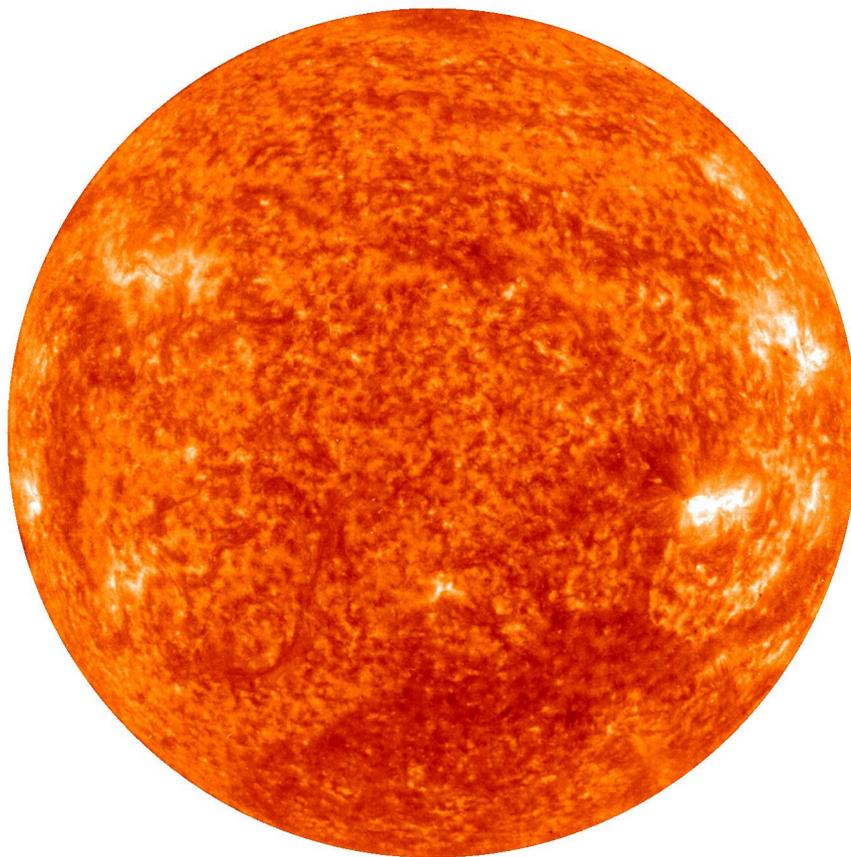


Evoluzione e variabilità del campo magnetico cromosferico e fotosferico solare

Michele Bianda e Renzo Ramelli

Istituto Ricerche Solari Locarno (IRSOL)



Indice

Prefazione	1
1 Introduzione	4
1.1 La polarizzazione della luce	6
1.2 Diagnosi del campo magnetico tramite la polarimetria	9
1.2.1 Effetto Zeeman	10
1.2.2 Effetto Hanle	15
1.2.3 L'attività solare e la sua variabilità	21
2 L'apparato strumentale all'IRSOL	26
2.1 Il telescopio	26
2.1.1 Configurazione e caratteristiche	26
2.1.2 La polarizzazione strumentale	30
2.2 Il polarimetro ZIMPOL	37
2.2.1 Principio di funzionamento	37
2.2.2 Modulatori	40
2.2.3 La camera ZIMPOL	44
2.2.4 Software per la gestione delle misure con ZIMPOL	47
3 Installazione del sistema ZIMPOL al telescopio Gregor	49
4 Risultati osservativi	53
4.1 Panoramica	53
4.1.1 Misure spettrali di protuberanze	53
4.1.2 Osservazione e modellizzazione della struttura di alcune righe del secondo spettro solare	54
4.1.3 Confronto dei segnali Zeeman nei doppietti del Ferro a 525 nm e 630 nm	55
4.2 Programma sinottico di osservazione del secondo spettro solare	57
4.2.1 Motivazione	57
4.2.2 L'acquisizione dei dati	58
4.2.3 Risultati ottenuti	59

4.2.4	Prospettive e nuovo programma sinottico	59
4.3	Misure a Gregor	63
5	Commenti conclusivi	64
	Riferimenti bibliografici	66
	Appendice: Articoli Allegati	69

Prefazione

L'osservatorio dell'Istituto Ricerche Solari Locarno (IRSOL), costruito nel 1960 e gestito dall'Università di Gottinga fino al 1984, dal 1987 dipende dalla Fondazione locale FIRSOL. Dal 1995 vi è stata una collaborazione molto stretta con l'Istituto di Astronomia dell'ETH di Zurigo durata fino al 2007, data del pensionamento del professor Stenflo a capo dell'istituto. Dopo tale data è diventato fondamentale per l'IRSOL avere un riconoscimento federale, specialmente dopo il riorientamento degli indirizzi scientifici del Politecnico che non prevedeva una cattedra in fisica solare. Parte delle difficoltà economiche vissute dall'IRSOL fino alla fine del 2012 (quando l'IRSOL è stato riconosciuto tramite l'Art. 16 della Legge federale sulla Ricerca) sono state colmate dall'assegnazione della borsa di ricerca cantonale i cui risultati sono descritti in questo documento. Questa borsa ha dunque permesso, oltre ai risultati scientifici riportati in seguito, di superare una fase molto delicata conclusasi con la decisione federale di riconoscere e finanziare l'IRSOL.

L'IRSOL è un apprezzato centro di ricerca che si è ben inserito nella realtà locale, cantonale, nazionale ed internazionale. Nuove importanti prospettive sono state recentemente aperte siglando un accordo di collaborazione con il maggiore istituto di fisica solare tedesco, il Kiepenheuer Institut für Sonnenphysik, KIS, di Freiburg, Germania. All'IRSOL ospitiamo regolarmente per alcuni giorni o settimane colleghi con cui collaboriamo nell'ambito dei programmi scientifici e tecnologici. Negli scorsi anni abbiamo organizzato due apprezzati congressi di fisica solare al Monte Verità di Ascona che in totale hanno contato la partecipazione di quasi 200 congressisti. Inoltre, assieme alla Specola Solare Ticinese, stiamo organizzando un congresso scientifico sulle macchie solari che si terrà nel mese di maggio 2014 a Locarno.

Diamo l'occasione di svolgere dei lavori di ricerca a numerosi studenti di provenienza locale e internazionale e di vario grado: dottorandi, diplomandi, studenti universitari, studenti SUP e studenti liceali. L'IRSOL è anche promotore di innovativi progetti tecnologici di sviluppo strumentale che hanno coinvolto il Dipartimento Tecnologie Innovative della SUPSI, la vicina Università dell'Insubria nonché l'Hochschule RheinMain.

In questo documento riassumiamo i lavori che la borsa di ricerca cantonale ha permesso di portare a termine, di cui alleghiamo nell'appendice le pubblicazioni scaturite. Altri risultati, ancora inediti, sono descritti più in dettaglio. In particolare ci soffermiamo sulle misure sinottiche che abbiamo intrapreso per studiare la stabilità del campo magnetico solare a piccole scale spaziali, i cui risultati saranno a breve pubblicati su una rivista scientifica.

Ringraziamenti

Ringraziamo il Dipartimento dell'educazione, della cultura e dello sport ed in particolare la Commissione culturale per averci accordato fiducia accettando di finanziare questo lavoro.

La realizzazione di questo lavoro è stata possibile anche grazie al contributo spesso nascosto di molte persone.

La prima persona cui va senza dubbio tutta la nostra gratitudine è il presidente della fondazione FIRSOL, il prof. Philippe Jetzer. La linea da lui seguita per dare all'istituto una connotazione universitaria ufficialmente riconosciuta si sta rivelando vincente, e l'energia che investe in tale progetto è encomiabile.

I membri del Consiglio di Fondazione svolgono un lavoro puntuale, preciso e lontano da un riscontro personale. Il valore del lavoro da loro svolto ci è chiaro, grazie a loro è stato possibile creare le premesse per far acquisire all'IRSOL l'attuale configurazione e pianificare le strategie di sviluppo.

Il tema della ricerca scientifica dell'Istituto è in linea con il lavoro svolto all'Istituto di Astronomia del Politecnico di Zurigo dal prof. Jan Stenflo, ora affiliato all'IRSOL. Molte delle sue idee si sono rivelate essere in anticipo di decenni sulle possibilità tecniche di poterle utilizzare a fondo. Il lavoro scientifico che ora svolge arricchisce l'offerta dell'IRSOL alla comunità scientifica in modo considerevole, il suo contributo nella definizione delle strategie scientifiche da seguire è profondo e lungimirante. È pure grazie a lui che le competenze tecniche del polarimetro ZIMPOL, strumento cardine che ci permette di essere competitivi a livello internazionale, sono potute passare alla SUPSI e a noi.

All'IRSOL un aiuto indispensabile è fornito dal lavoro della nostra segretaria Katya Gobbi che si occupa in modo minuzioso ed efficace degli aspetti burocratici dell'istituto. Da gennaio dell'anno scorso ha cominciato a lavorare nel nostro team scientifico il dr. Daniel Gisler, la cui competenza è utilissima per lo sviluppo del polarimetro ZIMPOL. Lo scorso anno abbiamo potuto adeguare il personale dell'Istituto e abbiamo ora l'opportunità di poter contare tra i nostri colleghi il dr. Luca Belluzzi, il dr. Oskar Steiner ed il dr. Edgar Carlin.

Lo strumento scientifico che permette visibilità internazionale ai nostri progetti scientifici è il polarimetro ZIMPOL (Zurich IMaging POLarimeter) che viene ora gestito e sviluppato assieme alla SUPSI. Tale progetto, a Manno, è stato seguito successivamente: dal prof. Silvano Balemi, dal prof. Ivan Defilippis e attualmente dal prof. Diego Barrettino. I lavori tecnici sono seguiti da l'ing. Marco Rogantini e l'ing. Giuseppe Di Dato.

Il lavoro di ricerca è legato in modo molto radicale alla presenza di una comunità scientifica internazionale. I rapporti personali che si creano con i colleghi attivi nel nostro campo permettono di dar origine a collaborazioni indispensabili per ottenere risultati che necessitano la somma delle competenze di più persone. La lista

dei nomi sarebbe troppo lunga da elencare; citiamo però in particolare le seguenti persone scusandoci per eventuali dimenticanze: la co-direttrice del KIS di Freiburg, prof. Svetlana Berdyugina, il prof. K.N. Nagendra dell'IIA di Bangalore in India, il prof. Javier Trujillo Bueno dell'IAC di Tenerife in Spagna, il dr. Eberhard Wiehr di Gottinga, il prof. Gerd Kuvler della Fachhochschule RheinMain.

Una stretta collaborazione con l'Osservatorio di Ginevra e in particolare con il prof. Georges Meynet ci permette di avere giovani ricercatori che svolgono il lavoro di dottorato all'IRSOL.

Infine è doveroso ringraziare gli enti che finanziano l'IRSOL.

- La Confederazione Svizzera tramite l'Art. 16 della Legge federale sulla Ricerca
- Repubblica e Cantone Ticino (Fondo Swisslos)
- I comuni del locarnese
- L'Associazione Istituto Ricerche Solari Locarno (AIRSOL)
- La Fondazione Carlo e Albina Cavargna (fornisce un contributo al lavoro scientifico del dr. Ramelli)
- La Fondazione Aldo e Cele Daccò che finanzia una borsa di dottorato

Capitolo 1

Introduzione

La ricerca sul Sole ha acquisito nel corso degli anni una notevole importanza per molteplici ragioni.

- Il Sole è la stella più vicina a noi e l'unica che può essere esplorata in dettaglio. È anche intimamente legato alla nostra esistenza e alla vita terrestre, costituendone la principale fonte di energia.
- Le conoscenze che vengono acquisite in ambito solare possono poi venir estrapolate alle altre stelle e agli altri oggetti cosmici. Vari strumenti di analisi legati a fenomeni fisici che permettono di studiare gli oggetti più distanti dell'universo vengono dapprima sviluppati nella ricerca solare. Il Sole può dunque essere considerato come un laboratorio fondamentale dell'astrofisica.

Uno dei campi di ricerca più interessanti nell'ambito della fisica solare, sul quale la comunità scientifica internazionale rivolge da anni grande attenzione, è lo studio del magnetismo solare. L'attività di ricerca dell'IRSOL rientra in questo campo, e si concentra in particolare sullo studio dei campi magnetici presenti in fotosfera e cromosfera. La fotosfera è lo strato più interno dell'atmosfera solare, con un'estensione di poche centinaia di chilometri, dal quale proviene quasi tutta la radiazione luminosa che riceviamo (è ciò che vediamo osservando il Sole in luce bianca). La cromosfera è lo strato immediatamente al di sopra della fotosfera, si estende fino ad una quota di circa 2000 km, ed è caratterizzato da una temperatura più elevata e una minore densità di materia. Salendo dalla fotosfera alla cromosfera e da questa fino alla corona, la temperatura aumenta rapidamente dai 6000 gradi tipici della fotosfera fino al milione di gradi della corona, e il plasma da parzialmente ionizzato diventa totalmente ionizzato. Mentre a livello fotosferico la dinamica del plasma è dominata da fenomeni di tipo termico (moti convettivi), e le linee di forza del campo magnetico sono trascinate dai moti del plasma, a livello coronale è il plasma ad adattarsi alla struttura del campo magnetico, come testimoniano, ad esempio, le

strutture ad arco che si possono osservare in alcune immagini della corona. Indicando con β il rapporto tra la pressione del gas e la pressione magnetica, si ha dunque $\beta > 1$ in fotosfera e $\beta < 1$ in corona. L'aumento di temperatura dalla fotosfera alla corona rappresenta uno dei grandi problemi ancora irrisolti della fisica solare, ed è chiaro che la sua soluzione passa attraverso un approfondito studio della cromosfera e della cosiddetta regione di transizione, ossia degli strati chiave in cui il parametro β passa da valori maggiori di 1 a valori minori di 1. Diversi meccanismi fisici sono stati proposti per risolvere il cosiddetto problema del riscaldamento coronale, e in tutti i casi il campo magnetico gioca un ruolo fondamentale. Sfortunatamente le nostre attuali conoscenze sui campi magnetici presenti in cromosfera e nella regione di transizione sono ancora molto limitate. Di qui il grande interesse rivolto verso lo sviluppo di nuovi metodi diagnostici, basati su tecniche spettropolarimetriche, che permettano di determinare l'intensità e la topologia dei campi magnetici in tali regioni.

In seguito, nei prossimi sottocapitoli, riassumeremo brevemente alcuni concetti utili a descrivere l'argomento della nostra ricerca, collocandolo nel contesto generale dello sviluppo del sapere e delle questioni ancora aperte cui si sta cercando di dare una risposta.

Riassumeremo pure le attuali conoscenze sul campo magnetico solare e sulla sua variabilità con il tempo, contestualizzando la problematica nella quale si inserisce il lavoro che descriviamo in questo rapporto.

Il capitolo 2 sarà dedicato alla strumentazione utilizzata e verranno citate le principali innovazioni tecniche realizzate durante il periodo relativo alla borsa cantonale di ricerca.

Uno dei progetti dell'IRSOL che promette un ancor maggiore coinvolgimento del nostro istituto nella comunità della fisica solare, è legato all'installazione di un sistema ZIMPOL sul telescopio GREGOR a Tenerife. Nel capitolo 3 viene riassunto lo stato attuale del progetto.

Il lavoro di ricerca verrà descritto in dettaglio al capitolo 4, presentando la metodologia seguita, i risultati e gli sviluppi futuri del progetto. Particolare importanza viene data ai risultati non ancora pubblicati relativi ad un progetto sinottico seguito dal nostro istituto.

I recenti lavori pubblicati su riviste scientifiche vengono presentati in appendice.

1.1 La polarizzazione della luce

La luce può idealmente essere considerata come una sovrapposizione di onde piane elettromagnetiche monocromatiche caratterizzate da: una direzione di propagazione, una lunghezza d'onda, un'intensità e uno stato di polarizzazione. Quest'ultima proprietà, tipica delle onde trasversali, indica l'andamento della direzione di oscillazione del campo elettrico sul piano perpendicolare alla direzione di propagazione. In generale il vettore campo elettrico descrive in tale piano un'ellisse, e si parla in questo caso di polarizzazione ellittica. Se l'ellisse degenera in un segmento si parla di polarizzazione lineare, mentre se degenera in una circonferenza si parla di polarizzazione circolare (destrorsa o sinistrorsa). Considerando una sovrapposizione incoerente di onde luminose di lunghezze d'onda diverse, si possono in generale ottenere fasci di luce non polarizzati, nei quali dal punto di vista polarimetrico nessun modo di oscillare prevale statisticamente sull'altro, oppure parzialmente polarizzati se alcuni modi di oscillazione prevalgono sugli altri.

L'intensità luminosa è legata all'ampiezza delle oscillazioni e in astronomia è definita in base alla quantità di energia trasportata dalla luce per unità di superficie, di tempo, di angolo solido e di banda di frequenza. La relativa unità SI di misura è $\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{ sr sec Hz}}$. Tuttavia spesso nelle misure astronomiche è interessante soltanto il confronto fra diverse intensità misurate e non il valore assoluto. Dunque si procede spesso a definire l'intensità in termini relativi con unità arbitrarie. Operativamente quando si misura luce quasi monocromatica, per comodità si associa tipicamente all'intensità il numero di conteggi di fotoni fornito dal sensore di misura (es. CCD), visto che esso lo si può considerare proporzionale all'intensità assoluta.

Grazie alla peculiarità dei nostri occhi ci appare immediato l'utilizzo dell'informazione ricavabile sia dalla direzione di propagazione (permette di ricavare un'immagine della struttura che emette la luce) sia dalla lunghezza d'onda (ci dà il colore della sorgente). Meno immediato ma altrettanto importante è l'informazione che potenzialmente possiamo ricavare dalla polarizzazione, dell'onda elettromagnetica. I nostri occhi non sono sensibili (o solamente in modo estremamente marginale) alla polarizzazione, dunque ci sfugge l'esperienza diretta, ma le informazioni fisiche veicolate da questa proprietà della radiazione possono in molti casi rivelarsi essenziali.

Per definire la polarizzazione di un fascio di luce è molto utile riferirsi alla descrizione in termini di vettori di Stokes. Quattro componenti descrivono completamente lo stato di polarizzazione del fascio luminoso: I , Q , U , V , la cui rappresentazione schematica è riportata nella Figura 1.1.

Il parametro I corrisponde all'intensità totale del fascio di luce preso in considerazione.

