza brillamenti: per soddisfare la richiesta energetica si sarebbe dovuto osservare, in media, un flare al secondo dell'energia di circa 10^{24} erg. Bisogna anche aggiungere che gli strumenti erano solo in grado di rilevare questi bagliori ma non di capire se l'energia liberata dai flare si diffondeva anche nella corona o rimaneva confinata nella fotosfera o nella cromosfera. Un'altra mancanza degli strumenti era che non potevano individuare bagliori di bassa intensità, minore di 10^{24} erg. Di fatto, quindi, non era possibile dire con certezza se era stato osservato un nanoflare.

Questi limiti strumentali sono stati in parte superati con lancio del SDO (Solar Dynamics Observatory) e della sonda IRIS (Interface Region Imaging Spectrograph). Nel 2014 (Antolin, Pagano, Testa, Petralia, & Reale, 2021) sono stati osservati per la prima volta i cosiddetti *nanojets*, ovvero grandi getti di plasma con velocità di alcune centinaia di km/s, espulsi da strutture magnetiche ad arco che avevano altezze tra i 20000 e i 40000 km. Ne sono stati osservati più di 150, con una larghezza di 500 km e una lunghezza di 1000-2000 km; ciascuno di essi aveva dissipato circa 10^{25} erg.

Uno studio del 2021 (Bahauddin, Bradshaw, & Winebarger, 2021) ha rilevato la presenza di un nanoflare sulla superficie solare proprio grazie a un'immagine ad alta risoluzione dell'IRIS. In primo luogo è stato osservato un bagliore in una regione attiva, in cui era presente una serie di anelli coronali; attraverso analisi spettroscopiche è stato visto che in quella zona gli ioni più pesanti, come il silicio, erano più veloci e più caldi di quelli più leggeri, come l'ossigeno. Questo fenomeno poteva essere spiegabile solo come conseguenza di una riconnessione: la differenza di energia tra ioni più pesanti e ioni più leggeri era dovuta alla presenza di un campo elettrico, che in un plasma si può formare solo in un foglio di corrente. Guardando poi ai dati del SDO si è verificato che in quella circostanza il flare aveva effettivamente aumentato la temperatura della corona, surriscaldandola fino a diversi milioni di gradi, con un ritardo di soli 20 secondi rispetto al massimo del brillamento.

Un altro interessante articolo (Xia et al., 2022) ha evidenziato come un nanoflare può essere anche indotto da un'onda. In particolare è stato osservato un nanoflare su un anello coronale: l'esplosione ha provocato un'onda magnetosonica lenta che si è propagata lungo l'anello fino ad arrivare alla base, in cui l'anello è collegato alla fotosfera; lì l'onda è stata riflessa ma una parte di essa è stata dissipata in un altro nanoflare dell'energia di $10^{24} - 10^{25}$ erg. Dunque ci possono essere casi in cui le onde non riscaldano direttamente la corona ma *inducono* dei nanoflare sulla fotosfera. Migliorando la strumentazione e aumentando il numero di osservazioni sarà possibile stabilire, in futuro, quanti effettivi nanoflare ci sono in tutta la superficie solare e con quale

frequenza avvengono.

3.4 Il vento solare

Il vento solare è una continua emissione, da parte del Sole, di particelle cariche, prevalentemente protoni, elettroni, nuclei di He ed elementi più pesanti con vari gradi di ionizzazione. Essendo particelle con un'energia cinetica molto elevata possono sfuggire sia all'attrazione gravitazionale sia alla cattura da parte del campo magnetico della corona. A causa della sua temperatura molto elevata, la corona contiene particelle che si muovono ad alta velocità; la distribuzione di queste velocità è maxwelliana e ciò significa che, nonostante la velocità media delle particelle sia inferiore alla velocità di fuga dal Sole (la quale dipende anche da dove sono collocate le particelle), alcune possono andare a velocità talmente alte da superarla e finire nello spazio interplanetario.

Di fatto quindi il vento solare è l'estensione della corona stessa su tutto il sistema solare. Tuttavia c'è una differenza tra corona e vento solare: il limite all'estensione della corona è chiamato *superficie di Alfvén* ed è una superficie irregolare che corrisponde al luogo dei punti in cui la velocità del plasma supera la velocità dell'onda magnetosonica veloce, che nella corona è approssimativamente pari alla velocità di Alfvén (in realtà, come visto nel paragrafo 2.5.2, questo è vero solo nella direzione del campo magnetico ma nella corona esterna le linee di campo sono talmente aperte che **B** si può considerare radiale). Questo significa che oltre quella superficie il plasma si muove con velocità superiore a quella massima consentita da un'onda magnetica e l'onda si muove assieme ad esso: se nel plasma avviene una perturbazione, questa non può tornare indietro fino alla corona (DeForest, Howard, & McComas, 2014). Nella corona non si può avere quindi alcuna informazione, almeno dal punto di vista magnetico, sulle perturbazioni che avvengono nel vento solare: questa disconnessione crea la distinzione tra i due.