Q è la differenza tra l'intensità misurata dopo un polarizzatore lineare ideale orientato in una direzione scelta (direzione di riferimento) meno quella misurata

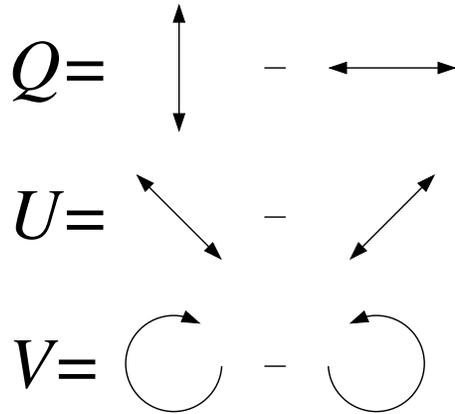


Figura 1.1: Rappresentazione schematica della definizione dei parametri di Stokes, supposto che l'osservatore guardi la sorgente luminosa.

ruotando il polarizzatore di 90° .

U corrisponde alla differenza tra l'intensità misurata dopo il polarizzatore lineare ruotato di 45° rispetto alla direzione di riferimento e quella misurata ruotando il polarizzatore a -45° . Gli angoli sono misurati in senso antiorario rispetto all'osservatore che guarda la sorgente luminosa.

V è la differenza tra l'intensità misurata dopo un polarizzatore circolare destrorso ideale e quella misurata dopo un polarizzatore circolare sinistrorso ideale.

Da notare che se la luce è polarizzata completamente vale la relazione

$$Q^2 + U^2 + V^2 = I^2 \quad (1.1)$$

Per la luce parzialmente polarizzata vale invece:

$$Q^2 + U^2 + V^2 < I^2 \quad (1.2)$$

Frequentemente i quattro parametri di Stokes vengono anche rappresentati tramite un vettore S chiamato vettore di Stokes:

$$S = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

E' spesso utile anche specificare la polarizzazione in termini di polarizzazione frazionaria, cioè considerando i rapporti I , Q/I , U/I e V/I .

Nell'ottica della misurazione di intensità con sensori digitali, possiamo considerare la luce come formata da fotoni, pacchetti elementari di luce che costituiscono la

radiazione elettromagnetica. Ogni fotone che arriva dal Sole è stato generato da un particolare evento fisico in un determinato luogo e può portare in sé informazioni sul processo che lo ha formato. In realtà misuriamo grandi numeri di fotoni ed utilizziamo tecniche di misura statistiche applicate alle nostre osservazioni. Considerando la statistica poissoniana, l'incertezza statistica relativa delle misure di intensità, σ , segue l'andamento della radice quadratica del numero N di fotoni:

$$\sigma \sim \sqrt{N} \quad (1.4)$$

Dunque, dal punto di vista meramente statistico, per raggiungere una sensibilità di misura di polarizzazione frazionaria dell'ordine di 10^{-5} , è necessario rilevare più di 10^{10} fotoni. Anche se il Sole può apparire luminoso, se vogliamo distinguere spazialmente e spettralmente i segnali di polarizzazione al limite risolutivo del telescopio e dello spettrografo, subito siamo confrontati con flussi di fotoni ridotti che richiedono tempi di misura tipicamente di decine di minuti per ottenere le alte precisioni polarimetriche permesse dal polarimetro ZIMPOL da noi utilizzato.

Chiaramente oltre all'incertezza puramente statistica, nella realtà si deve fare i conti con altre fonti di errore. Oltre alle imperfezioni strumentali, grosse difficoltà vengono introdotte dall'irrequietezza dell'atmosfera terrestre attraversata dalla luce che giunge al telescopio. Fenomeni di turbolenza introducono movimenti stocastici nell'immagine prodotta da un telescopio. Sono riassunti dal termine inglese "seeing" e si possono distinguere fondamentalmente in movimenti trasversali dell'immagine e in un effetto di sfuocatura dato dall'apparente "ribollire" dell'immagine. Come vedremo nel capitolo 2.2 questi effetti rendono difficile la misura della polarizzazione. Tuttavia con la tecnica di misura del polarimetro ZIMPOL, gli effetti dovuti all'atmosfera terrestre vengono ridotti in larga misura grazie a particolari accorgimenti tecnici.

1.2 Diagnosi del campo magnetico tramite la polarimetria

Consideriamo un insieme di fotoni aventi una lunghezza d'onda compresa in un piccolo intervallo spettrale e provenienti da una zona del sole di dimensioni paragonabili al limite risolutivo del telescopio. Nel caso non vi sia nessun fenomeno fisico che perturbi l'omogeneità e l'isotropia nel volume osservato a quella lunghezza d'onda, allora non vi è nessuna ragione per la quale una componente particolare di polarizzazione debba essere favorita. La luce ci giunge in questo caso non polarizzata. Segnali di polarizzazione vengono invece generati da una situazione nella quale viene introdotto un fattore che rompe lo stato di simmetria nella regione osservata, come per esempio la presenza di un campo magnetico oppure un'illuminazione anisotropa del plasma che diffonde la luce.

La presenza di un campo magnetico nell'atmosfera solare dalla quale vengono emessi i fotoni che rileviamo con la nostra strumentazione, può avere degli effetti sui livelli energetici degli atomi dai quali parte di questi fotoni sono emessi. I principali effetti fisici che entrano in gioco, permettendoci di sviluppare metodi diagnostici relativi al campo magnetico, sono l'effetto Zeeman e l'effetto Hanle che si manifestano introducendo o alterando segnali di polarizzazione nelle righe spettrali. Sfruttando opportunamente questi meccanismi, possiamo ottenere informazioni sulle condizioni esistenti sul Sole che hanno dato origine ai segnali misurati. Le particolari condizioni del plasma solare unite alla geometria e all'intensità del campo magnetico possono essere ricostruite entro limiti fisici imposti dalla qualità e dalla modalità delle misure o da fattori intrinseci dell'atmosfera solare e dei suoi modelli.

1.2.1 Effetto Zeeman

L'effetto Zeeman¹ si manifesta nel caso di assorbimento o emissione di fotoni da parte di atomi in presenza di un campo magnetico.

Consideriamo una transizione atomica tra un livello superiore caratterizzato dal numero quantico J_u e un livello inferiore caratterizzato dal numero quantico J_ℓ , con J il numero quantico associato al momento angolare totale. Secondo la meccanica quantistica, un atomo che si trovi in un dato livello J può occupare uno qualsiasi dei $(2J + 1)$ sottolivelli magnetici, caratterizzati dal numero quantico M (numero quantico associato alla proiezione del momento angolare totale lungo l'asse di quantizzazione). Le transizioni permesse nei processi di assorbimento ed emissione di fotoni devono soddisfare le regole di selezione della meccanica quantistica. In particolare, possono aver luogo solo transizioni tali che la variazione del numero quantico magnetico $\Delta M = M_u - M_\ell$ sia pari a 0 o ± 1 . Le componenti spettrali con $\Delta M = 1$ vengono indicate con σ_b , quelle con $\Delta M = -1$ con σ_r , mentre quelle con $\Delta M = 0$ con π . I fotoni emessi nelle varie transizioni tra i sottolivelli magnetici M_u del livello superiore e i sottolivelli M_ℓ del livello inferiore sono caratterizzati da ben definite proprietà di polarizzazione che dipendono dall'angolo tra la direzione di emissione e l'asse di quantizzazione, e dal valore di ΔM . Tali proprietà sono riassunte nella Figura 1.2. In assenza di campo magnetico, i sottolivelli M di un dato livello J sono degeneri (hanno tutti la stessa energia). Le varie componenti σ_b , σ_r e π cadono quindi tutte alla stessa lunghezza d'onda e, come si può dimostrare, la radiazione emessa in qualsiasi direzione risulta totalmente non polarizzata. In presenza di un campo magnetico \vec{B} , scegliendo l'asse di quantizzazione lungo la direzione di \vec{B} , i sottolivelli magnetici si separano in energia. Come conseguenza si crea una suddivisione delle righe spettrali in sotto-componenti di lunghezza d'onda leggermente differente. Per campi magnetici non troppo elevati (regime di effetto Zeeman), la differenza in lunghezza d'onda $\Delta\lambda_B$ è proporzionale all'intensità del campo magnetico B . Se l'osservatore è posto nella stessa direzione del campo magnetico \vec{B} , si parla di effetto Zeeman longitudinale. Come mostrato in Figura 1.2 (tenendo conto che il campo magnetico è diretto lungo l'asse di quantizzazione z), solo le componenti σ_r e σ_b , aventi polarizzazione circolare una opposta dell'altra, contribuiscono alla radiazione emessa in questa direzione. Poiché tali componenti, in presenza del campo, sono separate in lunghezza d'onda, la radiazione emessa risulterà caratterizzata da un certo grado di polarizzazione circolare, dipendente dalla lunghezza d'onda. Se l'osservatore è posto nella direzione perpendicolare al campo magnetico, si parla allora di effetto Zeeman trasversale. In questo caso, come mostrato in Figura 1.2, tutte le componenti contribuiscono alla radiazione emessa. Le componenti π sono polarizzate linearmente lungo la direzione del campo, mentre le componenti σ sono entrambe

¹L'effetto Zeeman porta il nome del suo scopritore Pieter Zeeman, che grazie alla sua scoperta è stato insignito del premio Nobel nel 1902.

polarizzate linearmente perpendicolarmente ad esso. Poiché le varie componenti sono separate in lunghezza d'onda, la radiazione risultante sarà caratterizzata da un certo grado di polarizzazione lineare, dipendente dalla lunghezza d'onda.

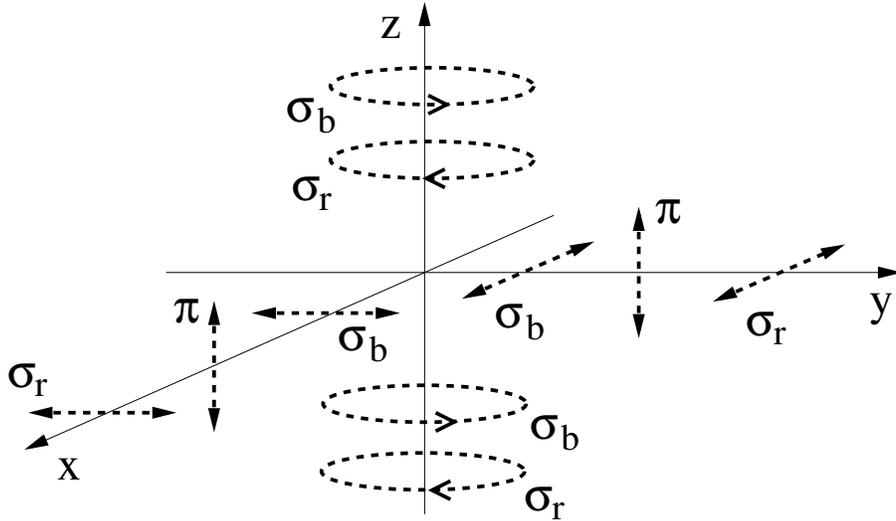


Figura 1.2: Proprietà di polarizzazione della radiazione emessa dalle varie componenti Zeeman. L'asse z è l'asse di quantizzazione. (Belluzzi, 2011)

Osservando lo spettro solare, bisogna tener presente che a meno di valori del campo magnetico molto intensi come quelli presenti nelle macchie, le componenti Zeeman risultano difficilmente distinguibili nelle immagini di intensità (Stokes I). Infatti le righe spettrali presentano una larghezza generalmente superiore a $\Delta\lambda_B$ a causa soprattutto dell'effetto Doppler generato dai movimenti termici del plasma. L'effetto Zeeman è per contro molto ben visibile nelle immagini spettrali di polarizzazione Q/I , U/I e V/I . Nelle immagini di polarizzazione circolare V/I si osservano tipicamente dei segnali simmetrici legati alla componente longitudinale del campo magnetico, mentre nella polarizzazione lineare Q/I e U/I si osservano tipicamente dei segnali simmetrici che forniscono l'informazione sulla componente trasversale del campo magnetico (vedi per esempio la Figura 1.3).

Per campi magnetici non troppo intensi, nel caso dell'effetto Zeeman longitudinale (campo magnetico diretto lungo l'asse di osservazione) il segnale di polarizzazione circolare si può in prima approssimazione calcolare come (Stenflo, 2013b)

$$V \approx -\Delta\lambda_B \frac{\partial I_0}{\partial \lambda} \quad (1.5)$$

dove I_0 rappresenta il profilo spettrale di intensità nel limite in cui il campo magnetico scompare. Dunque il segnale di V è in relazione di proporzionalità con il campo

magnetico B e la derivata parziale dell'intensità rispetto alla lunghezza d'onda

$$V \sim B \frac{\partial I}{\partial \lambda} \quad (1.6)$$

Nel caso dell'effetto Zeeman trasversale (campo magnetico perpendicolare all'asse di osservazione), prendendo la direzione di riferimento per Q positivo lungo la direzione del campo magnetico si ottiene in prima approssimazione

$$Q \approx -\frac{1}{4}(\Delta\lambda_B)^2 \frac{\partial^2 I}{\partial \lambda^2} \quad (1.7)$$

Dunque

$$Q \sim B^2 \frac{\partial^2 I}{\partial \lambda^2} \quad (1.8)$$

Dalle equazioni 1.5, 1.6, 1.7 e 1.8 si può dedurre che i segnali di Zeeman nella polarizzazione circolare sono generalmente molto più ampi di quelli misurati nella polarizzazione lineare.

Per una descrizione approfondita dell'effetto Zeeman rimandiamo per esempio al capitolo 4.4 del libro di Landi Degl'Innocenti (2007) oppure al capitolo 3 dell'articolo di Stenflo (2013b).

Esempi osservativi di strutture polarimetriche generate dall'effetto Zeeman

Consideriamo la Figura 1.3 che riporta un'osservazione descritta nell'articolo Bianda et al. (2011a). L'immagine riportata nel rettangolo superiore, rappresenta lo spettro solare osservato attorno alla riga del calcio neutro a 4227 \AA . Questa regione spettrale proviene da una porzione del disco solare riportata nella Figura 1.4 che corrisponde ad un'area estesa per circa un decimo del diametro solare. La riga nera verticale di questa figura rappresenta la posizione della fenditura dello spettrografo; la luce che entra in questa fenditura passa nello spettrografo e viene scomposta come riportato nell'immagine superiore della Figura 1.3. Questa immagine rappresenta l'intensità spettrale. Sull'asse delle ascisse è rappresentata la lunghezza d'onda, mentre le ordinate forniscono la posizione delle varie regioni intercettate dalla fessura.

Le tre immagini inferiori Q/I , U/I e V/I rappresentano la polarizzazione in corrispondenza all'immagine di intensità. Il bianco corrisponde a valori positivi, mentre valori negativi sono rappresentati dal nero. In assenza di polarizzazione si ha un livello di grigio intermedio. La direzione di polarizzazione lineare corrispondente a $+Q$ è parallela alla direzione della fenditura dello spettrografo che è stata orientata in modo da essere parallela al bordo solare più vicino.

A titolo di esempio consideriamo la riga a 4224.5 \AA originata da atomi del ferro neutro presenti nell'atmosfera solare. Nell'immagine dell'intensità notiamo la riga

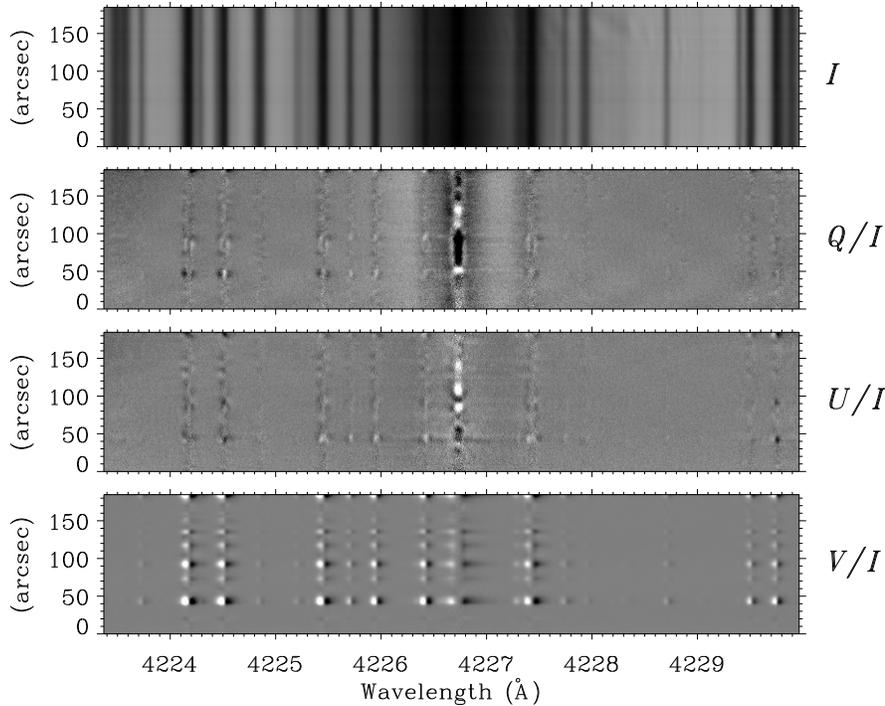


Figura 1.3: Misura dello stato di polarizzazione in un intervallo di spettro solare attorno alla riga del calcio neutro a 4227 \AA vicino al centro del disco solare, osservato all'IRSOL il 22 ottobre 2010.

di assorbimento dovuta alla presenza di atomi di ferro che assorbono i fotoni provenienti da strati atmosferici più profondi. La transizione atomica all'origine di questa linea coinvolge livelli energetici degeneri, e in presenza di un campo magnetico orientato si ha l'effetto Zeeman. Il modo di manifestarsi dell'effetto Zeeman può essere visto, per esempio, alla posizione $45''$. Nell'immagine inferiore (V/I) si possono osservare i segnali di polarizzazione prodotti dall'assorbimento selettivo delle componenti σ e connessi alla componente del campo magnetico longitudinale. La componente di campo magnetico proiettata su un piano perpendicolare alla linea di vista (componente orizzontale) dà invece origine a dei segnali di polarizzazione lineare, riscontrabili nelle immagini Q/I e U/I . In questo caso i segnali di polarizzazione sono simmetrici rispetto al centro della riga.

Da questi dati è possibile, in prima approssimazione, ricostruire l'intensità e la direzione del campo magnetico interessato. In realtà si deve considerare che la porzione di superficie risolta ha un'estensione di varie centinaia di chilometri e che in questa porzione di Sole osservata il campo magnetico può presentare delle variazioni.

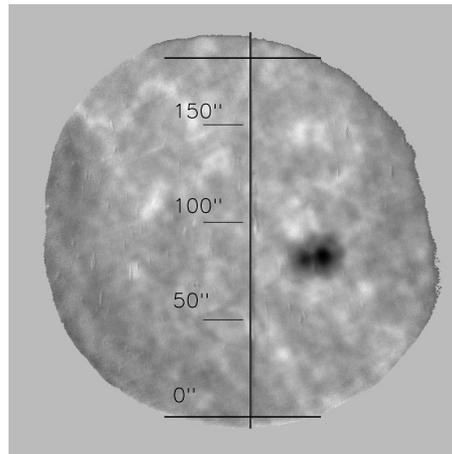


Figura 1.4: Zona dalla quale proviene lo spettro riportato nella Figura 1.3; la riga verticale corrisponde alla fessura all'entrata dello spettrografo; le due righe orizzontali indicano gli estremi inferiori e superiori della zona analizzata. L'immagine è presa con un filtro a banda passante molto stretta centrata su una riga del calcio nell'ultravioletto.

Inoltre la luce osservata proviene da uno strato dell'atmosfera con uno spessore pure di alcune centinaia di chilometri. Ciò che viene misurato corrisponde dunque alla somma di contributi di zone differenti. La realtà è dunque più complessa, e con la misura dell'effetto Zeeman otteniamo un valore medio del campo magnetico.

Nella Figura 1.3 possiamo anche notare la differenza di ampiezza tra i segnali antisimmetrici di polarizzazione circolare (V/I) dovuti al campo longitudinale e i più deboli segnali simmetrici di polarizzazione lineare (Q/I e U/I) dovuti alla componente trasversale del campo magnetico, come discusso nella parte teorica.

1.2.2 Effetto Hanle

L'effetto Hanle si manifesta come alterazione generata da un campo magnetico dei segnali di polarizzazione da diffusione.

Meno conosciuto dell'effetto Zeeman, l'effetto Hanle è legato al fenomeno della polarizzazione atomica, ossia al fatto che, sotto determinate condizioni, i vari sottolivelli magnetici di un dato livello energetico possono non essere ugualmente popolati, e interferenze quantistiche (o coerenze) possono essere generate tra coppie di sottolivelli. Mentre i segnali di polarizzazione prodotti per effetto Zeeman sono dovuti, come visto, al fatto che in presenza di un campo magnetico le varie componenti Zeeman cadono a frequenze diverse, l'effetto Hanle consiste nella variazione della polarizzazione di diffusione dovuta alla modifica, prodotta dal campo magnetico, delle interferenze quantistiche tra sottolivelli con differente numero quantico M .

La polarizzazione da diffusione e il Secondo spettro solare

Un modello classico può aiutare a capire il fenomeno della polarizzazione da diffusione, sempre però tenendo conto dei limiti di un tale modello nello spiegare fenomeni di meccanica quantistica. Raffiguriamo un atomo come un insieme di tre dipoli elettrici. Immaginatoci questo "atomo" al centro di una sistema cartesiano con assi: x , y e z (con z positivo diretto verso l'alto). Illuminiamo l'atomo con un fascio di radiazione collimato, non polarizzato, propagantesi lungo l'asse z (verso le z positive), e consideriamo la radiazione emessa dall'atomo lungo l'asse x (processo di diffusione a 90°). Poiché il campo elettrico associato al fascio incidente giace nel piano x - y , solo gli oscillatori diretti lungo gli assi x e y vengono eccitati. Ricordando le proprietà della radiazione emessa da un dipolo, si trova che solo l'oscillatore diretto lungo l'asse y contribuisce alla radiazione emessa lungo l'asse x , e che tale radiazione risulta totalmente linearmente polarizzata lungo l'asse y , ossia perpendicolarmente al piano di diffusione (x - z). Se si considera la radiazione diffusa nel piano x - z ($z > 0$, ossia un processo di diffusione ad un angolo minore di 90°), allora anche l'oscillatore lungo l'asse y darà il suo contributo. Poiché abbiamo assunto che il fascio di radiazione incidente sia non polarizzato, gli oscillatori lungo gli assi x e y sono eccitati in modo incoerente (non c'è nessuna relazione di fase tra loro) e anche i loro contributi si sommano in modo incoerente. Conseguentemente, la radiazione diffusa sarà ancora linearmente polarizzata perpendicolarmente al piano di diffusione, ma con un grado di polarizzazione lineare minore. Con lo stesso ragionamento si dimostra che radiazione diffusa lungo l'asse z (forward scattering) è invece totalmente non polarizzata.

Processi di diffusione analoghi a quello sopra descritto sono responsabili della polarizzazione lineare, parallela al bordo del disco solare, che si osserva in regioni prossime al lembo. Ovviamente la radiazione che illumina gli atomi presenti nell'atmosfera solare non è perfettamente collimata lungo la verticale locale (come

nell'esempio precedente), ma è comunque caratterizzata da un certo grado di anisotropia, dovuta al fatto che la radiazione proviene dagli strati inferiori dell'atmosfera risulta molto più intensa di quella proveniente dagli strati più esterni.

La polarizzazione prodotta attraverso processi di diffusione di questo tipo (in cui è importante notare che non è necessaria la presenza di un campo magnetico) viene generalmente indicata come polarizzazione da diffusione o polarizzazione di risonanza.

Uno dei lavori significativi eseguiti all'IRSOL è la realizzazione di un atlante di questi segnali di polarizzazione lineare misurati in prossimità del bordo in funzione della lunghezza d'onda (Gandorfer, 2000, 2002). La struttura spettrale di tali misure di polarizzazione lineare sono stati denominati "Secondo spettro solare", per sottolinearne la ricchezza di informazioni e la sua differenza e complementarità rispetto allo spettro tradizionale.

Modello classico dell'effetto Hanle

Riprendiamo lo stesso modello atomico ad oscillatori utilizzato in precedenza, ma sostituiamo l'oscillatore lineare diretto lungo l'asse y con due oscillatori circolari (uno destrorso e uno sinistrorso) giacenti nel piano $y-z$. Dovendo il nuovo modello essere equivalente al precedente, è importante notare che i due oscillatori circolari (di frequenza ν_0) sono eccitati dal fascio incidente con una ben definita relazione di fase, in modo che la carica risulti oscillare lungo l'asse y . In presenza di un campo magnetico diretto lungo l'asse x , è facile verificare che i due oscillatori circolari inizieranno ad oscillare a frequenze $(\nu_0 + \nu_L)$ e $(\nu_0 - \nu_L)$, con ν_L la frequenza di Larmor, così che la loro relazione di fase viene gradualmente persa, e la carica inizia a muoversi nel piano $y-z$ descrivendo traiettorie a rosetta come quelle rappresentate in Figura 1.5. È necessario a questo punto tener conto che un generico stato atomico ha una vita media finita τ (nel nostro modello semi-classico questo si traduce nel considerare oscillatori smorzati). Se l'intensità del campo magnetico è tale che la frequenza di Larmor è dello stesso ordine di grandezza di $1/\tau$, allora la carica descrive la traiettoria rappresentata nel pannello di destra della Figura 1.5. Tenendo conto che la polarizzazione della radiazione emessa è data da una sorta di media di tale traiettoria, si vede che il campo magnetico riduce il grado di polarizzazione lineare e ruota il piano di polarizzazione. Se il campo magnetico è molto intenso, così che la frequenza di Larmor è molto maggiore dell'inverso della vita media, allora la carica descrive la traiettoria rappresentata nel pannello di sinistra della Figura 1.5, e la radiazione emessa risulta totalmente non polarizzata.

Una trattazione rigorosa dell'effetto Hanle richiede l'ausilio della meccanica quantistica. Quantisticamente non si parlerà più di oscillatori e relazioni di fase tra diversi oscillatori, ma di livelli e sottolivelli atomici e di interferenze quantistiche tra questi. Come menzionato in precedenza, l'effetto Hanle consiste nella variazione delle in-

terferenze tra diversi sottolivelli magnetici (l’analogo della variazione delle relazioni di fase tra diversi oscillatori) prodotta da un campo magnetico, e nella conseguente modifica della polarizzazione di risonanza della radiazione diffusa, in generale una diminuzione del grado di polarizzazione lineare e una rotazione del piano di polarizzazione. In particolare, si può dimostrare che il campo magnetico B_H necessario per rendere apprezzabile l’effetto Hanle, lo si ottiene confrontando la separazione dei livelli indotta dall’effetto Zeeman con la larghezza naturale dei livelli energetici coinvolti ed è espressa dalla formula

$$B_H \approx \frac{(1.137 \cdot 10^{-7}) \text{ gauss} \cdot \text{s}}{\tau \cdot g_J} \quad (1.9)$$

dove τ è il tempo medio di vita del livello energetico in considerazione (superiore o inferiore) e g_J il fattore di Landé (c.f. Trujillo Bueno, 2006)

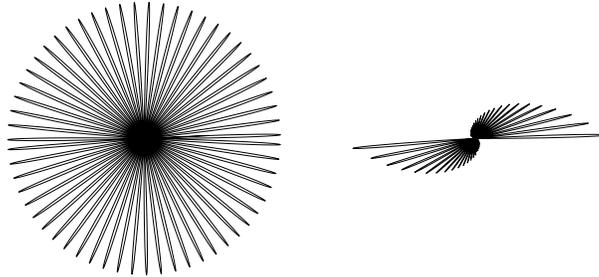


Figura 1.5: A sinistra una figura a “rosetta” che rappresenta il movimento non smorzato di un elettrone che si trova in presenza di un campo magnetico (vedi il testo), a destra la stessa situazione, ma questa volta il movimento è smorzato.

Segnali osservati generati dall’effetto Hanle

Ci concentriamo ora sugli effetti che possono essere osservati.

Nella Figura 1.6 viene riportata una misura dello stato di polarizzazione in un intervallo dello spettro solare attorno alla riga del calcio neutro a 422.7 nm. L’osservazione è stata fatta vicino al bordo solare con la fenditura orientata parallelamente al bordo stesso per una lunghezza corrispondente a poco più di 200”. Nell’immagine di intensità si riconosce al centro la riga del calcio che si forma nella cromosfera. Le altre righe sono quasi tutte formate da atomi del ferro. Nell’immagine Q/I possiamo vedere segnali del Secondo spettro solare. Non entriamo nei dettagli della polarizzazione presente nelle ali della riga del calcio concentrandoci nei segnali che possiamo vedere al centro della riga, di ampiezza variabile in funzione della regione

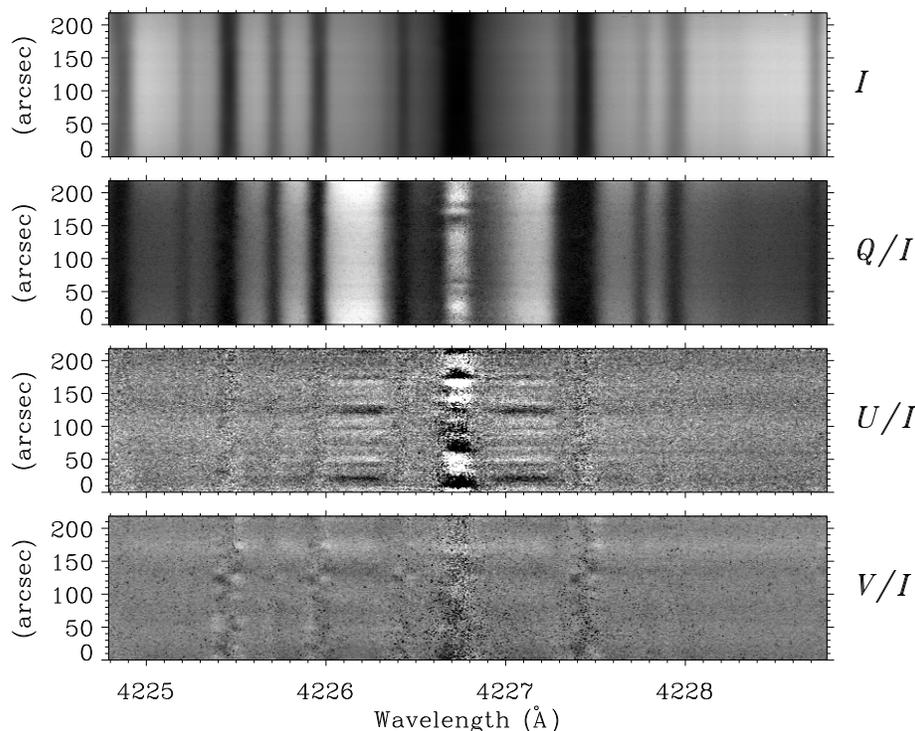


Figura 1.6: Misura del vettore di Stokes nella regione spettrale attorno alla riga del calcio neutro 422.7 nm registrata il 12 giugno 2009 vicino al bordo nord del Sole. Le strutture riscontrabili al centro della riga sono spiegate nel testo. (Bianda et al., 2011b)

osservata. In assenza di campo magnetico ci aspetteremmo un segnale uniforme di polarizzazione lungo tutta la fenditura, presente in Q/I ma assente in U/I (per motivi di simmetria). In questo caso siamo però in presenza di deboli campi magnetici orientati diversamente a seconda della posizione lungo fessura. L'effetto di questi campi è di depolarizzare il segnale di polarizzazione da diffusione e di ruotare il piano di polarizzazione. Ciò ha come conseguenza il fatto di introdurre chiari segnali di polarizzazione al centro della riga in U/I . Questa misura può essere capita utilizzando il modello classico precedentemente spiegato.

Descriviamo ora il caso che verrà utilizzato nel nostro progetto di misure sinottiche. La misura riportata nella Figura 1.7 è stata eseguita vicino al bordo solare, con la fenditura dello spettrografo orientata parallelamente al bordo.

Nell'immagine di intensità vediamo un intervallo dello spettro solare da 513.7 nm a 514.4 nm nel quale si trovano righe del ferro neutro (le più scure), e righe molecolari C_2 . Siccome stiamo osservando molto vicini al bordo solare, ci sono le condizioni di asimmetria che danno origine al Secondo spettro solare come spiegato sopra. Le

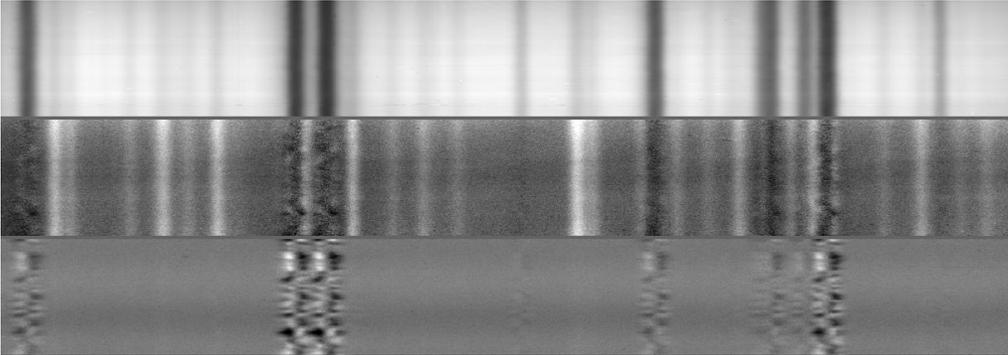


Figura 1.7: Misura in una regione di spettro attorno a 514.0 nm. Sono riportate l'intensità, la percentuale della polarizzazione lineare parallela alla direzione della fessura, Q/I , e il valore della percentuale di polarizzazione circolare.

transizioni molecolari sono molto efficaci per generare segnali di polarizzazione da diffusione.

La Figura 1.8 riporta i profili dell'immagine di intensità e dell'immagine di polarizzazione Q/I mediata su un intervallo spaziale di $120''$ attorno alla zona centrale. I segnali di polarizzazione lineare sono il Secondo spettro solare. In assenza di un campo magnetico i tre picchi a 5140.0\AA , 5140.2\AA e 5140.4\AA , dovrebbero presentare lo stesso valore. Nelle nostre misure ciò non è il caso. La ragione va ricercata nel fatto che le transizioni che danno origine alle tre righe spettrali rispondono in modo differente al campo magnetico. I segnali di U/I risultano invece sempre uguali a zero. Questo è dovuto al fatto che stiamo osservando una regione in cui è presente un campo magnetico turbolento formato da un grande insieme di campi con intensità e direzioni variabili. I vari contributi alla rotazione del piano di polarizzazione dati dalle singole componenti del campo magnetico in media si annullano, mentre rimane l'effetto depolarizzante. La sensibilità a campi turbolenti è uno dei vantaggi dell'effetto Hanle rispetto all'effetto Zeeman.

Come vedremo, considerando il rapporto tra i segnali di polarizzazione lineare, è possibile elidere molti parametri che dovrebbero essere considerati se si volesse analizzare solamente il segnale prodotto in una singola riga. Ciò introdurrebbe elementi di incertezza che non permetterebbero di ottenere la precisione richiesta per la misura del campo magnetico medio.

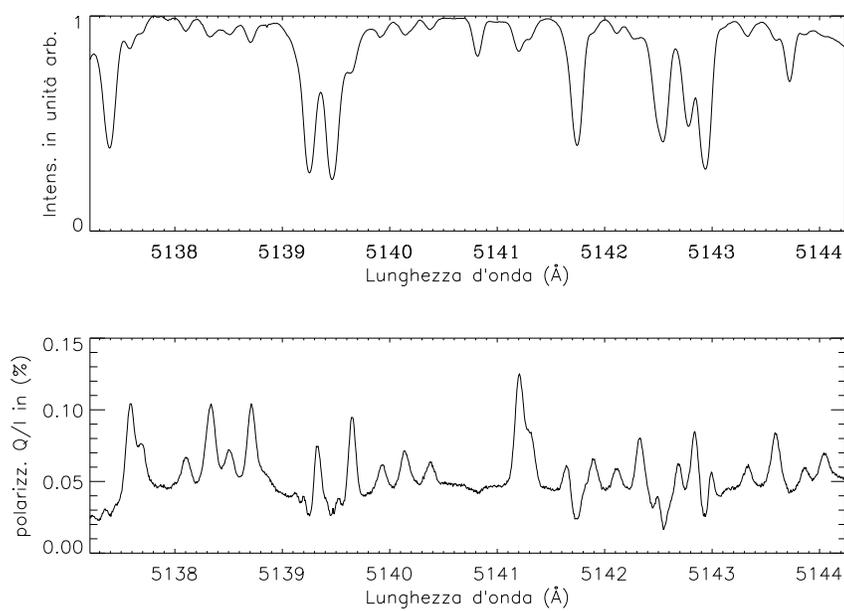


Figura 1.8: Profili dell'intensità e della polarizzazione Q/I ricavati dalle osservazioni riportate nella figura 1.7. Da notare che in ascissa si riporta una scala ampia 1.5 per mille.

1.2.3 L'attività solare e la sua variabilità

Dalla scoperta della presenza di campi magnetici sul Sole, grazie alle misure dell'effetto Zeeman nelle macchie solari da parte di Hale (1908), lavori si sono succeduti per capire i meccanismi che stanno alla base dei fenomeni legati all'interazione tra materia e campo magnetico sul Sole stesso e nell'eliosfera in generale. Alcuni di tali fenomeni danno origine alla variabilità di eventi solari. Dal ciclo undecennale dell'attività solare, alla variazione dell'energia totale emessa, passando per la presenza di eruzioni solari e all'emissione di masse coronali (CME, coronal mass ejection) che possono raggiungerci e interagire con la Terra. Questi fenomeni, oltre che per motivi di interesse puramente conoscitivo, vanno studiati e capiti perché hanno conseguenze sulla Terra, specialmente per il moderno mondo tecnologico. Considerevoli disturbi alle radio-telecomunicazioni o danneggiamenti di satelliti costituiscono degli esempi.