3.4.1 Vento solare veloce e lento

Ci sono due tipi di vento solare: quello *veloce* e quello *lento*. Il primo proviene dai poli e dalle zone in cui si trovano i buchi coronali: le particelle viaggiano a una velocità di circa 750 km/s, con poca dispersione, e ha una composizione simile a quella fotosferica; il secondo proviene dalle regioni attive collocate attorno all'equatore, ha una composizione più simile a quella coronale e ha una velocità media di 400 km/s, anche se la dispersione è molto alta. Il vento veloce è inoltre più caldo e meno denso rispetto a quello lento.

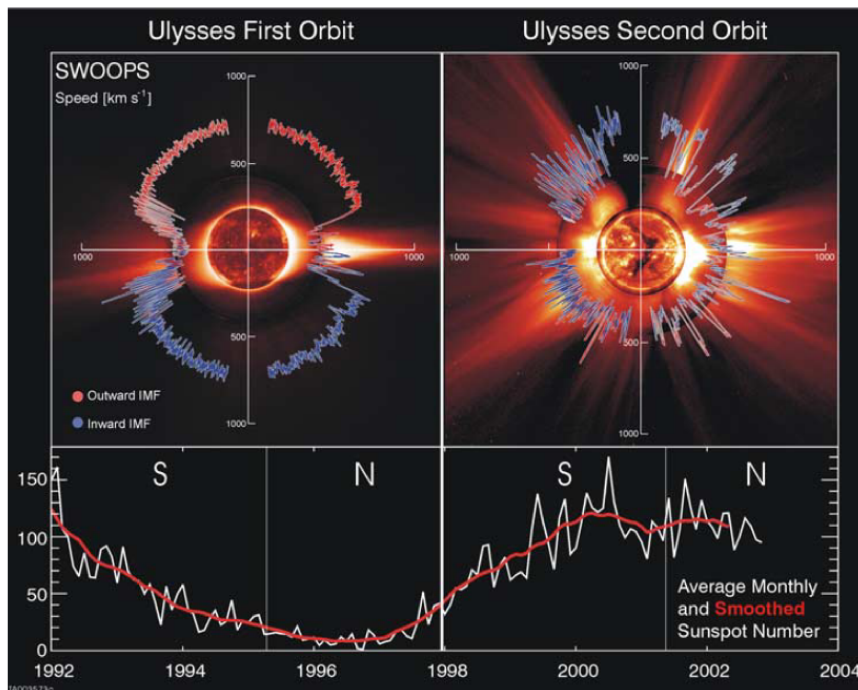


Figura 3.7: Grafico che mostra i dati sul vento solare raccolti dalla sonda *Ulysses* tra il 1994 e il 2000. Notare la maggiore attività della corona durante il massimo.

Nella figura 3.7 (McComas et al., 2003) vediamo la distribuzione latitudinale di questi due venti durante il

minimo solare (a sinistra) e durante il massimo. Notiamo che nel primo caso la distribuzione ha una struttura abbastanza chiara: il vento veloce viene emesso dalle zone intorno ai poli e arriva anche a latitudini molto basse, mentre il vento lento è confinato nelle zone vicine all'equatore; tuttavia, man mano che il Sole si avvicina al massimo, il vento lento comincia ad essere emesso da latitudini sempre più alte, mescolandosi col vento veloce; quando si arriva al massimo anche i poli possono emettere del vento lento. Questo è spiegabile col fatto che il campo magnetico durante i minimi è poloidale e alle latitudini polari sono quindi collocati dei grandi buchi coronali; invece durante i massimi sono sparse su tutta la superficie solare regioni attive e buchi coronali più piccoli.

Questi due tipi di vento solare sono continui e il motivo per cui hanno velocità così alte è ancora oggi oggetto di dibattito: la sola distribuzione maxwelliana non è sufficiente a spiegare tutta la perdita di massa. Si pensa che la causa principale possa essere la riconnessione di linee di campo aperte con anelli magnetici chiusi (Schwadron & McComas, 2003): gli stessi anelli potrebbero intrappolare il plasma finché un fenomeno di riconnessione o un'onda magnetica non arrivi a trasferire dell'energia cinetica al gas, e il vento solare lento verrebbe emesso dagli anelli più caldi (il plasma perde energia termica e l'energia cinetica è minore), viceversa per il vento lento. Un'altra idea è che i due tipi di vento arrivino da regioni diverse dell'atmosfera solare: il vento solare lento presenta una frazione maggiore di elementi a basso potenziale di prima ionizzazione e questo potrebbe essere dovuto al confinamento del gas negli anelli magnetici, che possono arrivare fino alla regione di transizione, in cui c'è una temperatura più bassa e quindi si ionizzano più facilmente gli elementi che richiedono meno energia per perdere un elettrone; viceversa, il vento solare veloce avrebbe origine in zone collocate al di sopra della regione di transizione e quindi anche ioni di elementi ad alto potenziale di ionizzazione possono essere presenti in quantità consistenti (Schwadron, Fisk, & Zurbuchen, 1999).

3.4.2 L'eliosfera

Il vento solare si estende fino a circa 10^2 UA, formando una grande regione chiamata *eliosfera*: ha una forma particolare, una specie di bolla allungata da un lato, chiamato anche coda dell'eliosfera, che si trova lungo la stessa direzione del moto del Sole rispetto alla galassia ma punta nel verso opposto (figura 3.8). Durante il tragitto il vento solare può incontrare i pianeti e se questi hanno un campo magnetico, dare origine a delle aurore. Tradizionalmente il limite dell'eliosfera, chiamato *eliopausa*, è considerato il confine del Sistema Solare. L'eliosfera è divisa in due parti: una interna, in cui il vento solare viaggia praticamente indisturbato, e una esterna, chiamata *elioguaina*; il confine tra le due parti è chiamato *termination shock* ed è la zona in cui il vento solare comincia ad interagire col mezzo interstellare esterno, subendo un effetto di frenamento. L'eliopausa si trova nella regione in cui la pressione esercitata dai due venti è in equilibrio e il vento solare viene respinto all'indietro, lungo la coda dell'eliosfera.

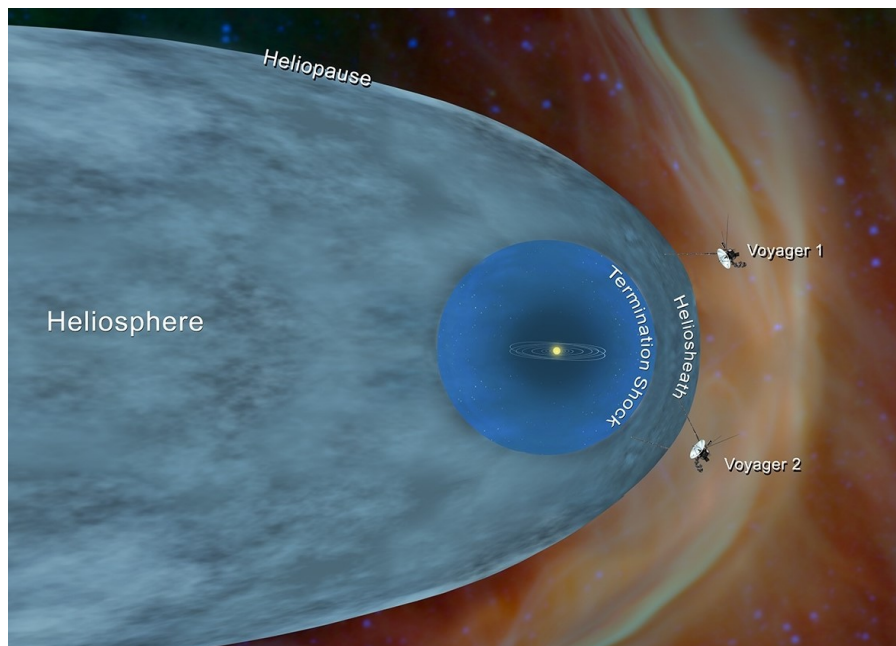


Figura 3.8: L'eliosfera e le sue suddivisioni (immagine NASA). Vengono anche indicate le attuali posizioni delle sonde Voyager 1 e Voyager 2, che hanno oltrepassato l'eliopausa rispettivamente nel 2012 e nel 2018.

Nel 2012 la sonda Voyager 1 ha misurato un forte incremento dei raggi cosmici galattici e una diminuzione dei

protoni provenienti dal Sole. La NASA ha ufficializzato l'uscita della sonda dall'eliosfera il 25 agosto 2012. Il vento solare offre infatti una protezione dalle particelle interstellari, sia da quelle cariche sia da quelle neutre: essendo magnetizzato, riesce a deviare le particelle cariche allo stesso modo con cui la magnetosfera terrestre protegge il pianeta proprio dal vento solare; colpite solo dalla gravità e dalla pressione della luce solare, le particelle neutre sono invece in grado di penetrare nell'eliosfera ma possono interagire con una particella carica del vento solare e ionizzarsi perdendo un elettrone; a questo punto cominciano a sentire l'effetto del campo magnetico del vento solare, che riesce a intrappolarle e a indirizzarle verso l'esterno.

Non è ancora chiaro quanto si estenda l'eliosfera; quando è arrivata all'eliopausa, Voyager 1 stava a una distanza di circa 120 UA dal Sole. Sia Voyager 1 che Voyager 2 si trovano nella parte che punta in direzione del moto solare, quindi in quella zona il limite dell'eliosfera si trova a una distanza molto minore rispetto alla coda, che potrebbe estendersi fino a tre o quattro volte tanto. Uno studio pubblicato su Nature (Opher, Loeb, Drake, & Toth, 2020) ha messo insieme i dati rilevati dalle sonde Voyager e dalla New Horizons ed è riuscito a costruire una mappa dell'eliosfera, che appare a forma di "croissant" (figura 3.9).