Modello della dinamo globale

L'origine della periodicità di eventi solari può essere spiegata tenendo conto della rotazione differenziale. La rotazione del Sole non è quella di un corpo rigido; trattandosi di una sfera di gas in rotazione gli strati superficiali ruotano con periodi di rotazione che variano con la latitudine, più veloce all'equatore, meno veloce ai poli. Questo fatto, denominato rotazione differenziale, era stato messo in evidenza per la prima volta da Christopher Scheiner già nel diciassettesimo secolo studiando l'evoluzione temporale della posizione delle macchie solari. Di conseguenza sul Sole vi siano regioni in movimento che, a dipendenza della traiettoria che seguono, sono sottoposte alla forza di Coriolis che genera movimenti ciclonici. Questo fatto rompe la simmetria destra-sinistra e dà origine al fenomeno della dinamo globale, meccanismo suggerito originariamente da Parker (1955). Un modello per spiegare il comportamento del campo magnetico solare e la sua ciclicità fu suggerito da Babcock (1961) e può essere riassunto grazie alle figure 1.9 e 1.10 presenti nell'articolo originale.

Da una situazione iniziale con un campo magnetico poloidale, la rotazione differenziale fa sì che le linee di campo si avvolgano dando origine a campi toroidali. La direzione dei campi magnetici è opposta nei due emisferi (per esempio N-S nell'emisfero Nord e S-N nell'emisfero Sud, dove N e S rappresentano la polarità magnetica). I campi toroidali emergono alla superficie dando origine alla presenza di macchie e di regioni attive dipolari di segno opposto nei due emisferi. All'inizio i campi toroidali tendono ad emergere dalla superficie a latitudini elevate, per poi emergere vicino all'equatore solare.

Questo meccanismo spiega molti fatti osservativi, come l'apparire delle macchie solari a latitudini elevate all'inizio del ciclo solare per poi apparire a latitudini sempre più basse, vicino all'equatore alla fine del ciclo. Il modello tiene pure conto del diverso orientamento dei poli magnetici delle regioni attive dipolari presenti nei due

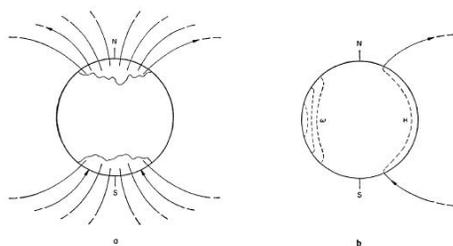


Figura 1.9: In (a) viene esposta una situazione di partenza nella quale si considerano linee di campo magnetico poloidali, che entrano ed escono dal Sole in regioni corrispondenti ai poli. La figura (b) indica la posizione della linea di campo all'interno del Sole (Babcock, 1961).

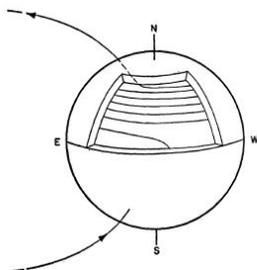


Figura 1.10: Illustrazione di come si presentano le linee di campo dopo che la rotazione differenziale ha permesso di avvolgerle fino a formare dei campi magnetici toroidali (Babcock, 1961).

emisferi nord e sud. Pure l'orientamento medio dei dipoli che forma un angolo con l'equatore è previsto dal modello. Fenomeni di ricombinazione delle linee di campo magnetico che avvengono nella corona, fanno sì che le linee di campo del campo toroidale che sfuggono dalla superficie solare si ricostituiscono come campi poloidali. Si arriva dunque alla ricostituzione di un campo poloidale, ma con polarità invertite rispetto alla situazione di partenza. Si inizia di nuovo il processo descritto, ma questa volta con le polarità invertite: dove prima si aveva un orientamento N-S ora si ha un orientamento S-N. In tale modo un ciclo solare completo dura due cicli solari, tempo necessario per tornare ad avere la situazione iniziale con la stessa polarità magnetica. Pure questo aspetto è conforme a quanto si misura sul Sole.

Il modello non tiene conto della complessità dei reali comportamenti della rotazione differenziale solare per cui si deve pure tener conto di fluttuazioni, movimenti stocastici, differenze in funzione della latitudine e della profondità dalla superficie, e anche di movimenti circolatori lungo i meridiani. Ciò complica evidentemente la

lettura del ciclo solare secondo il modello semplificato di Babcock.

Magnetogrammi ed evoluzione del campo magnetico

Utilizzando l'effetto Zeeman, è possibile ottenere delle mappe del campo magnetico longitudinale, ossia della componente orientata verso la Terra (magnetogrammi). Attualmente i migliori dati sono forniti dalla sonda SDO, Solar Dynamics Observatory, della NASA. La figura 1.11 presenta un magnetogramma del Sole preso con SDO. Osserviamo la complessità delle regioni bipolari dalle quali emergono le linee di campo dei campi magnetici toroidali presenti sotto la superficie solare. Bianco e nero corrispondono alla polarità che sopra abbiamo denominato con N, S. Nell'emisfero nord predomina l'orientamento bianco-nero (da sinistra a destra), nell'emisfero sud predomina l'orientamento nero-bianco.

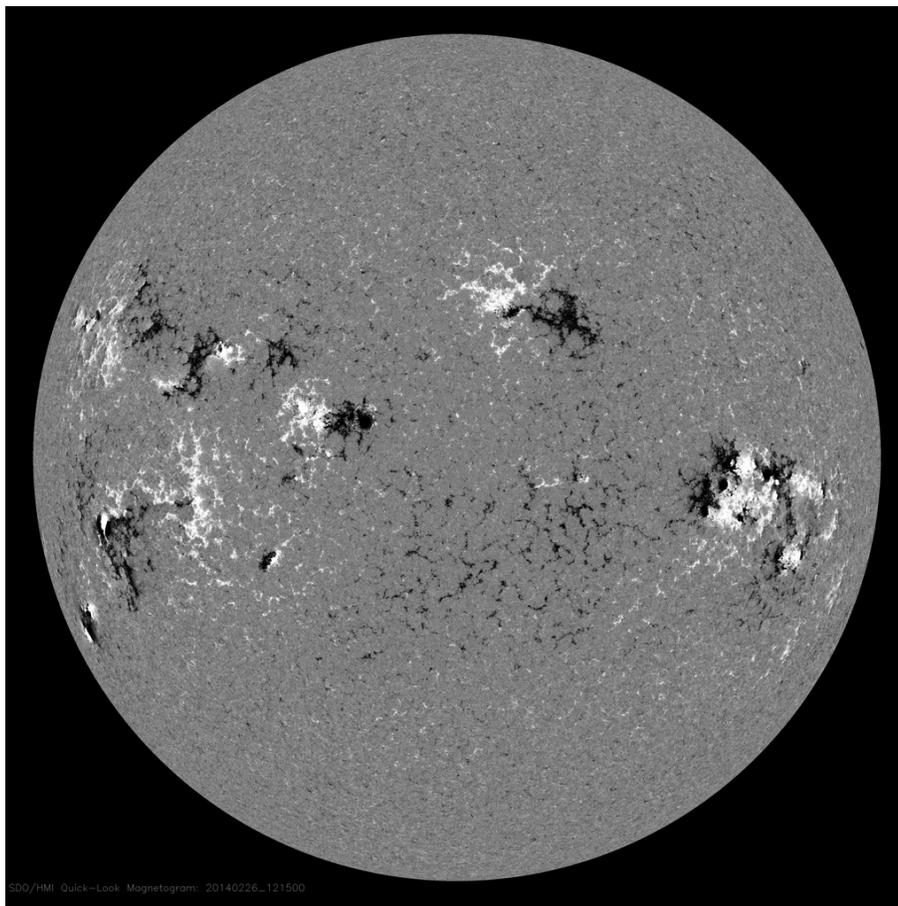


Figura 1.11: Magnetogramma della superficie solare misurata con la sonda statunitense Solar Dynamic Observatory, SDO, il 26 febbraio 2014.

Con il trascorrere del tempo, queste grandi regioni attive dipolari si frammentano. Meccanismi di rottura e diffusione turbolenta del campo magnetico danno origine a dipoli di campo magnetico confinati in aree sempre più piccole. L'orientamento medio della direzione dei dipoli non cambia con la grandezza spaziale dei dipoli e dipende solamente dalla latitudine. Ciò che invece cambia con le dimensioni dei dipoli è la dispersione attorno al valore medio, molto piccola per i grandi dipoli magnetici, molto importante per i dipoli di piccole dimensioni.

I campi magnetici che si estendono dai poli danno infine origine ai nuovi campi magnetici poloidali che generano il ciclo solare successivo.

Effetto dinamo locale

Lavori della fine degli anni '90 (Petrovay & Szakaly, 1993; Cattaneo, 1999), partendo dal presupposto che il campo magnetico solare non possa essere spiegato esclusivamente dal meccanismo della dinamo globale, suggerivano la possibilità di un meccanismo di dinamo locale, alimentato localmente dai movimenti presenti a livello della granulazione, e dunque indipendente dalle forze di Coriolis generati dalla rotazione differenziale.

Il punto di partenza per invocare la necessità di un effetto di dinamo locale sta nell'assunzione che il campo magnetico osservato non deriva solo dal campo magnetico generato dalla dinamo globale. Recenti lavori riassunti nella recensione di Stenflo (2013b), dimostrano però che una rigida analisi dei dati misurati dai magnetografi più performanti (lo strumento MDI presente sulla sonda SOHO, il magnetometro della sonda SDO e la sonda Hinode) riesce a spiegare i valori misurati a tutte le scale spaziali osservabili tramite i meccanismi di decadimento del campo magnetico distribuito inizialmente su grandi aree dipolari in piccoli dipoli omogeneamente diffusi sul disco solare.

Il tema è controverso. Per esempio un'ipotesi emersa analizzando dati di Hinode, prevede la presenza di intensi campi magnetici orizzontali (Lites et al., 2008). Analizzando gli stessi dati Stenflo (2013a) arriva a conclusioni opposte. Non è ancora possibile effettuare misure che provino in modo definitivo una o l'altra ipotesi.

Anche se i dati osservativi di campi magnetici risolti (dunque fino al limite inferiore, per l'estensione spaziale, di circa 250 km) possono essere spiegati dalla diffusione dei campi magnetici originati da effetti di dinamo globale, rimangono ancora aperti dei punti cruciali che è possibile riassumere in questi termini. Un lavoro di Trujillo Bueno et al. (2004), basato anche su dati misurati all'IRSOL, metteva in luce che il valore medio del campo magnetico a scale inferiori al potere di risoluzione anche dei migliori strumenti è molto più alto di quanto ci si aspettasse. Simili valori sono stati misurati all'IRSOL utilizzando righe molecolari (Shapiro et al., 2011). Una spiegazione di questo fatto potrebbe risiedere nell'esistenza, a scale inferiori alla risoluzione dei telescopi attuali, di processi di dinamo locali. I campi magnetici ge-

nerati su grandi scale spaziali decadono interessando aree sempre più piccole fino a raggiungere il limite della diffusione magnetica a scale di circa 25 m (Stenflo, 2013b), dimensione sotto la quale il campo magnetico non è più congelato nella materia circostante. Si sa dunque che anche al di sotto del limite di risoluzione spaziale non vi è per nulla una situazione omogenea, ma i fenomeni di movimenti turbolenti di materia che interagiscono con il campo magnetico continuano a scale sempre più piccole.

Si può già ora sapere che vi saranno dei limiti all'osservazione diretta di tali fenomeni. Anche se le prossime generazioni di telescopi potranno raggiungere risoluzioni spaziali molto alte, anche sull'ordine della decina di chilometri, la colonna di atmosfera che si vede osservando la superficie solare è profonda un centinaio di chilometri, indipendentemente dalla risoluzione angolare. Un elemento di risoluzione conterrà la storia di tutti gli eventi che avvengono in una colonna lunga quel centinaio di chilometri, impedendo l'osservazione diretta di solamente un piccolo cubo di materia, come vorremmo. Il fatto è sicuramente intrigante, perché a scale prossime al limite di risoluzione spaziale avvengono fenomeni, o si suppone avvengano fenomeni, che sono tema di interessanti dibattiti nella comunità dei fisici solari poiché vi sono differenti modelli e teorie scientifiche che si confrontano.

Abbiamo però già adesso una tecnologia che ci permette di ottenere informazioni sui campi magnetici di dimensioni nettamente al di sotto della risoluzione spaziale dei nostri strumenti. Consiste nell'utilizzare in modo appropriato l'effetto Hanle. Dobbiamo ricordarci che l'effetto Zeeman richiede un campo magnetico risultante definito avente un suo orientamento all'interno della regione osservata. Dunque, come già visto, nel caso di campo magnetico turbolento senza una componente risultante i vari contributi si elidono, dando un segnale Zeeman nullo. Ciò non è il caso con l'effetto Hanle poiché ogni contributo favorisce una diminuzione del valore di polarizzazione da diffusione.

Il lavoro descritto al capitolo 4 si inserisce in questa problematica. L'IRSOL è attualmente il solo osservatorio al mondo nel quale è possibile svolgere un programma di monitoraggio del campo magnetico turbolento misurato tramite l'effetto Hanle e con una risoluzione temporale di circa una misura al mese. L'idea di base consiste nel mettere in evidenza eventuali cambiamenti nel corso del ciclo solare, del campo magnetico turbolento misurato utilizzando l'effetto Hanle differenziale nelle righe della molecola C_2 presenti nella banda dello spettro solare attorno alla lunghezza d'onda di 514.0\AA . Un valore costante, slegato dall'attività solare darebbe indicazioni a favore della presenza dell'effetto dinamo locale a livello subgranulare.

Come vedremo, anche se il nostro lavoro sta dando informazioni molto importanti, vi sono ancora punti aperti che richiedono ulteriori misure di approfondimento.

Capitolo 2

L'apparato strumentale all'IRSOL

2.1 Il telescopio

2.1.1 Configurazione e caratteristiche

Il telescopio dell'IRSOL (Figura 2.1) è un Gregory-Coudé (GCT) evacuato, su montatura equatoriale, con apertura di 45 cm e lunghezza focale totale effettiva di circa 25 metri.

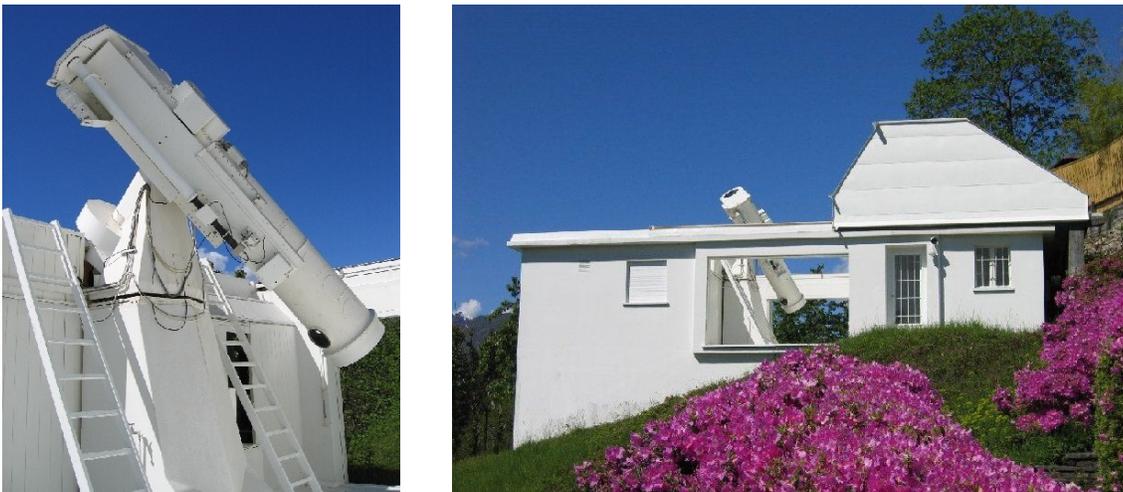


Figura 2.1: Il telescopio Gregory-Coudé e l'osservatorio dell'IRSOL

La configurazione dell'ottica del telescopio nella modalità di osservazione con lo spettrografo è schematizzata nella Figura 2.2. Lo specchio principale (M_1), con una distanza focale di 240 cm, mette a fuoco l'immagine del Sole all'interno del telesco-

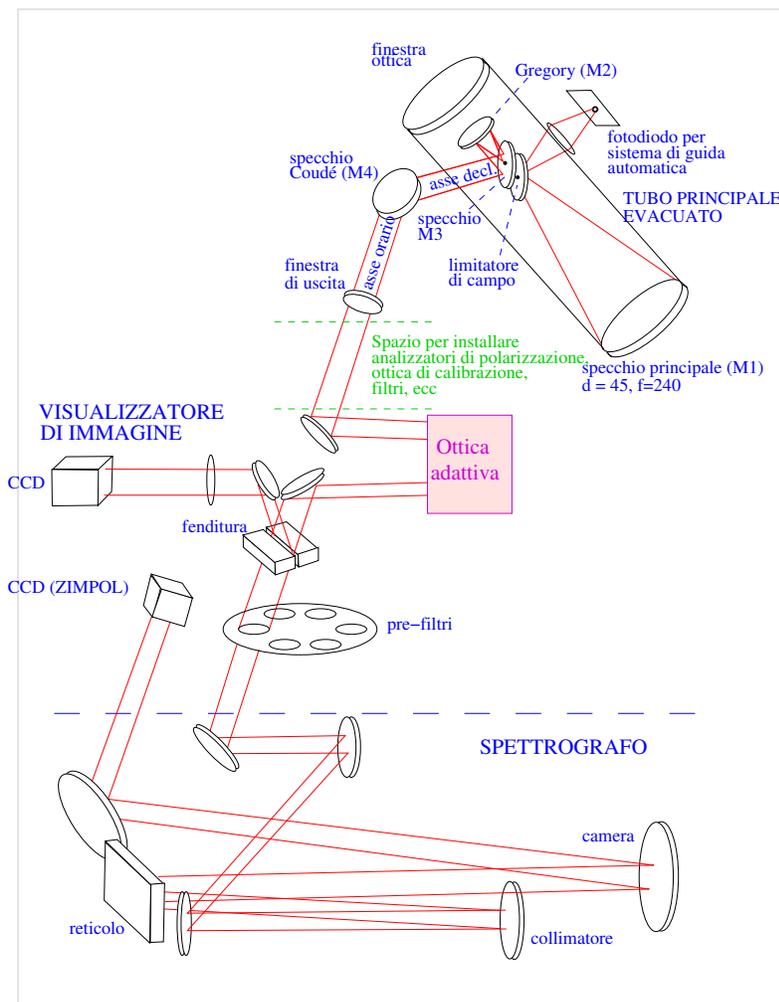


Figura 2.2: Schema della configurazione ottica del telescopio Gregory-Coudé dell'IRSOL

pio nel punto in cui si trova un limitatore di campo costituito da uno specchio con un piccolo foro. Il campo visivo del telescopio viene così ridotto ad un diametro di circa 200 secondi d'arco, cosicché esso copre circa un centesimo della superficie solare. L'immagine rimanente viene riflessa dallo specchio forato¹ ed utilizzata dal sistema di guida automatico (Primary Image Guiding, PIG) (Küveler et al., 2003, 2011). Lo specchio Gregorio (M_2) con curvatura ellittica, che si trova pure sull'asse

¹Il fatto di togliere dal fascio luminoso la luce non attinente al campo visivo, già nel fuoco primario, premette una drastica riduzione della luce diffusa nel proseguo del cammino ottico. Ciò è di particolare vantaggio quando si effettuano delle misure al di fuori del disco fotosferico del Sole, per esempio osservando le linee di emissione nella cromosfera e nelle protuberanze.

principale del telescopio, rifocalizza l'immagine sulla fenditura dello spettrografo. I due specchi piani M_3 e M_4 portano il fascio lungo l'asse orario (parallelo all'asse terrestre) con due riflessioni di 45° . Lungo tale asse, dopo la finestra d'uscita che garantisce il vuoto nel telescopio, il fascio incontra un banco ottico sul quale possono venire installate varie componenti ottiche (Figura 2.3): ottica di calibrazione, analizzatore della polarizzazione, derotatore, filtri, lamine ritardatrici, ecc. Prima



Figura 2.3: Locale osservativo. Scendendo dalla finestra ottica in alto a sinistra si incontra l'ottica di calibrazione, il modulatore di ZIMPOL, una lamina mezz'onda per ruotare il piano di polarizzazione in modo da aumentare l'efficienza dello spettrografo e un derotatore. Sul banco perpendicolare al fascio è installata l'ottica adattiva. Nello sfondo si vede il banco ottico sul quale è installata la camera ZIMPOL dove il fascio luminoso risale dopo essere passato nello spettrografo.

della fenditura dello spettrografo si possono inserire opzionalmente una coppia di specchi che deviano il fascio luminoso nel sistema di ottica adattiva² (Ramelli et al., 2010b). Le lastre di metallo che creano la fenditura dello spettrografo rispecchiano il fascio, che, tramite un sistema telecentrico di lenti, ricrea l'immagine solare su una camera CCD. In tal modo è possibile visualizzare la zona dell'immagine solare sulla quale è posizionata la fenditura. La larghezza della fenditura dello spettrografo

²Il sistema di ottica adattiva è stato sviluppato, in collaborazione con il Dipartimento Tecnologie Innovative della SUSPI, per compensare le distorsioni di immagini prodotte dalle turbolenze presenti nell'atmosfera terrestre.

è regolabile con un micrometro che è recentemente stato collegato ad un encoder. Restringendo la fenditura è possibile aumentare la risoluzione spettrale, a scapito tuttavia dell'intensità luminosa. Prima di raggiungere il locale dello spettrografo, la luce che attraversa la fenditura, incontra una ruota di filtri installata recentemente. I filtri permettono una preselezione della lunghezza d'onda in modo da evitare la sovrapposizione di più ordini del reticolo dello spettrografo. In alternativa è possibile utilizzare un monocromatore che offre la possibilità di effettuare la preselezione tramite la dispersione di un prisma e una seconda fenditura.

Lo spettrografo Czerny-Turner, con una focale di 10 metri, è installato al piano inferiore e sfrutta un reticolo di diffrazione di dimensione $180 \text{ mm} \times 360 \text{ mm}$. Questo presenta 316 righe al millimetro con un angolo di blaze di 63° . Dopo essere passato nello spettrografo il fascio luminoso viene fatto risalire nel locale osservativo tramite uno specchio piano.

In alternativa allo spettrografo, vi è la possibilità di osservare il sole con un filtro Fabry-Perot regolabile (Feller, 2007; Feller et al., 2007). Inoltre è stata recentemente sviluppata una tecnica di misura che sfrutta la combinazione del reticolo e del filtro Fabry-Perot, che evita la necessità di acquistare costosi filtri preselettori (Kleint et al., 2011a).

2.1.2 La polarizzazione strumentale

La polarizzazione della luce viene modificata dalle componenti ottiche incontrate nel cammino ottico che precede l'analizzatore della polarizzazione. Tale effetto viene denominato polarizzazione strumentale. Gli effetti delle riflessioni ortogonali sugli specchi M_1 e M_2 e gli effetti degli attraversamenti delle finestre ottiche che permettono di isolare il volume evacuato del telescopio sono teoricamente trascurabili, per ragioni di simmetria. Al massimo si possono attendere piccole modifiche di polarizzazione indotte da tensioni meccaniche. Non trascurabili per la polarizzazione strumentale sono invece le riflessioni con angolo di incidenza di 45° sugli specchi M_3 e M_4 .

Nonostante ciò il telescopio GCT dell'IRSOL presenta dei vantaggi notevoli in merito alla polarizzazione strumentale. Innanzitutto gli effetti di M_3 e M_4 si annullano quando si punta il telescopio sull'equatore celeste. Dunque quando si osserva il Sole agli equinozi la polarizzazione strumentale è virtualmente nulla. Negli altri periodi dell'anno è poi relativamente semplice procedere alla correzione degli effetti della polarizzazione strumentale nella riduzione dei dati. Infatti, a differenza di molti altri importanti telescopi solari che hanno un altro tipo di montatura, la correzione da effettuare rimane pressochè costante durante un giorno di osservazione poichè essa dipende quasi esclusivamente dalla declinazione a cui viene puntato il telescopio.

Modello di polarizzazione strumentale del telescopio

Per costruire un modello della polarizzazione strumentale del telescopio, si considera l'effetto di ogni singola componente ottica sul vettore di Stokes entrante che chiamiamo S_{in} .

$$S_{in} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Tale effetto viene descritto da una matrice 4×4 chiamata matrice di Müller \mathbf{M} . Il vettore di Stokes S_{out} modificato dalla relativa componente ottica sarà dunque ottenuto dalla moltiplicazione

$$S_{out} = \mathbf{M} \cdot S_{in} \quad (2.2)$$

L'effetto complessivo di più componenti ottiche corrisponde alla moltiplicazione delle matrici delle singole componenti nell'ordine inverso di comparsa lungo il cammino ottico.

Supponendo Stokes Q positivo definito parallelo al piano di incidenza, la matrice di Müller di una riflessione su uno specchio con indice di rifrazione complesso $\mathbf{n} =$

$n - ik$ dove n è l'indice di rifrazione reale e k è il coefficiente di estinzione, vale (Stenflo, 1994)

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \rho^2 & 1 - \rho^2 & 0 & 0 \\ 1 - \rho^2 & 1 + \rho^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -2\rho \cos(\delta) & -2\rho \sin(\delta) \\ 0 & 0 & 2\rho \sin(\delta) & -2\rho \cos(\delta) \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Chiamando β l'angolo di incidenza, ρ e δ possono venir calcolati con i seguenti parametri

$$p = n^2 - k^2 - \sin^2 \beta \quad (2.4)$$

$$q = 2nk \quad (2.5)$$

$$r_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\pm p + \sqrt{p^2 + q^2}} \quad (2.6)$$

$$s = \sin(\beta) \tan(\beta) \quad (2.7)$$

e valgono

$$\rho = \sqrt{\frac{\sqrt{p^2 + q^2} + s^2 - 2sr_+}{\sqrt{p^2 + q^2} + s^2 + 2sr_+}} \quad (2.8)$$

$$\delta = \arctan\left(\frac{2sr_-}{\sqrt{p^2 + q^2} - s^2}\right) \quad (2.9)$$

Chiamiamo \mathbf{M}_{45° la matrice di Müller che descrive la riflessione con un angolo di incidenza $\beta = 45^\circ$ che avviene sugli specchi M_3 e M_4 . Considerando che gli specchi del telescopio sono alluminati, abbiamo utilizzato per il modello gli indici di rifrazione dell'alluminio riportati nella Tabella 2.1.

La matrice di rotazione per ruotare geometricamente il sistema di coordinate di un angolo α vale

$$\mathbf{R}_{(\alpha)} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\alpha) & \sin(2\alpha) & 0 \\ 0 & -\sin(2\alpha) & \cos(2\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

Considerando la direzione della polarizzazione lineare del fascio di luce entrante con Stokes Q positivo parallela all'equatore celeste (geografico) (che corrisponde pure al piano di incidenza dello specchio M_3), la polarizzazione strumentale introdotta dal telescopio GCT prima del banco ottico sul quale è installato l'analizzatore di polarizzazione, può dunque essere considerata come una moltiplicazione delle matrici

E [eV]	λ [Å]	n	k
1.7	7293.	2.143	8.573
1.8	6888.	1.741	8.205
1.9	6525.	1.488	7.821
2.0	6199.	1.304	7.479
2.2	5635.	1.018	6.846
2.4	5166.	0.826	6.283
2.6	4768.	0.695	5.800
2.8	4428.	0.598	5.385
3.0	4133.	0.523	5.024
3.2	3874.	0.460	4.708
3.4	3646.	0.407	4.426
3.6	3444.	0.363	4.174
3.8	3263.	0.326	3.946
4.0	3100.	0.294	3.740
4.2	2952.	0.267	3.552

Tabella 2.1: Indice di rifrazione n e coefficiente di estinzione k dell'alluminio a dipendenza dell'energia fotonica E tradotta in lunghezza d'onda λ nella seconda colonna. (Fonte: Weast et al., 1987)

$$\mathbf{M}_{\text{GCT}} = \mathbf{R}_{(-dec)} \cdot \mathbf{M}_{45^\circ} \cdot \mathbf{R}_{(dec-90^\circ)} \cdot \mathbf{M}_{45^\circ} \quad (2.11)$$

dove abbiamo chiamato dec la declinazione verso la quale è puntato il telescopio. La matrice $\mathbf{R}_{(dec-90^\circ)}$ effettua la rotazione del sistema di riferimento dal piano di incidenza dello specchio M_3 e quello dello specchio M_4 . La matrice $\mathbf{R}_{(-dec)}$ considera la rotazione dell'immagine e riporta il piano di polarizzazione lineare con Stokes Q positivo nella direzione parallela all'equatore celeste proiettato sul piano focale scientifico del telescopio.

Studi sulla polarizzazione strumentale del telescopio GCT di Tenerife gemello di quello di Locarno sono riportati anche da Sanchez Almeida et al. (1991). Da notare che in quell'articolo si utilizza per il fascio di luce uscente un sistema di riferimento in cui il piano di polarizzazione di Stokes Q positivo resta parallelo al piano di incidenza dello specchio M_4 , omettendo dunque la prima matrice di rotazione $\mathbf{R}_{(-dec)}$. La matrice di Müller considerata in tale articolo è dunque:

$$\mathbf{M}'_{\text{GCT}} = \mathbf{M}_{45^\circ} \cdot \mathbf{R}_{(dec-90^\circ)} \cdot \mathbf{M}_{45^\circ} \quad (2.12)$$

Misure della polarizzazione strumentale

Nella Figura 2.4 sono riportati i valori di polarizzazione media in funzione della declinazione misurati tra il 2012 e il 2014 con ZIMPOL-III nel centro del Sole a varie lunghezze d'onda. Siccome, per ragioni di simmetria, la luce proveniente dal centro del Sole può essere considerata mediamente non polarizzata, tali misure possono essere considerate come valori della polarizzazione strumentale per un fascio di luce entrante non polarizzato. Tali valori costituiscono i valori misurati delle componenti $\mathbf{M}_{\text{GCT}(1,2)}$, $\mathbf{M}_{\text{GCT}(1,3)}$ e $\mathbf{M}_{\text{GCT}(1,4)}$ della matrice di Müller del telescopio.

Con le linee tratteggiate riportiamo le curve ottenute con il modello teorico utilizzando i valori tabellati dell'alluminio puro. La forma delle curve teoriche è simile a quella delle linee di regressione dei dati misurati, ma si discosta in termini assoluti. Interpretiamo tale discrepanza come differenza fra il comportamento dell'alluminio puro e lo strato di alluminio del telescopio che dovrebbe essere parzialmente ossidato.

Dalle misure della polarizzazione strumentale effettuate ci si rende conto che, per stabilire le correzioni della polarizzazione strumentale da applicare, è meglio affidarsi a delle misure, piuttosto che utilizzare soltanto un modello teorico.

Importanti parametri di correzione della polarizzazione sono pure le cosiddette componenti di cross-talk fra i parametri di Stokes Q , U e V che sono rappresentati dagli elementi non diagonali $\mathbf{M}_{\text{GCT}(i,j)}$ della matrice di Müller con $i \neq j$ e $i, j > 2$. In particolare si riscontrano dei grandi tassi di cross-talk fra polarizzazione lineare e polarizzazione circolare ($Q \rightarrow V$, $U \rightarrow V$, cioè $\mathbf{M}_{\text{GCT}(2,4)}$, $\mathbf{M}_{\text{GCT}(3,4)}$) e viceversa ($V \rightarrow Q$, $V \rightarrow U$, cioè $\mathbf{M}_{\text{GCT}(4,2)}$, $\mathbf{M}_{\text{GCT}(4,3)}$). I cross-talk $Q \rightarrow U$ e $U \rightarrow Q$ sono invece sempre inferiori all'1% secondo il modello teorico e si manifestano in concorrenza a piccoli errori di posizionamento dell'ottica dell'analisi polarimetrica che generano effetti di ampiezza analoga. Dunque non è stato intrapreso nessuno sforzo per misurarli o correggerli, anche perché non inficiano le misure in modo significativo.

La Figura 2.5 mostra le misure di cross-talk $Q \rightarrow V$ e $U \rightarrow V$ ottenute all'IRSOL con ZIMPOL-II alle lunghezze d'onda in prossimità delle due righe dell'idrogeno H_α (6563Å) e H_β (4861Å) e alla riga dell'elio He D₃ (5876Å). Esse sono state ottenute ponendo un filtro polarizzante lineare all'entrata del telescopio. Guardando i risultati si nota che la dispersione delle misure rispetto alle linee di regressione è maggiore rispetto a quanto ottenuto nelle misure di polarizzazione strumentale riportate nella Figura 2.4. Le misure di cross-talk sono infatti più affette da incertezze di misura. Si può stimare che l'errore è di circa il 3%.

L'ottenimento delle misure del cross-talk $V \rightarrow Q$ e $V \rightarrow U$ è molto più laborioso di quelle del cross-talk $Q \rightarrow V$ e $U \rightarrow V$. Per ottenere un fascio entrante di luce polarizzata circolarmente al 100%, si userebbe normalmente una lastra ritardatrice quarto d'onda, che verrebbe posta dopo il filtro di polarizzazione lineare. Tuttavia sarebbe molto dispendioso procurarsi una lastra ritardatrice delle dimen-

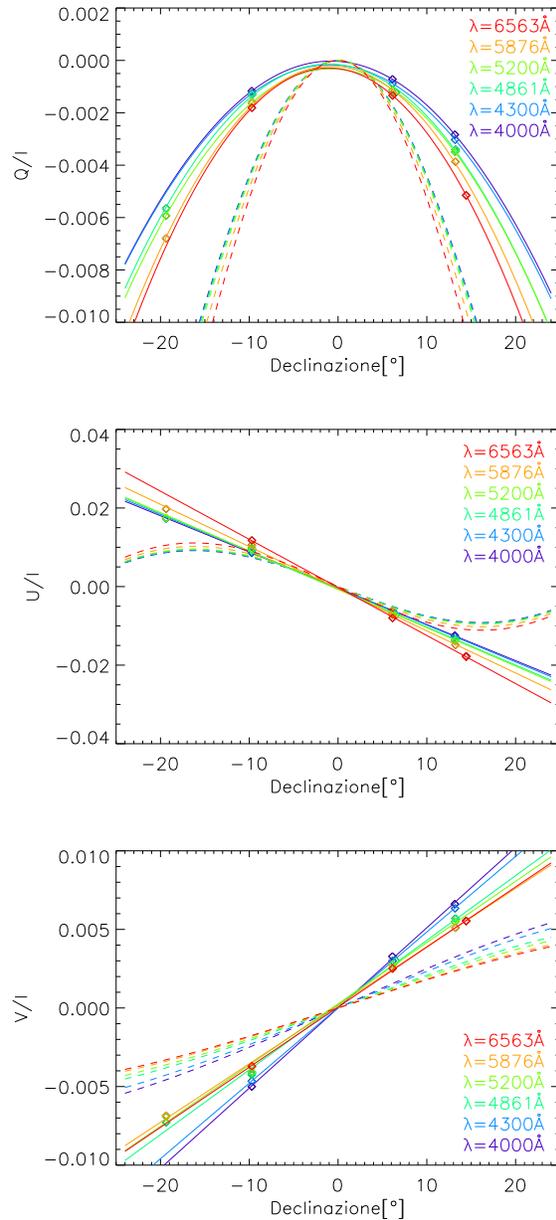


Figura 2.4: Polarizzazione strumentale del telescopio GCT dell'IRSOL per varie lunghezze d'onda in funzione della declinazione, misurata con luce entrante non polarizzata. Le misure sono state ottenute con ZIMPOL-3 tra il 2012 e il 2014. Le linee continue sono state ottenute tramite regressione lineare o quadratica dei dati misurati. Le linee tratteggiate rappresentano i valori ottenuti con il modello teorico utilizzando i valori tabellati dell'alluminio puro.