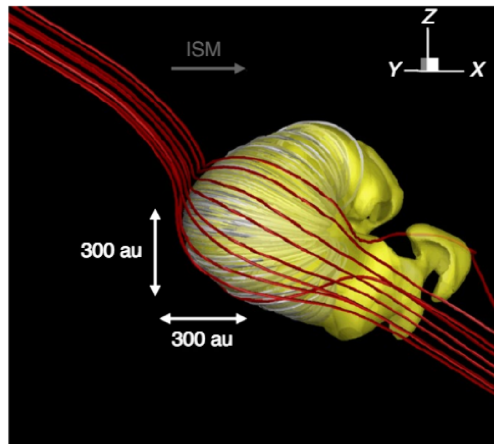


Figura 3.9: Mappatura dell'eliopausa, in giallo; le linee rosse indicano il campo magnetico interstellare. Notare la grande estensione.

Capitolo 4

Le missioni che hanno studiato il Sole

4.1 Le sonde Pioneer

Le prime sonde spaziali che si occuparono del Sole furono i quattro satelliti *Pioneer 6, 7, 8 e 9*, tutti uguali e alimentati a pannelli solari. Furono lanciati tra il 1965 e il 1969 ed effettuarono le prime misurazioni accurate sul campo magnetico interplanetario, sui raggi cosmici e in particolare sul vento solare, grazie alla presenza di una coppa di Faraday, uno strumento che permette di catturare ioni ed elettroni nel vuoto, e di un analizzatore elettrostatico, che misura il flusso delle particelle cariche e la loro velocità. Le Pioneer 6 e 9 stavano su un'orbita attorno al Sole a 0.8 UA di distanza mentre la 7 e la 8 orbitavano a 1.1 UA. In questo modo le sonde avevano una velocità leggermente maggiore o minore rispetto alla Terra e potevano vedere le parti della superficie solare che non erano visibili dal nostro pianeta prima che la rotazione del Sole le rivelasse. In questo modo era possibile vedere se in quelle zone avvenivano delle tempeste magnetiche e segnalarle per tempo a terra. La Pioneer 7 nel 1986 passò vicino alla cometa di Halley, a una distanza di 12.3 milioni di km, ed effettuò vari studi sull'interazione della cometa col vento solare, scoprendo la formazione di He^+ causata dalla collisione di He^{++} con il materiale cometario. In generale fu grazie alle sonde Pioneer che si cominciò a capire com'era fatto il vento solare e qual era la causa delle tempeste solari; la capacità di prevedere queste ultime fu un passo in avanti anche per migliorare la sicurezza delle compagnie aeree e di navigazione. L'ultimo contatto con una di queste missioni si ebbe nel 2000 con la Pioneer 6.

4.2 SOHO e TRACE

Nel 1995 fu lanciato il telescopio spaziale SOHO (*Solar and Heliospheric Observatory*); fu collocato in orbita attorno punto lagrangiano L_1 , situato tra la Terra e il Sole a 1.5 milioni di km dal nostro pianeta, in modo da consentire una visione continua della nostra stella. Costituito da dodici avanzati strumenti, i più importanti nello studio del Sole sono i due coronografi, il telescopio EIT a raggi ultravioletti e soprattutto il MDI (Michelson Doppler Imager), che serviva a capire la struttura interna del Sole grazie alla produzione di magnetogrammi (cioè alle misurazioni della variazione spaziale del campo magnetico) e di dati eliosismici (ovvero misure sulle oscillazioni che avvengono nell'interno solare, dovute alla presenza delle onde magnetiche); è anche grazie al MDI che conosciamo la velocità angolare interna del Sole. Le osservazioni nell'ultravioletto estremo permisero di osservare meglio i brillamenti, con una risoluzione spaziale e temporale fino ad allora mai raggiunta. Il SOHO è inoltre riuscito a identificare alcune sorgenti di vento solare, a fare più chiarezza sulla struttura interna delle macchie solari e a mostrare in dettaglio e a grande campo le espulsioni di massa coronale, grazie al coronografo LASCO. Inizialmente concepita per durare tre anni, la missione è tutt'ora in attività e contribuisce alla stesura di più di 200 articoli all'anno.

La missione TRACE (*Transition Region and Coronal Explorer*) entrò in orbita polare attorno alla Terra nel 1998; si occupò dello studio degli anelli magnetici fotosferici, della struttura della corona, delle fonti del riscaldamento coronale e dei flare solari, della geometria della regione di transizione e della riconnessione magnetica. Era costituito da un telescopio Cassegrain di 30 cm di apertura che forniva immagini nel visibile, in un intervallo attorno alla riga Lyman- α e nell'ultravioletto, con una risoluzione 5 volte maggiore rispetto all'EIT di SOHO; la sonda operò spesso proprio insieme al SOHO e fu costruito in parte con la stessa tecnologia di volo. Grazie a TRACE è stato possibile misurare con più precisione il tasso di riconnessione e il modo in cui l'attività solare influenza l'eliosfera; grazie alle immagini ad alta risoluzione della corona fu in grado di scoprire che alla base delle regioni attive e degli anelli magnetici si forma una struttura a reticolo che emette fortemente nell'ultravioletto, chiamata coronal moss ("muschio coronale"); TRACE fu inoltre la prima missione a fare un imaging continuo di un intero ciclo solare. La sonda smise di operare nel 2010.

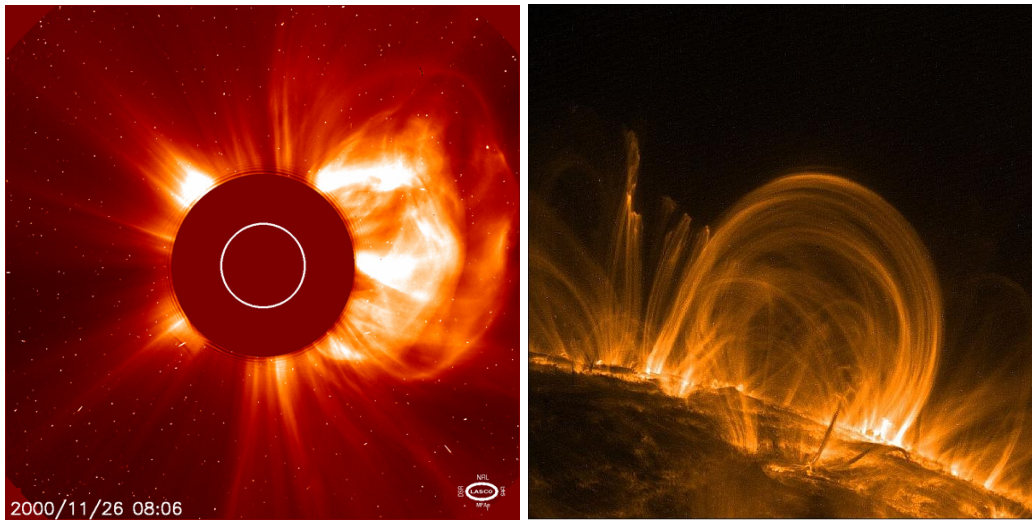


Figura 4.1: A sinistra, una grande espulsione di massa coronale fotografata dal SOHO (il Sole è rappresentato dal cerchio bianco); a destra, una regione attiva con un grande arco magnetico, un'immagine a 171 Å di TRACE.

4.3 Ulysses

Lanciata nel 1990, la sonda *Ulysses* fu la prima a esplorare le zone polari del Sole, grazie alla sua orbita inclinata di circa 80 gradi rispetto all'eclittica; per raggiungere la velocità sufficiente a cambiare l'inclinazione orbitale la sonda dovette sfruttare l'effetto della fionda gravitazionale attorno a Giove; la lontananza della sonda dal Sole impediva che potesse essere alimentata da pannelli solari e quindi fu installato un generatore termoelettrico a radioisotopi. Fu progettata per studiare il vento solare e offrì un contributo fondamentale nel capire la natura e le differenze tra vento veloce e lento; durante la sua attività fece tre passaggi sopra i poli solari e analizzò le differenze tra il campo magnetico del polo nord e quello sud, scoprendo che erano molto simili, a differenza di quello che si pensava prima, ovvero che il polo nord avesse un campo molto più intenso; la sonda fece anche la prima mappatura tridimensionale dell'eliosfera, del suo campo magnetico e dell'intensità dei flussi di particelle cariche, e fu importante anche per capire meglio l'interazione tra vento solare e vento interstellare; fu inoltre uno dei primi strumenti a poter studiare i brillamenti solari nei raggi X; durante il passaggio vicino a Giove *Ulysses* studiò anche la magnetosfera e le aurore del gigante gassoso, grazie al magnetometro MAG. La missione fornì dati per quasi diciannove anni, fino al 2009.

4.4 SDO e IRIS

Due tra le più recenti e importanti missioni mandate a studiare il Sole sono il *Solar Dynamics Observatory* (SDO) e l'*IRIS (Interface Region Imaging Spectrograph)*: il primo è un vero e proprio osservatorio solare spaziale, lanciato nel 2010 in orbita geosincrona, ed è considerato il successore del SOHO; è fornito di uno strumento a quattro telescopi nell'ultravioletto (chiamato AIA, Atmospheric Imaging Assembly) che forniscono immagini in alta risoluzione della corona e della cromosfera a 10 diverse lunghezze d'onda nell'ultravioletto ogni 12 secondi, per indagare come avviene il trasferimento di energia dall'atmosfera solare all'eliosfera; gli altri obiettivi sono gli stessi del SOHO, ma la strumentazione è migliore, con una più alta risoluzione temporale e spaziale: da citare in particolare il HMI (Helioseismic and Magnetic Imager), in grado di mappare il campo magnetico con una risoluzione mai raggiunta prima, tale da avere completamente sostituito il MDI; si pensa che il SDO potrà rimanere attivo fino al 2030.

IRIS è un piccolo satellite lanciato in orbita attorno alla Terra nel 2013, dotato di un telescopio di 20 cm e uno spettrometro ad alta risoluzione (inferiore all'ångström) nell'ultravioletto; il telescopio è a piccolo campo, progettato in modo tale da osservare i dettagli sulla superficie solare. Lo scopo principale della missione è studiare nel dettaglio la cromosfera e la regione di transizione, per farne una mappatura 3D e cercare di capire la natura dei processi non termici che avvengono al loro interno e il modo in cui l'energia viene trasferita dalla fotosfera alla corona; per studiare le esplosioni solari e le emissioni di plasma lo spettrografo installato è in grado di rilevare la velocità del gas con una precisione di 1 km/s, mai raggiunta coi precedenti strumenti.