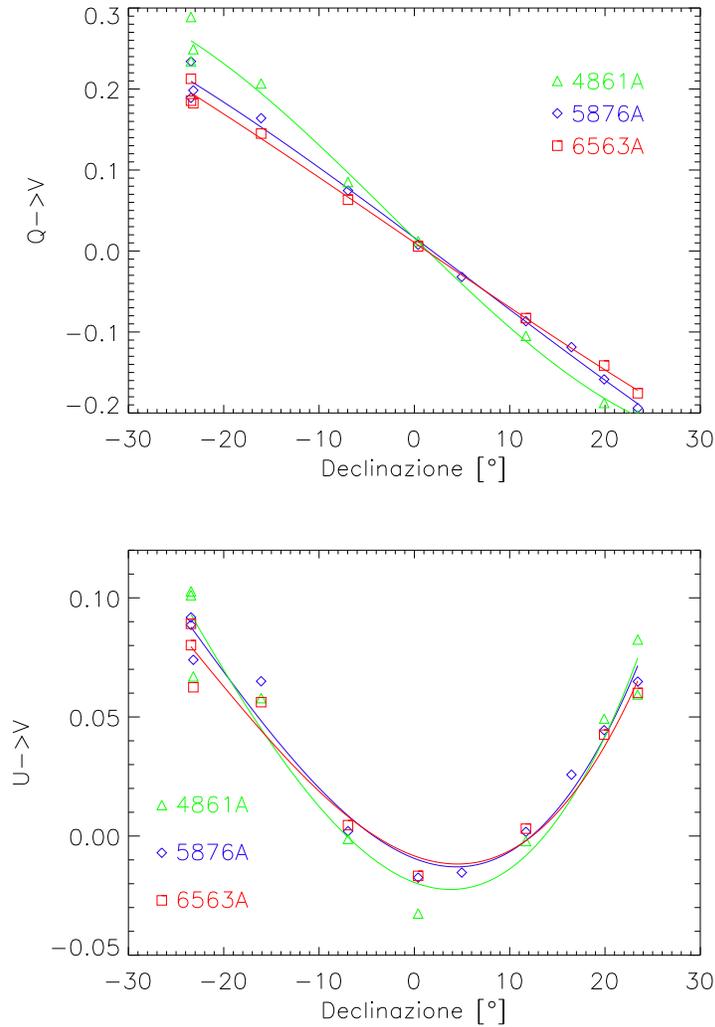


Figura 2.5: Misure di cross-talk da polarizzazione lineare a polarizzazione circolare ottenute con ZIMPOL-2 a tre lunghezze d'onda differenti. Le linee rappresentano delle regressioni con polinomi di terzo grado dei dati misurati.

sioni dell'apertura del telescopio, sufficientemente precisa e acromatica da offrire la possibilità di ottenere delle misure soddisfacenti. Anche la precisione richiesta nel posizionamento della lastra ritardatrice rispetto al filtro di polarizzazione lineare rappresenterebbe un ostacolo non indifferente. Alcuni tentativi effettuati in passato con una lastra ritardatrice quarto d'onda non hanno dato risultati soddisfacenti.

Una via di uscita è quella di incrociare le informazioni raccolte con il modello teorico e quelle ottenute dalle misure del cross-talk $Q \rightarrow V$ e $U \rightarrow V$. Si possono infatti

sfruttare delle simmetrie presenti nella matrice di Müller \mathbf{M}'_{GCT} espressa nell'equazione 2.12. Infatti in essa, i parametri che definiscono i cross-talk in discussione, presentano la seguente simmetria

$$M'_{\text{GCT}(4,2)} = M'_{\text{GCT}(2,4)} \quad (2.13)$$

$$M'_{\text{GCT}(3,2)} = -M'_{\text{GCT}(2,3)} \quad (2.14)$$

Le relazioni 2.13 e 2.14 permettono di ottenere le misure del cross-talk $V \rightarrow Q$, $V \rightarrow U$ in modo semi-empirico partendo dalle misure del cross-talk $Q \rightarrow V$ e $U \rightarrow V$. Chiaramente per applicare tale relazioni bisogna prestare attenzione a lavorare nel corretto sistema di riferimento usato nell'equazione 2.12, cioè quello legato al piano di incidenza dello specchio M_4 .

Visto la laboriosità delle misure del cross-talk è utile sfruttare la parametrizzazione di una serie di misure dedicate come quelle riportate nella Figura 2.5. Le misure di polarizzazione strumentale illustrate nella Figura 2.4 possono invece venir prese rapidamente durante le sessioni di misure scientifiche.

Per le correzioni di cross-talk, un'altra strategia spesso seguita è quella di sfruttare le simmetrie dei segnali di Zeeman, che sono antisimmetrici nella polarizzazione circolare e simmetrici nella polarizzazione lineare. In questo caso si cercano i parametri di correzione del cross-talk che meglio permettono di ottenere queste simmetrie nelle misure.

2.2 Il polarimetro ZIMPOL

2.2.1 Principio di funzionamento

Le tecniche di misura della polarizzazione si basano sulla misura di variazioni di intensità luminose indotte da elementi ottici che attuano una trasmissione luminosa variabile (modulata) dei singoli stati di polarizzazione. L'esempio più semplice è quello di un filtro polarizzante che viene fatto ruotare modulando la trasmissione luminosa di determinati stati di polarizzazione. Per ottenere una misura precisa, è generalmente necessario svolgere delle modulazioni molto rapide, in modo da attenuare l'influsso di variazioni di intensità del fascio luminoso causate da altri fattori. In particolare le misure di oggetti astronomici ottenute da Terra sono soggette a fluttuazioni di intensità dovute alle turbolenze dell'atmosfera terrestre. A questo fenomeno si associa il termine *seeing*. Lo spettro di frequenza delle fluttuazioni di seeing comprende componenti fino ad alcune centinaia di Hertz. La tecnologia alla base del sistema ZIMPOL³, permette di misurare con modulatori che lavorano con frequenze di oscillazione dall'ordine dei kHz fino ai 42 kHz. In questo modo si contrastano gli effetti delle fluttuazioni indotte dal seeing e si possono ottenere immagini di polarizzazione che raggiungono precisioni di misura migliori di qualsiasi altro strumento sviluppato finora. Registrando un numero sufficiente di fotoni, è possibile raggiungere delle precisioni di 10^{-5} , cioè di una parte su centomila.

Dal punto di vista teorico possiamo descrivere più in dettaglio il funzionamento di un polarimetro nel modo seguente. Si supponga di voler misurare la polarizzazione di un fascio luminoso il cui stato polarimetrico è descritto da un vettore di Stokes \vec{S}_{in} .

$$\vec{S}_{in} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

Si lascia allora passare il fascio attraverso un sistema ottico (modulatore) con una matrice di Müller $\mathbf{M}(t)$ variabile nel tempo. Il fascio che esce sarà descritto come

$$\vec{S}_{out}(t) = \mathbf{M}(t) \cdot \vec{S}_{in} \quad (2.16)$$

Combinando misure dell'intensità $I(t)$ del fascio uscente prese in differenti intervalli di tempo, è possibile ottenere informazioni sullo stato di polarizzazione descritto da \vec{S}_{in} .

³L'acronimo ZIMPOL sta per *Zurich Imaging Polarimeter*. Esso è stato sviluppato dapprima dal gruppo di astronomia al Politecnico Federale di Zurigo. Lo sviluppo successivo è passato sotto la responsabilità dell'IRSOL, in collaborazione con il Dipartimento Tecnologie Innovative della SUPSI.

Consideriamo una misura di intensità I_j ottenuta in un determinato intervallo di tempo nel quale la matrice di Müller media del modulatore nell'intervallo di tempo considerato è descritta dalla matrice 4×4 che appare nella seguente equazione.

$$\begin{pmatrix} I_j \\ \dots \\ \dots \\ \dots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{j,11} & m_{j,12} & m_{j,13} & m_{j,14} \\ m_{j,21} & m_{j,22} & m_{j,23} & m_{j,24} \\ m_{j,31} & m_{j,32} & m_{j,33} & m_{j,34} \\ m_{j,41} & m_{j,42} & m_{j,43} & m_{j,44} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

Per un determinato fascio luminoso entrante \vec{S}_{in} , la misura di intensità I_j dipende esclusivamente dalla prima riga della matrice di Müller.

Supponiamo ora di effettuare 4 misure di intensità I_1 , I_2 , I_3 e I_4 in 4 intervalli di tempo differenti. Possiamo rappresentare le misure ottenute con un vettore \vec{I}_m descritto dall'equazione

$$\vec{I}_m = \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ I_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{1,11} & m_{1,12} & m_{1,13} & m_{1,14} \\ m_{2,11} & m_{2,12} & m_{2,13} & m_{2,14} \\ m_{3,11} & m_{3,12} & m_{3,13} & m_{3,14} \\ m_{4,11} & m_{4,12} & m_{4,13} & m_{4,14} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

La matrice che appare nell'equazione 2.18 è costruita con la prima riga di ognuna delle 4 matrici di Müller (vedi equazione 2.17) corrispondenti allo stato del modulatore nei relativi 4 intervalli di tempo. Essa viene chiamata matrice di modulazione \mathbf{X} .

$$\mathbf{X} = \begin{pmatrix} m_{1,11} & m_{1,12} & m_{1,13} & m_{1,14} \\ m_{2,11} & m_{2,12} & m_{2,13} & m_{2,14} \\ m_{3,11} & m_{3,12} & m_{3,13} & m_{3,14} \\ m_{4,11} & m_{4,12} & m_{4,13} & m_{4,14} \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

Se la matrice \mathbf{X} non è singolare, allora calcolando la sua inversa, si ottiene la matrice di demodulazione \mathbf{Y}

$$\mathbf{Y} = \mathbf{X}^{-1} \quad (2.20)$$

in modo che dalle 4 misure di intensità si riesce a risalire al vettore di Stokes che si vuole misurare

$$\vec{S}_{in} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \mathbf{Y} \cdot \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ I_4 \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

Con un numero minimo di 4 misure di intensità ed un modulatore scelto in modo appropriato, è possibile dunque ottenere una misura completa della polarizzazione.

La matrice di modulazione \mathbf{X} può venir determinata tramite calibrazione, lasciando passare dal modulatore stati di polarizzazione conosciuta. Tipicamente

durante la calibrazione si fanno entrare nel modulatore fasci polarizzati linearmente (Stokes Q e U) o circolarmente (Stokes V). L'ottica di calibrazione è normalmente costituita da un polarizzatore lineare e da una lamina ritardatrice quarto d'onda orientabili meccanicamente con dei motori. La lamina ritardatrice viene utilizzata per trasformare la polarizzazione prodotta dal polarizzatore lineare in polarizzazione circolare.

Il polarimetro ZIMPOL segue le idee sopra descritte. La Figura 2.6 mostra, tramite uno schema semplificato, il suo principio di funzionamento. Il modulatore pro-

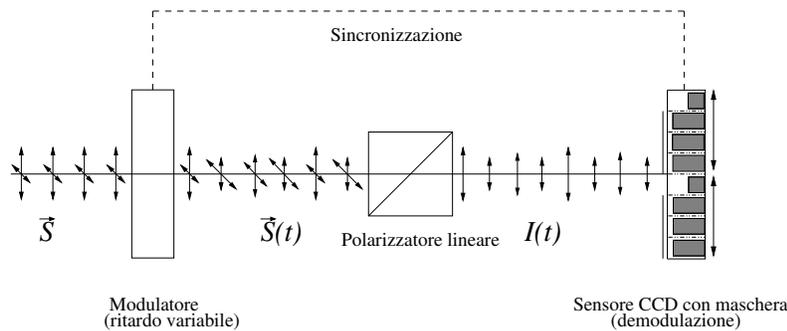


Figura 2.6: Schema semplificato con principio di funzionamento di ZIMPOL. (Fonte: Gisler, 2005, con adattamenti)

duce un ritardo di fase variabile rispetto ad un certo asse. Ciò genera un'alterazione periodica dello stato di polarizzazione $\vec{S}(t)$, dipendente dallo stato di polarizzazione \vec{S}_{in} del fascio di luce entrante. A ciò segue un polarizzatore lineare, dopo il quale l'intensità luminosa $I(t)$ risulta modulata. La modulazione $I(t)$ dipende dal vettore di Stokes iniziale \vec{S}_{in} . Il modulatore è sincronizzato con una speciale camera che permette di operare con frequenze fino a 42 kHz, grazie ad un sensore CCD speciale nel quale 3 righe su 4 sono mascherate. Le cariche dei fotoelettroni vengono spostate ciclicamente sulle 4 righe in sincronia con la modulazione. Dopo vari cicli l'immagine viene digitalizzata e per ogni insieme di 4 righe sono contenute i dati relativi alle 4 intensità misurate durante diversi 4 intervalli di fase del ciclo di modulazione. Con queste immagini è possibile ricavare il vettore iniziale \vec{S}_{in} , applicando la matrice di demodulazione alle 4 intensità misurate.

Ulteriori informazioni su ZIMPOL-III sono ottenibili nell'articolo di Ramelli et al. (2010a). La versione precedente ZIMPOL-II è descritta da Gandorfer et al. (2004), mentre l'idea originale è descritta da Povel (1995). La procedura di calibrazione dettagliata è descritta da Feller (2007). Mentre maggiori dettagli sul funzionamento di ZIMPOL e sulle procedure di riduzione dei dati sono presentate da Gisler (2005).

2.2.2 Modulatori

Il sistema ZIMPOL è compatibile con vari tipi di modulatori. Finora sono stati utilizzati con successo i modulatori piezoelastici (PEM) e i modulatori a cristalli liquidi ferroelettrici (FLC). In passato sono stati fatti anche dei test con degli altri tipi di modulatori, che però non hanno dato risultati soddisfacenti.

PEM

La maggior parte delle misure effettuate all'IRSOL, vengono ottenute con un modulatore piezoelastico (PEM) costruito dalla Hinds. Esso è costituito da una membrana di quarzo che viene fatta oscillare alla sua frequenza di risonanza (42kHz). Le tensioni meccaniche nella membrana generano birifrangenza, con conseguente ritardo di fase variabile nel tempo rispetto ad un asse definito. I PEM hanno il vantaggio di avere ottime qualità ottiche, di trasmissione e stabilità. Si possono regolare facilmente per essere usati in tutte le lunghezze d'onda del visibile e del vicino ultravioletto⁴.

I modulatori PEM però hanno lo svantaggio di essere in grado di misurare solo tre parametri di Stokes alla volta (I , Q e V) visto che operano sempre sullo stesso asse ottico. Dunque per ottenere una misura del vettore completo di Stokes è necessario effettuare due misure indipendenti, facendo ruotare il PEM assieme al polarizzatore di 45°.

La Figura 2.7 mostra l'intensità di trasmissione del modulatore PEM per un fascio di luce polarizzato linearmente (linea continua) e per un fascio di luce polarizzato circolarmente (linea punteggiata) in funzione della fase del ciclo di modulazione.

Per ottenere una misura contemporanea dei quattro parametri di Stokes sarebbe necessario costruire un sistema con due PEM posti a 45° l'uno rispetto all'altro e seguiti da una lamina ritardatrice quarto d'onda (Gisler, 2005). Per operare con una tale configurazione è tuttavia necessario forzare i due PEM a oscillare in fase pur avendo una leggera differenza nella frequenza propria di risonanza. In passato sono stati effettuati dei tentativi in questa direzione, ma non si è riusciti ad ottenere un sistema sufficientemente stabile.

FLC

I modulatori a cristalli liquidi FLC (Figura 2.8) generano un ritardo di fase il cui asse è modificabile elettronicamente. Un modulatore presenta due stati differenti con l'asse veloce ruotato. A differenza del PEM, il segnale di modulazione deve essere generato esternamente. Ciò permette di lavorare facilmente in modo sincrono con più modulatori. Lavorando con due modulatori si riesce ad ottenere quattro stati

⁴In passato con il PEM e ZIMPOL-II sono state ottenute delle misure all'osservatorio di Kitt Peak in Arizona fino a lunghezze d'onda di 3000Å (Gandorfer, 2005; Gandorfer & Gisler, 2006).

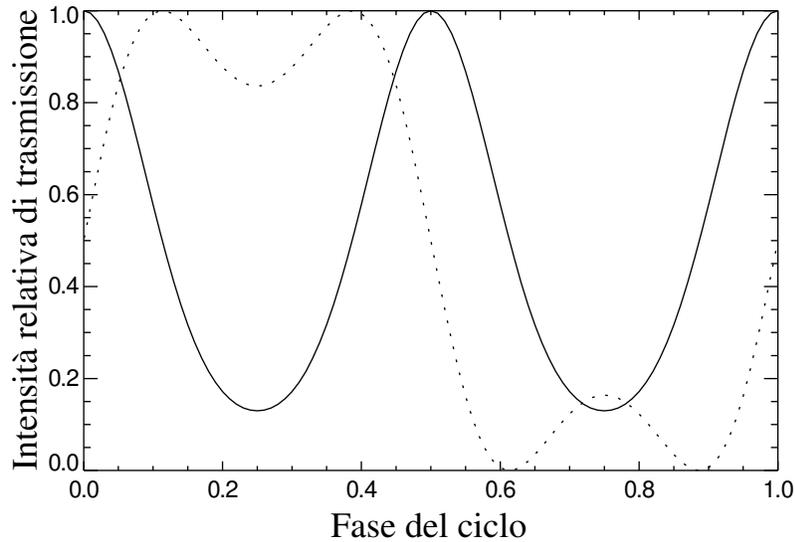


Figura 2.7: Trasmissione del modulatore PEM per luce polarizzata linearmente (linea continua) e per luce polarizzata circolarmente (linea punteggiata) in funzione della fase del ciclo di modulazione. (Fonte: Gisler, 2005)

indipendenti di modulazione con i quali è possibile misurare il vettore di Stokes completo del fascio entrante. Di fronte a quest'ultimo enorme vantaggio rispetto al PEM, gli FLC presentano alcuni svantaggi rispetto al PEM che vale la pena citare. Essi hanno una trasparenza inferiore e hanno una risposta inhomogenea, cosicché nelle calibrazioni è necessario tener conto delle variazioni di efficienza a dipendenza della zona dell'immagine. Inoltre è previsto che gli FLC, se utilizzati nell'ultravioletto, presentano dei problemi di invecchiamento. Per questa ragione all'entrata del sistema di modulazione è stato installato un filtro (rimovibile) che blocca la radiazione sotto i 4000\AA . E' possibile rimuovere tale filtro per lo stretto tempo necessario, nel caso si volesse per breve tempo misurare a lunghezze d'onda inferiori di tale limite.

La configurazione adottata nel sistema di modulazione FLC è quella proposta da Keller & Solis Team (2001) che prevede idealmente in sequenza:

- Modulatore FLC ($\lambda/2$) con asse ruotato di -22.5° .
- Lamina ritardatrice quarto d'onda con asse ruotato di 0° .
- Modulatore FLC ($\lambda/2$) con asse ruotato di 0° .
- Lamina ritardatrice quarto d'onda con asse ruotato di -22.5° .
- Polarizzatore lineare con asse ruotato di 0° .

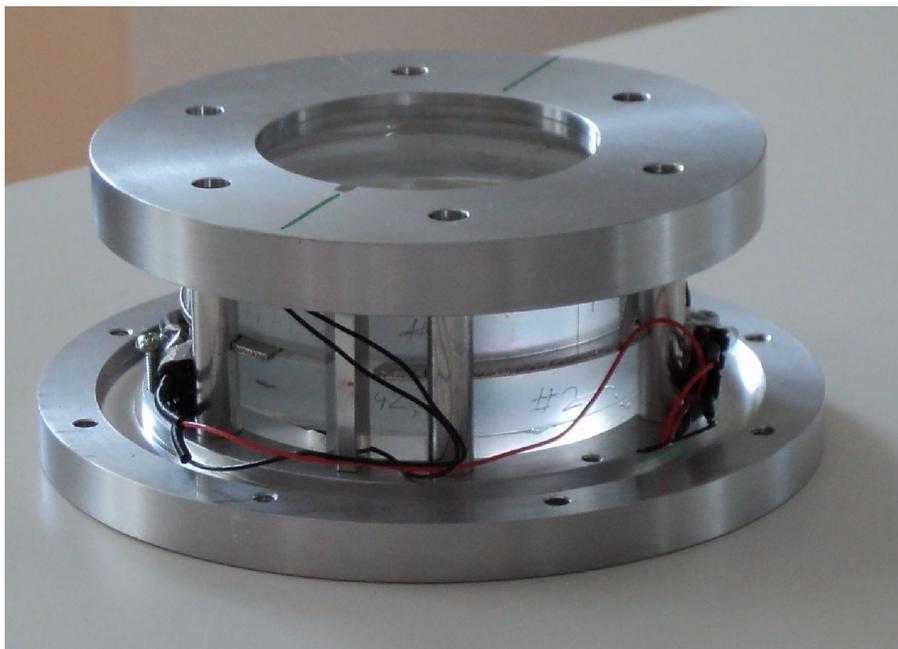


Figura 2.8: Foto dei modulatori FLC preparati negli anni 2012-13 per essere utilizzati al telescopio Gregor.