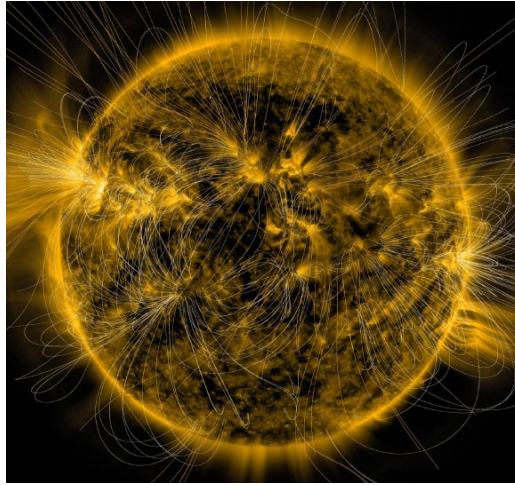


Figura 4.2: Immagine SDO del Sole alla lunghezza d'onda di 171 \AA con una mappatura del campo magnetico, fatta nel marzo 2016, poco dopo il massimo solare.

4.5 Il Parker Solar Probe e le missioni future

Il *Parker Solar Probe* (PSP) è una sonda spaziale lanciata nel 2018 per studiare la corona solare. La sua orbita molto ellittica, che spazia tra Venere e il Sole stesso, ha permesso al PSP di penetrare all'interno della corona stessa, oltrepassando la superficie di Alfvén il 29 aprile 2021: è stata la prima volta per un oggetto costruito dall'uomo. Da allora, ad ogni passaggio al perielio (che avviene con una frequenza di circa tre mesi) il PSP entra nella corona, avvicinandosi sempre di più al Sole; la minima distanza dalla nostra stella sarà raggiunta il 12 dicembre 2025, quando la missione si troverà a soli 6.2 milioni di km dalla superficie solare.

La sonda è protetta dalle elevatissime temperature solari grazie a uno scudo termico in carbonio chiamato TPS (Thermal Protection System), di 2.4 m diametro e 11.5 cm di spessore, progettato per resistere a temperature fino a $1600 \text{ }^\circ\text{C}$ (all'interno della corona sarà surriscaldato fino a circa $1400 \text{ }^\circ\text{C}$); la strumentazione può essere così conservata alla temperatura di circa $30 \text{ }^\circ\text{C}$. Il veicolo è alimentato a pannelli solari, costruiti in modo da ritrarsi a ogni passaggio vicino al Sole e lasciarne esposta solo una piccola parte, in modo che non si surriscaldino; oltre a ciò, per raffreddare i pannelli solari viene utilizzato del liquido refrigerante (acqua deionizzata), con un sistema di pompe per farlo circolare. L'unico strumento esposto al calore del Sole è la coppa di Faraday, utilizzata per catturare le particelle cariche: è fatta di una lega di molibdeno che ha una altissima temperatura di fusione ($2350 \text{ }^\circ\text{C}$).

Gli strumenti a bordo della sonda sono quattro:

- il *Solar Wind Electrons Alphas and Protons Investigation*, costituito dalla coppa di Faraday e da due analizzatori elettrostatici, per esaminare le particelle ionizzate del vento solare e del plasma;
- il *Wide-field Imager*, formato da due telescopi e due imager per fare fotografie a grande campo nel visibile della corona, dei brillamenti e delle eruzioni solari, senza mai guardare direttamente il Sole, ma guardando questi fenomeni "di taglio", come fa un coronografo con le eclissi;
- il *Fields Experiment*, uno strumento che serve allo studio del campo magnetico coronale, delle onde di Alfvén, della turbolenza e della densità del plasma; è composto da tre magnetometri, uno per misurare il flusso del campo magnetico e gli altri due per misurarne l'intensità;
- l'*Integrated Science Investigation of the Sun*, fatto di due rilevatori di particelle ionizzate ad alte e basse energie; il suo scopo sarà capire come viene accelerato il vento solare, anche in base alle abbondanze misurate di ^3He e ^4He .

Una delle scoperte principali fatte finora dalla missione è la fonte dei cosiddetti *switchbacks*, ovvero inversioni improvvise del campo magnetico locale nel vento solare. Uno studio del 2019 (Bale et al., 2019) ha dichiarato che queste inversioni sono probabilmente legate a fenomeni impulsivi di natura Alfvénica (cioè causati da onde di Alfvén) e che potrebbero essere gli stessi che causano l'emissione di vento solare lento dai buchi coronali a basse latitudini. Un altro importante studio è stato fatto riguardo al vento solare: si è scoperta la zona in cui il vento lento si mescola a quello veloce, rendendo l'eliosfera più stabile, e si trova a circa 1 UA dal Sole; la sonda ha anche mappato tridimensionalmente la superficie di Alfvén, scoprendo che non è sferica, ma di forma irregolare e frastagliata; sono anche state scoperte delle piccole e continue emissioni impulsive di radiazione che all'esterno della corona non erano rilevabili perché si perdevano subito nell'ambiente circostante. Importanti sono le collaborazioni del PSP con il *Solar Orbiter*, un'altra missione per lo studio dell'attività magnetica solare

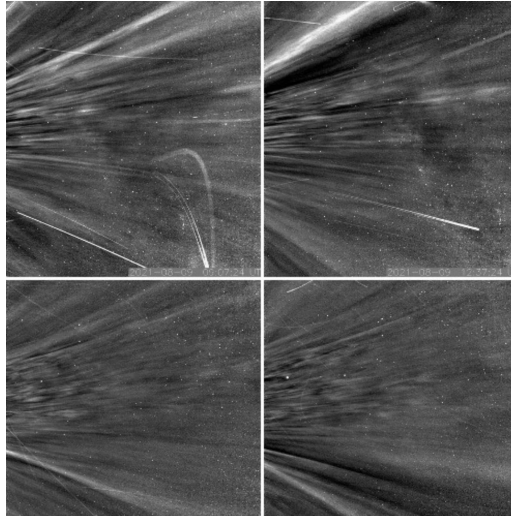


Figura 4.3: Una parte della corona solare in luce bianca (immagini del Wide-field Imager): le linee dritte sono i cosiddetti *streamers* coronali, cioè plasma riscaldato che segue le linee di campo, che nella corona alta sono quasi radiali.

inviata in orbita (ellittica e inclinata tra Terra e Sole) nel 2020 dall'ESA, e con il telescopio solare *Inouye*, che opera a terra ed è il più grande al mondo, con 4 m di diametro, ed è in grado di fornire immagini della fotosfera ad altissima risoluzione nel visibile e nell'infrarosso.

Ci sono varie altre missioni che sono state concepite e proposte per essere operative in futuro; le principali sono tre:

- il MUSE (*Multi-Slit Solar Explorer*), che otterrà immagini ad alta risoluzione della corona e della regione di transizione, nonché delle regioni attive e dei flare solari; sarà inoltre munito di spettrografi ad alta precisione che riusciranno a distinguere i moti radiali e il riscaldamento del plasma; la data di lancio è ancora da stabilire;
- *HelioSwarm*, una missione costituita da una navicella spaziale e otto piccoli satelliti che orbiteranno attorno ad essa e che studieranno le turbolenze magnetiche del vento solare; una data proposta per il lancio dei primi satelliti è il 2028;
- *Aditya-L1*, una sonda indiana che sarà collocata nel punto di Lagrange L_1 ed effettuerà studi sulla corona (soprattutto nei raggi X, per fare luce sul riscaldamento coronale); farà inoltre imaging nell'ultravioletto della corona e della regione di transizione e grazie a un magnetometro misurerà la struttura e l'intensità del campo magnetico interplanetario; il lancio è programmato per gennaio 2023.

Capitolo 5

Conclusioni

Abbiamo visto come è strutturato il campo magnetico solare, con la sua forma alternatamente poloidale e toroidale, variabile con l'attività solare, e da quali leggi è governato: l'equazione di induzione e il teorema di Alfvén forniscono il punto di partenza fondamentale ma come abbiamo visto possono entrare in gioco tantissimi fattori che complicano molto le osservazioni: la rotazione differenziale, la presenza di onde, i fenomeni su piccola scala per i quali l'approssimazione di MHD ideale non è più valida e molti altri.

Anche la riconnessione magnetica e il riscaldamento coronale, come abbiamo evidenziato, in parte sono stati capiti ma presentano ancora molti misteri: né il modello Sweet-Parker né quello di Petschek sembrano essere soddisfacenti e ci sarà bisogno di sviluppare tecnologie che permettano di fare esperimenti e simulazioni in grado di capire come si comporta il plasma a livello quantistico, specialmente all'interno del foglio di corrente; ultimamente, soprattutto con l'avvento del PSP, sembrano le onde di Alfvén i candidati più probabili a fornire la maggior parte di energia alla corona, anche se proprio negli ultimi anni sono in uscita numerosi articoli che vedono i nanoflare come i principali responsabili dell'elevatissima temperatura coronale.

I dati mostrano che probabilmente c'è una forte connessione tra riscaldamento coronale e vento solare: la forte intensità degli archi magnetici e fenomeni ondulatori o esplosivi sono sicuramente il motore di queste particelle ionizzate, ma ancora non è chiaro come questa emissione possa avvenire in modo continuo.

Il Parker Solar Probe e tutte le missioni che finora hanno studiato il Sole sono dei capolavori ingegneristici e astrofisici che hanno fatto fare all'esplorazione e alla comprensione della nostra stella dei grandi passi in avanti, superando molte sfide e aprendo nuove possibilità per le future missioni; il PSP potrebbe veramente arrivare a chiarire molti misteri, come quello del riscaldamento coronale, della diffusione dell'energia, della generazione del vento solare e della struttura globale del campo magnetico. Capire la natura di questi fenomeni è fondamentale per migliorare la nostra sicurezza, fare luce su come si è originata la vita sulla Terra, essere in grado di sfruttare al meglio l'energia della nostra stella e molto altro. In ogni caso i dati accumulati e le ricerche effettuate porteranno sicuramente una chiarezza sempre maggiore in futuro, per capire sempre più a fondo i segreti del Sole.