In realtà tuttavia non sono disponibili dei modulatori e delle lamine ritardatrici quarto d'onda perfetti e acromatici, cioè con un comportamento indipendente dalla lunghezza d'onda. Dunque è necessario un lavoro di ottimizzazione degli angoli di rotazione degli elementi citati, che permetta di raggiungere, tramite compromessi, delle buone efficienze di misura in tutti i parametri di Stokes nell'intero intervallo spettrale in cui si intende misurare. Per far ciò si procede alla misura su un banco ottico del comportamento di ogni singolo elemento in funzione della lunghezza d'onda. La caratterizzazione misurata viene poi utilizzata per un processo di ottimizzazione degli angoli di rotazione effettuato tramite un modello elaborato al computer. Maggiori dettagli sono descritti negli articoli di Gisler et al. (2003) e Gisler (2005).

La Figura 2.9 riporta l'efficienza misurata con la configurazione scelta per il doppio modulatore FLC preparato negli anni 2012-13 per le campagne di misura a Gregor.

Normalmente con i modulatori FLC, operiamo con ZIMPOL utilizzando dei cicli di modulazione della frequenza di 1 kHz.

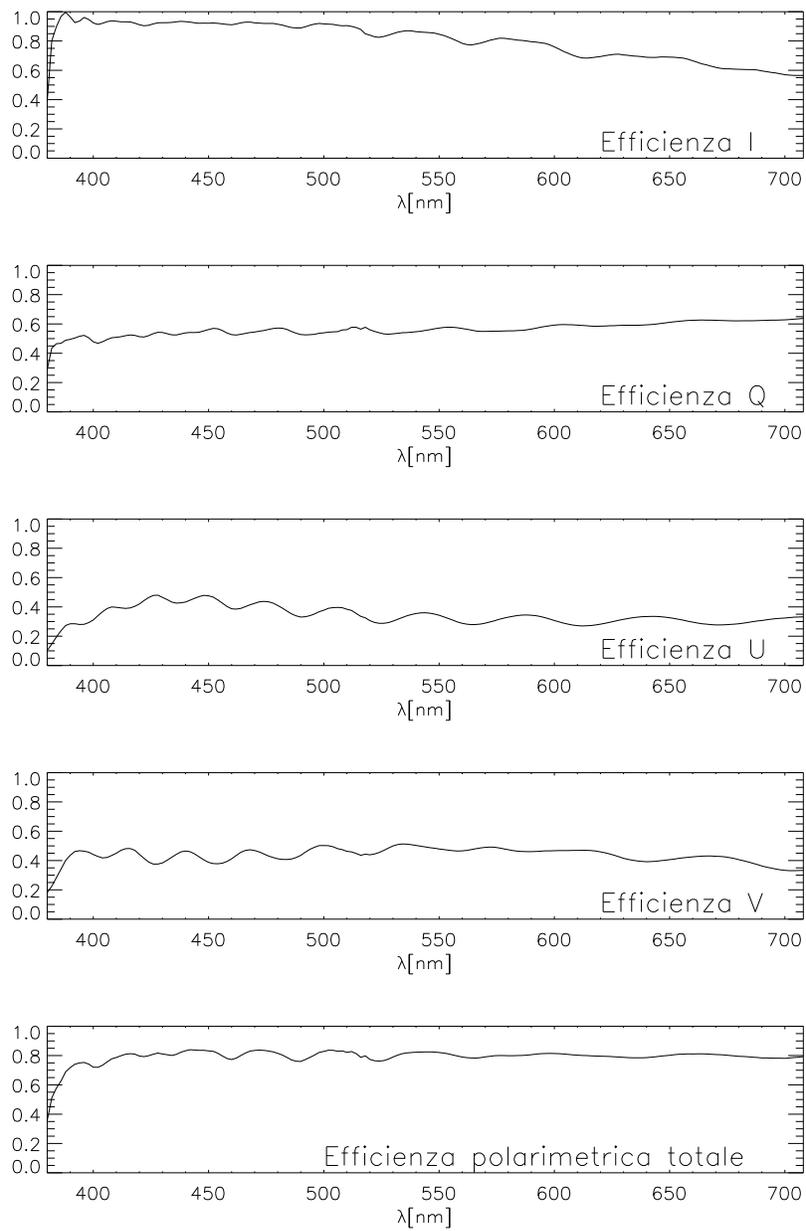


Figura 2.9: Efficienze misurate con il doppio modulatore FLC preparato per le osservazioni a Gregor (cortesia di Daniel Gisler).

2.2.3 La camera ZIMPOL

La camera CCD di ZIMPOL è stata costruita appositamente per sostenere cicli di demodulazione fino a 42 kHz e rappresenta la componente più specifica del sistema. Lo sviluppo dell'ultima generazione di camera ZIMPOL-III, è stato iniziato nel gruppo di astronomia del Politecnico Federale di Zurigo ed è proseguito al Dipartimento Tecnologie Innovative della SUPSI.

La Figura 2.10 mostra un'immagine frontale della camera ZIMPOL-3. Il retro della camera con le varie connessioni appare nella Figura 2.11, mentre nella Figura 2.12 si può vedere l'elettronica interna.



Figura 2.10: Immagine frontale della camera ZIMPOL-III.

La nuova versione ZIMPOL-III della camera è molto più compatta della precedente. Nella camera è presente un modulo Colibrì sul quale è installato il sistema operativo Linux v6.2. Su di esso un processo server permette la gestione della camera e il trasferimento dei dati. La connessione avviene normalmente tramite rete ethernet. In caso di necessità è possibile anche accedere al sistema operativo tramite connessione seriale RS232. Un modulo esterno garantisce l'alimentazione.

Il sensore CCD è collegato ad un elemento Peltier che può raffreddarlo fino ad una temperatura di -40°C , in modo da ridurre il rumore di fondo (dark-noise). Visto il calore prodotto dalla modulazione a 42 kHz, in questa modalità operiamo tuttavia normalmente a temperature tra i -15°C e i -20°C .

La camera è stata progettata in modo da essere compatibile con vari sensori CCD.



Figura 2.11: Immagine posteriore della camera ZIMPOL-III con i vari connettori.

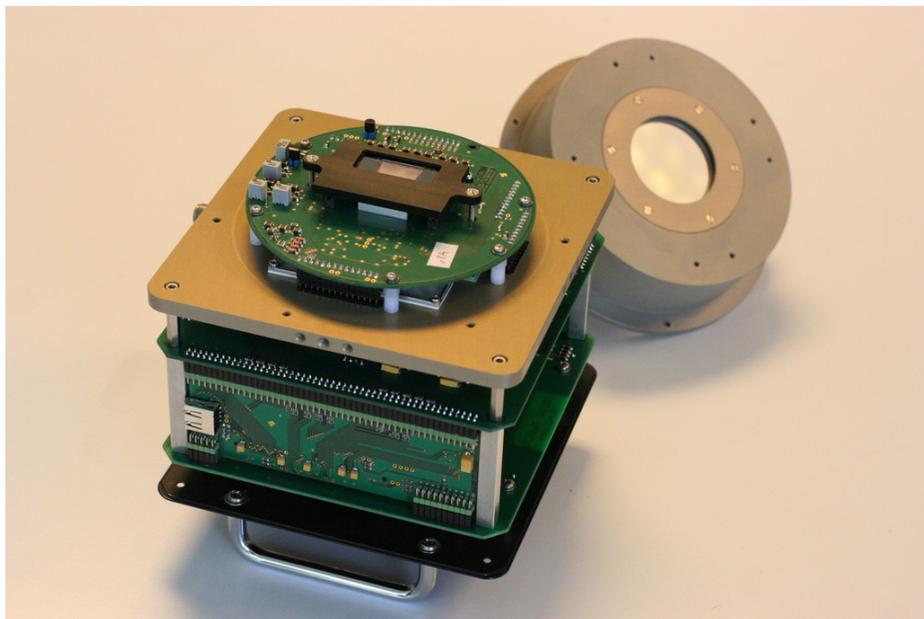


Figura 2.12: Elettronica della camera ZIMPOL-III.

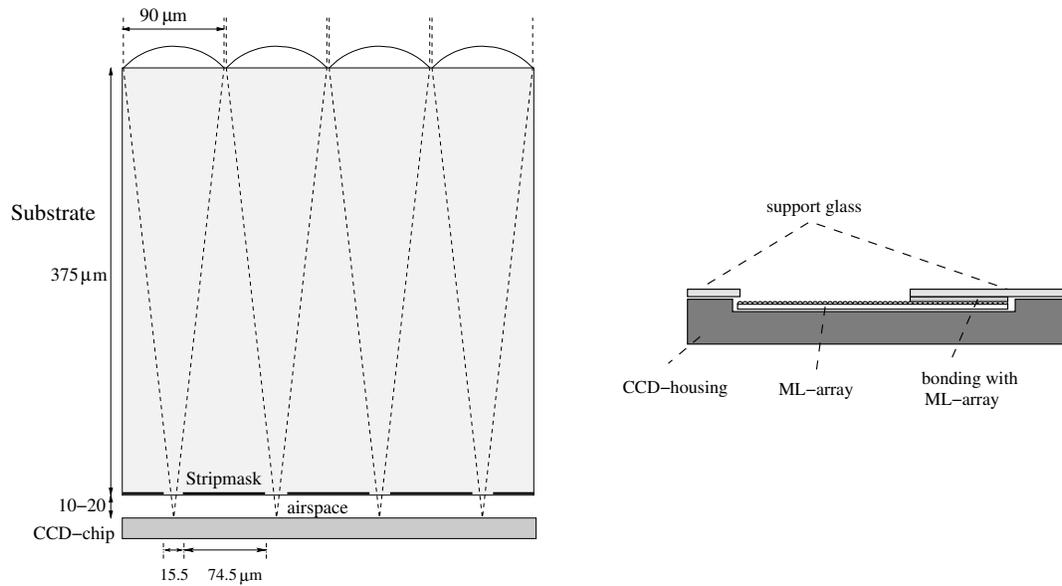
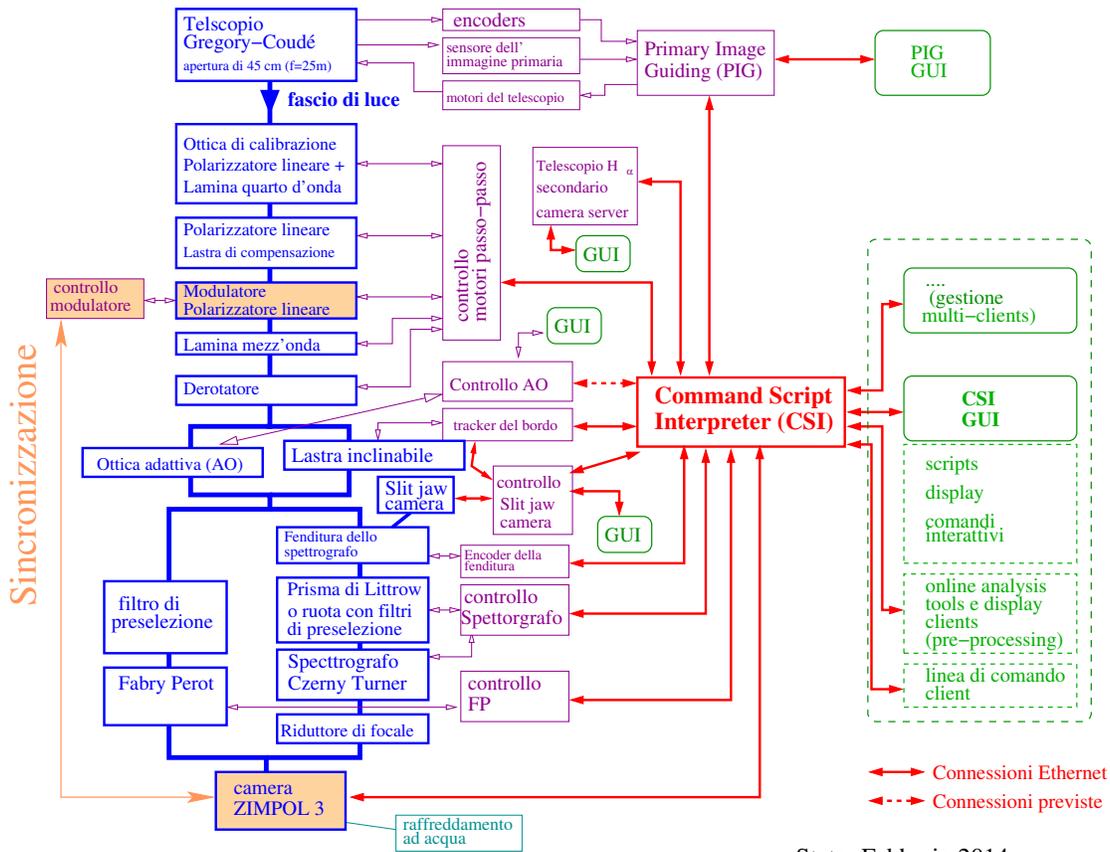


Figura 2.13: Sinistra: dettaglio di una sezione di microlenti montate sul sensore CCD55-30 di ZIMPOL-III. Destra: immagine schematica dell'array di microlenti montate sul CCD (Ramelli et al., 2010a).

I sensori più recenti, che vengono usualmente utilizzati sono i CCD55-30 sviluppati da E2V e composti da $2 \times 576(V) \times 1252(H)$ pixel. Ai sensori è stato sovrapposto con una tecnica particolare uno strato di microlenti cilindriche inciso su un substrato di silicio fuso che concentrano la luce su una riga ogni quattro (Figura 2.13). Sul retro sono state fissate delle strisce di cromo nero, in modo da ridurre la luce diffusa sulle righe di pixel che vengono mascherate.

2.2.4 Software per la gestione delle misure con ZIMPOL

Il software di controllo di ZIMPOL è stato sviluppato in modo da poter gestire e implementare in modo flessibile, tramite connessione ethernet, numerose unità hardware, fra cui la camera CCD, il controller dei motori, il sistema di guida automatico FIG (Küveler et al., 2003, 2011), la gestione dello spettrografo (Setzer et al., 2013), gli encoder del telescopio e il filtro Fabry-Perot. La Figura 2.14 riporta, in un diagramma a blocchi, una panoramica della gestione della strumentazione all'IRSOL con le varie unità hardware. Ogni unità è gestita da un programma server che viene interpellata dal software di gestione chiamato CSI (command script interpreter) tramite un apposito protocollo di comunicazione TCP/IP. Lo scopo del CSI è quello di coordinare le azioni delle varie unità di acquisizione dei dati. Esso è gestibile tramite comandi inviati da un client e permette pure di eseguire complesse operazioni definite da degli script. Il CSI garantisce una gestione multiclient che può essere fornita tramite linea di comando o tramite interfaccia grafica (GUI). Il GUI di ZIMPOL-III è realizzato in modo da poter configurare flessibilmente le varie funzionalità grafiche tramite files di descrizione. Degli appositi strumenti grafici sono stati sviluppati per una pre-analisi immediata dei dati raccolti. Per una descrizione più dettagliata si veda l'articolo di Ramelli et al. (2010a).



Stato: Febbraio 2014

Figura 2.14: Diagramma a blocchi della gestione della strumentazione all'IRSOL (stato febbraio 2014).

Capitolo 3

Installazione del sistema ZIMPOL al telescopio Gregor

All'IRSOL la strumentazione presente offre un'ottima risoluzione spettrale, grazie allo spettrografo Czerny-Turner descritto al capitolo 2. La risoluzione polarimetrica che riusciamo a raggiungere grazie a ZIMPOL ci pone ai massimi livelli internazionali in questo campo della ricerca. Le caratteristiche del nostro telescopio Gregory-Coudé con 45 cm di apertura, se da una parte sono ottime per misure di spettropolarimetria, dall'altra hanno dei limiti per quanto riguarda la risoluzione spaziale che si può ottenere. Anche la posizione geografica dell'osservatorio situato a 500 m di altezza, in prossimità delle Alpi non è competitiva con i migliori luoghi osservativi, come per esempio le isole Canarie, le Hawaii, Big Bear in California, gli altipiani himalayani dove si installerà il telescopio indiano da 2 m, ecc.

Per ovviare a questo problema è stato possibile trovare una soluzione ottimale grazie ad un accordo stipulato con il Kiepenheuer Institut für Sonnenphysik di Freiburg in Germania. Ci siamo impegnati ad installare un sistema ZIMPOL sul telescopio GREGOR (Figura 3.1) recentemente inaugurato a Tenerife, Isole Canarie, in cambio di tempo osservativo e della possibilità di collaborare con progetti scientifici di altri gruppi che prevedono l'utilizzo di ZIMPOL. GREGOR, con il telescopio di Big Bear, è il più moderno telescopio solare esistente, e tale rimarrà fino alla messa in esercizio del telescopio americano ATST dall'apertura di 4 m a Maui, isole Hawaii. Lo specchio principale ha un diametro di 1.5 m ed è dotato di un sofisticato sistema di ottica adattiva. Lo spettrografo è basato su un reticolo identico a quello dell'IRSOL.

Avere accesso con ZIMPOL a tale imponente strumento permette nuovi progetti di ricerca per i quali una risoluzione spaziale migliore di quella raggiungibile all'IRSOL sia indispensabile. Inoltre questo progetto va pure visto come trampolino di lancio affinché l'IRSOL rimanga in stretto contatto, anche come protagonista, con la comunità scientifica attiva in spettropolarimetria.