Bibliografia

- Alfven, H. (n.d.). On the existence of electromagnetic-hydrodynamic waves, *ark. Mat. Ast Fys. B*, 29.
- Alfvén, H. (1942). Existence of electromagnetic-hydrodynamic waves. *Nature*, 150(3805), 405–406.
- Alfvén, H., & Lindblad, B. (1947). Granulation, magneto-hydrodynamic waves, and the heating of the solar corona. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 107(2), 211–219.
- Antolin, P., Pagano, P., Testa, P., Petralia, A., & Reale, F. (2021). Reconnection nanojets in the solar corona. *Nature Astronomy*, 5(1), 54–62.
- Bahauddin, S. M., Bradshaw, S. J., & Winebarger, A. R. (2021). The origin of reconnection-mediated transient brightenings in the solar transition region. *Nature Astronomy*, 5(3), 237–245.
- Bale, S., Badman, S., Bonnell, J., Bowen, T., Burgess, D., Case, A., . . . others (2019). Highly structured slow solar wind emerging from an equatorial coronal hole. *Nature*, 576(7786), 237–242.
- Charbonneau, P. (2020). Dynamo models of the solar cycle. *Living Reviews in Solar Physics*, 17(1), 1–104.
- DeForest, C., Howard, T., & McComas, D. (2014). Inbound waves in the solar corona: a direct indicator of alfvén surface location. *The Astrophysical Journal*, 787(2), 124.
- Grottrian, W., & Edlén, B. (2013). 21. the mystery of coronium and the million-degree solar corona. In *A source book in astronomy and astrophysics, 1900–1975* (pp. 120–124). Harvard University Press.
- Hale, G. E., Ellerman, F., Nicholson, S. B., & Joy, A. H. (1919). The magnetic polarity of sun-spots. *The Astrophysical Journal*, 49, 153.
- Ji, H., Yamada, M., Hsu, S., & Kulsrud, R. (1998). Experimental test of the sweet-parker model of magnetic reconnection. *Physical Review Letters*, 80(15), 3256.
- Kitchatinov, L. (2016). Meridional circulation in the sun and stars. *Geomagnetism and Aeronomy*, 56(8), 945–951.
- McComas, D., Elliott, H., Schwadron, N., Gosling, J., Skoug, R., & Goldstein, B. (2003). The three-dimensional solar wind around solar maximum. *Geophysical research letters*, 30(10).
- MURAWSKI, K. (n.d.). Alfvén-magnetosonic waves interaction.
- Opher, M., Loeb, A., Drake, J., & Toth, G. (2020). A small and round heliosphere suggested by magnetohydrodynamic modelling of pick-up ions. *Nature Astronomy*, 4(7), 675–683.
- Parker, E. N. (1955). The formation of sunspots from the solar toroidal field. *The astrophysical journal*, 121, 491.
- Parker, E. N. (1957). Sweet’s mechanism for merging magnetic fields in conducting fluids. *Journal of Geophysical Research*, 62(4), 509–520.
- Parker, E. N. (1988). Nanoflares and the solar x-ray corona. *The Astrophysical Journal*, 330, 474–479.
- Parnell, C. (1997). Coronal heating by reconnection. *Advances in Space Research*, 19(12), 1853–1860.
- Petschek, H. E. (1964). 50 magnetic field annihilation. In *Aas-nasa symposium on the physics of solar flares: Proceedings of a symposium held at the goddard space flight center, greenbelt, maryland, october 28-30, 1963* (Vol. 50, p. 425).
- Priest, E., Parnell, C., & Martin, S. (1994). A converging flux model of an x-ray bright point and an associated canceling magnetic feature. *The Astrophysical Journal*, 427, 459–474.
- Sanchez, S., Fournier, A., Pinheiro, K. J., & Aubert, J. (2014). A mean-field babcock-leighton solar dynamo model with long-term variability. *Anais da Academia Brasileira de Ciências*, 86, 11–26.
- Schwadron, N., Fisk, L., & Zurbuchen, T. (1999). Elemental fractionation in the slow solar wind. *The Astrophysical Journal*, 521(2), 859.
- Schwadron, N., & McComas, D. (2003). Solar wind scaling law. *The Astrophysical Journal*, 599(2), 1395.
- Van Doorselaere, T., Srivastava, A. K., Antolin, P., Magyar, N., Vasheghani Farahani, S., Tian, H., . . . others (2020). Coronal heating by mhd waves. *Space Science Reviews*, 216(8), 1–40.
- Xia, F., Wang, T., Su, Y., Zhao, J., Zhang, Q., Veronig, A. M., & Gan, W. (2022). Plasma heating and nanoflare caused by slow-mode wave in a coronal loop. *arXiv preprint arXiv:2208.10029*.