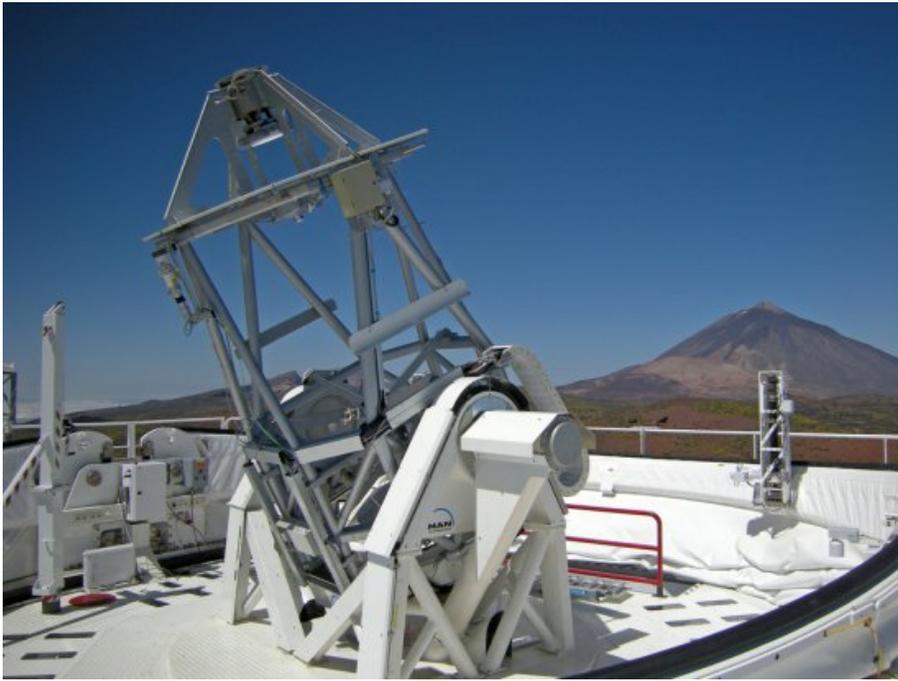


Figura 3.1: Fotografia del telescopio GREGOR a Tenerife, Isole Canarie, con il vulcano del Teide in sottofondo.

Le ultime due settimane di ottobre 2013 ci siamo recati a Tenerife per provare il funzionamento di ZIMPOL su tale telescopio. Siccome tale operazione non era mai stata provata prima, scopo principale della campagna era di verificare che tecnicamente il progetto fosse fattibile. In particolare è stato necessario procedere a questi interventi:

- Installare i supporti meccanici precedentemente preparati a Locarno e al KIS.
- Mettere in sede: il modulatore basato su ritardatori a cristalli liquidi appositamente costruito, il polarizzatore, uno specchio piano per indirizzare il fascio luminoso lungo un banco ottico dedicato a ZIMPOL, i filtri interferenziali per selezionare un determinato ordine nello spettrografo, la camera ZIMPOL-3.
- Procedere all'allineamento ottico, considerando i cambiamenti richiesti alla strumentazione originale di GREGOR dalla nostra ottica.
- Provare il nuovo programma informatico di interfacciamento sviluppato all'IR-SOL e che permette al software di gestione di ZIMPOL di comunicare con il software di gestione di GREGOR.

- Comprendere come utilizzare l'ottica di calibrazione inseribile automaticamente nel telescopio.
- Effettuare delle misure per verificare la qualità scientifica dei dati.
- Provare il funzionamento del nostro sistema con l'ottica adattiva di GREGOR funzionante.

La configurazione adottata è stata la seguente: l'analizzatore (doppio modulatore FLC e polarizzatore lineare) sono stati messi immediatamente prima della fenditura dello spettrografo. La camera di ZIMPOL-3 è stata messa nello spettrografo su un banco ottico apposito. Per le immagini si sono potute utilizzare tutte le potenzialità del telescopio GREGOR (puntamento, inseguimento, ottica adattiva).

Un punto particolarmente vantaggioso per le misure di polarimetria, è stato quello di poter utilizzare l'ottica di calibrazione inserita strategicamente nel fuoco F2 (vedi Figura 3.2), dunque prima di qualsiasi riflessione non ortogonale. Come conseguenza, la polarizzazione strumentale che precede l'ottica di calibrazione è praticamente trascurabile. Tutti gli effetti strumentali originati dalle molte componenti ottiche tra F2 e il modulatore (vedi figura 3.2) vengono inclusi nella matrice di Müller $\mathbf{M}(t)$ presente nell'equazione 2.16 e dunque anche nella matrice di modulazione X (equazione 2.19) determinata con la procedura di calibrazione. Tale tecnica di misura, mai provata prima con ZIMPOL, si è rivelata particolarmente efficace.

I risultati delle misure scientifiche, descritte al capitolo 4.3, hanno permesso di verificare che la combinazione dei due strumenti, GREGOR e ZIMPOL, è eccellente e che si possono ricavare dati scientifici di alto livello. Pure i ricercatori del KIS hanno concordato che le prospettive di utilizzare questa combinazione è estremamente promettente. Sul sito del KIS (www.kis.uni-freiburg.de) durante i mesi di gennaio e febbraio sulla rubrica "Immagine del mese" sono stati riportati i primi risultati che abbiamo ottenuto a Tenerife (KIS, 2014).

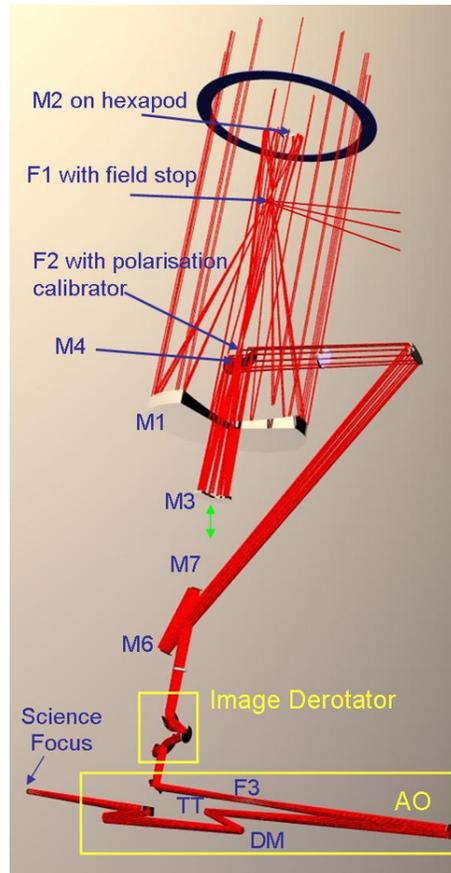


Figura 3.2: Schema ottico del percorso del fascio di luce all'interno del telescopio Gregor, dall'entrata del telescopio all'entrata dello spettrografo. (Fonte: pagine web del KIS)

Capitolo 4

Risultati osservativi

4.1 Panoramica

I risultati scientifici relativi al progetto di ricerca trattato in questo rapporto hanno dato seguito a varie pubblicazioni che sono riportate in appendice. In questo capitolo intendiamo riassumere brevemente i risultati ottenuti, senza addentrarci nelle analisi dettagliate riportate negli articoli pubblicati. Inoltre presentiamo in maniera più estesa alcuni importanti risultati che non abbiamo ancora avuto l'occasione di pubblicare. In particolare nella Sezione 4.2 descriviamo i risultati del programma sinottico dell'osservazione delle righe C₂ su cui abbiamo investito parecchio tempo osservativo. Inoltre nella Sezione 4.3 riportiamo alcune misure effettuate nella prima campagna osservativa esplorativa a Gregor nel mese di ottobre 2013.

4.1.1 Misure spettrali di protuberanze

Un programma d'osservazione che è stato molto fruttuoso è stato quello delle protuberanze quiescenti (strutture più dense della cromosfera sostenute da una particolare configurazione del campo magnetico) e ha portato alla pubblicazione degli articoli di Ramelli et al. (2012) e di Wiehr et al. (2013) allegati. Siamo riusciti ad osservare ad alta risoluzione delle righe spettrali in emissione che finora erano state osservate soltanto a bassa risoluzione durante delle eclissi totali di Sole o con i coronografi. Per far ciò abbiamo sfruttato l'ottima capacità del telescopio dell'IRSOL di contrastare la contaminazione della luce diffusa grazie al limitatore di campo posto in corrispondenza del fuoco primario (vedi sezione 2.1.1). Una tecnica di analisi specifica è stata sviluppata per far emergere il segnale dallo sfondo della luce diffusa. Come risultato si è ottenuto un contrasto dell'ordine di 10^{-6} rispetto all'intensità luminosa nel centro del disco solare. Il multipletto più interessante osservato è stato quella dell'elio ionizzato a 468.6 nm. I nostri dati hanno fornito per la prima volta un profilo spettrale ad alta risoluzione di questa riga. L'analisi dell'ampiezza dei profili

ci ha permesso di cogliere informazioni sulla struttura termica delle protuberanze nelle zone di formazione delle relative righe spettrali, che abbiamo individuato nella zona di transizione fra protuberanza e corona solare (PCTR). Vi sono ancora questioni insolite a riguardo. Guardando le immagini ad alta definizione raccolte dai telescopi solari più potenti oggi a disposizione, la comunità scientifica si è accorta che esse sono costituite da sottilissime strutture filiformi, che potremmo chiamare fibre. Ci siamo chiesti se ognuna delle fibre, dello spessore di 150 km al massimo, fosse o meno circondata, a breve distanza, da uno spazio di materiale coronale che possiede una temperatura 200 volte maggiore. Tuttora non è ancora chiaro se sia l'intera protuberanza oppure ogni singola struttura filiforme ad essere circondata da un involucro che lo protegge dalla corona. I dati da noi raccolti avvalorano fortemente il modello che prevede una PCTR attorno ad ogni singola struttura filiforme. Infatti abbiamo osservato che il rapporto fra l'intensità della luce emessa nelle righe spettrali osservate, rimane costante indipendentemente dalla grandezza della protuberanza. Se invece vi fosse una singola PCTR attorno all'intera protuberanza, ci si aspetterebbe che il rapporto fra l'intensità emessa dalle righe generate nella PCTR e quella delle righe generate nelle zone relativamente più fredde delle protuberanza, diminuirebbe con l'aumentare della grossezza della protuberanza. Oltre a fornire delle indicazioni interessanti sui meccanismi all'origine delle protuberanze e sulle proprietà fisiche delle stesse, l'osservazione di queste righe, combinata con la polarimetria, potrebbe aprire la strada a nuove indagini del loro campo magnetico, in complemento alle osservazioni spettro-polarimetriche effettuate nel multipletto He D₃ a 5876 Å descritte da Ramelli et al. (2006) e Ramelli et al. (2011) e altre che sono in fase di elaborazione.

4.1.2 Osservazione e modellizzazione della struttura di alcune righe del secondo spettro solare

In collaborazione con i nostri colleghi di Bangalore e con il Prof. Stenflo, sono stati avviati dei programmi di modellizzazione del profilo di alcune righe del secondo spettro solare in relazione al campo magnetico turbolento. La metodologia sviluppata per le analisi delle misure spettro-polarimetriche nella riga del calcio a 422,7 nm presentate nei due articoli di Bianda et al. (2011a) e Anusha et al. (2011) è stata applicata anche alle righe spettrali del tripletto del cromo a 520.4, 520.6 e 520.8 nm (vedi articolo Smitha et al., 2012, allegato). Una serie di misure specifiche è stata ottenuta all'IRSOL in agosto-settembre 2011, durante la visita della studentessa di dottorato di Bangalore H. N. Smitha. Per la prima volta è stato possibile ottenere dei modelli teorici che riproducono in modo dettagliato questo tripletto, considerando il trasporto radiativo polarizzato e l'interferenza quantistica di stati atomici con momenti angolari totali differenti.

In seguito alla pubblicazione dei risultati (Smitha et al., 2012), si è cercato di generalizzare il modello includendo oltre all'effetto Hanle, anche l'effetto Zeeman. Abbiamo elaborato le osservazioni eseguite all'IRSOL cercando di raggiungere il limite della precisione permessa dagli strumenti e abbiamo effettuato una seconda campagna di misure. Sono rimasti principalmente due punti aperti. La polarizzazione da diffusione nelle ali di due delle righe del tripletto non ha ancora potuto essere modellizzata in modo soddisfacente, mentre tutte le altre strutture osservate sono state riprodotte dal modello. Un altro punto aperto riguarda la previsione dell'effetto di rotazione del piano di polarizzazione, tramite l'effetto Hanle, generata dalla presenza di deboli campi magnetici orientati. Questo fenomeno viene messo in evidenza dalla presenza di polarizzazione orientata a 45° (Stokes U) rispetto al bordo solare vicino al quale si effettua la misura. Nelle precedenti campagne osservative non era stato possibile osservare in modo chiaro questo effetto. Nel frattempo abbiamo migliorato le tecniche osservative permettendo di limitare effetti sistematici di rumore attorno alle righe spettrali profonde. Nel corso delle misure dei mesi di settembre e ottobre 2012 si è potuto osservare l'effetto previsto in modo inequivocabile, però solamente in un paio di occasioni. Dunque si è messo in evidenza che il fenomeno previsto si manifesta, ma le condizioni fisiche sul Sole che permettono la realizzazione di tale effetto si verificano raramente. Questa informazione è importante perché permette di meglio capire i fenomeni fisici che governano l'atmosfera solare e la sua interazione con i campi magnetici.

Altri progetti di modellizzazione del secondo spettro solare sono in fase di progettazione o di svolgimento e prevedono la collaborazione dei nuovi collaboratori assunti recentemente all'IRSOL.

4.1.3 Confronto dei segnali Zeeman nei doppietti del Ferro a 525 nm e 630 nm

Un altro progetto ha visto lo studio del comportamento di due copie di righe spettrali del ferro neutro a 6301-6302 Å e 5247-5250 Å (vedi articoli Stenflo et al., 2013; Demidov et al., 2014, allegati). Al progetto hanno partecipato il Prof. Stenflo (IRSOL-ETHZ) e il Dr. Mikhail Demidov dell'Institute of Solar-Terrestrial Physics, Irkutsk, Russia, che ha soggiornato all'osservatorio di Locarno per tre mesi. Oltre all'analisi delle osservazioni ottenute all'IRSOL, abbiamo potuto completare le informazioni con dati misurati con strumenti installati ad Irkutsk.

I risultati ottenuti hanno permesso in particolare di meglio calibrare ed interpretare i dati spettropolarimetrici ottenuti dal satellite Hinode nel doppietto 6302/6301Å, al fine di una miglior diagnostica del campo magnetico fotosferico solare. Molti lavori recenti pubblicati da altri autori, sono basati su misure ottenute dal satellite Hinode nelle due righe del ferro neutro a 6301Å e 6302Å nm (nel rosso). Queste due righe si formano in strati dell'atmosfera solare posti ad altezze legger-

mente differenti. Per contro le righe a 5247\AA e 5250\AA (sempre del ferro), si formano esattamente alla medesima profondità ottica (seppure ad una altezza superiore delle precedenti).

Per effettuare le misure all'IRSOL abbiamo sviluppato una configurazione strumentale particolare, che permette di effettuare misure spettro-polarimetriche contemporanee nelle quattro righe sulla stessa CCD. Sul piano focale dello spettrografo sono stati installati una copia di filtri interferenziali rettangolari uno adiacente all'altro, in modo da selezionare due ordini diversi del reticolo dello spettrografo. Un sistema telecentrico di lenti rifocalizza poi l'immagine spettrale sulla CCD. Essendo il rapporto fra le lunghezze d'onda molto prossimo a $6/5$, la coppia $6302/6301$ ha così potuto essere osservata nel quinto ordine, mentre la coppia $5247/5250$ nel sesto ordine. Le misure hanno richiesto la soluzione di alcuni inconvenienti legati al comportamento cromatico del derotatore (prisma di Dove). Alla fine si sono però ottenuti ottimi risultati precedentemente mai misurati.

Grazie a studi di correlazione fra le 4 righe abbiamo messo a punto un metodo di calibrazione che permette di applicare alla coppia 6301\AA nm e 6302\AA , le informazioni del campo magnetico raccolte con la coppia di righe a 5247\AA e 5250\AA . È pure stato possibile mettere in evidenza segnali che suggeriscono l'esistenza di due distinte popolazioni di strutture magnetiche: campi collassati e non collassati. Tale differenza era stata precedentemente evidenziata solamente tramite misure nello spazio con il telescopio spaziale Hinode.

4.2 Programma sinottico di osservazione del secondo spettro solare

4.2.1 Motivazione

Come accennato in precedenza la misura precisa del secondo spettro solare, ovvero della polarizzazione lineare generata dalla diffusione in prossimità del bordo solare, offre una miriade di informazioni riguardo al Sole ed in particolare sul suo magnetismo. L'effetto Hanle che agisce nelle righe spettrali, fornisce la possibilità di adottare dei metodi diagnostici che permettono di raccogliere delle informazioni di natura statistica anche lontano dalle zone più attive della superficie solare e in presenza di un campo magnetico con struttura turbolenta. Nonostante i progressi recenti effettuati dalla ricerca in questo ambito, ancora molto rimane da scoprire. In particolare ancora poco si sa su eventuali variazioni legate all'andamento del ciclo di attività solare. Ecco che diventa dunque interessante avviare dei programmi di monitoraggio delle variazioni del secondo spettro solare in alcune righe spettrali selezionate e di studiare l'eventuale correlazione con il ciclo solare.

Una prima idea di effettuare un monitoraggio del secondo spettro solare in relazione all'andamento dell'attività solare è stata descritta da Bianda et al. (2007). Poi un programma è stato avviato nel 2007 nell'ambito di un lavoro di dottorato svolto all'IRSOL fino al 2010. Il programma si è basato sull'osservazione polarimetrica delle righe molecolari del C_2 a 5140\AA . La diagnosi del campo magnetico ha sfruttato l'effetto Hanle differenziale fra le righe osservate, misurando cioè il rapporto dell'ampiezza dei segnali polarimetrici ottenuto nelle varie righe R_1 , R_2 , R_3 , P (vedi Figura 4.1), con l'idea che tale rapporto dipende dal campo magnetico (Kleint et al., 2011b), ma rimane pressoché insensibile a variazioni della distanza dal bordo, dovute a piccole imprecisioni nel puntamento del telescopio. L'ampiezza di ogni singolo segnale polarimetrico diminuisce invece rapidamente mentre ci si allontana dal bordo.

I primi dati pubblicati (Kleint et al., 2010a,b, 2011b) che sono stati presi in un periodo di minima attività solare, hanno dato dei risultati estremamente omogenei, sia in funzione del tempo, sia in funzione della latitudine solare. Confronti con alcuni singoli dati d'archivio presi in prossimità del massimo di attività solare del 2000 e con strumentazione meno avanzata, lasciavano comunque intravedere delle possibili variazioni legate al ciclo solare. Questo ci ha indotto a proseguire il programma anche negli anni successivi al 2010, in modo da studiare eventuali cambiamenti legati al ciclo solare.

4.2.2 L'acquisizione dei dati

Le misure sono state effettuate con il polarimetro ZIMPOL. Fino al 2010 è stata utilizzata la versione ZIMPOL-II. Poi nel 2010 è stata messa a punto la versione più recente del polarimetro ZIMPOL-III e da allora si è proceduto con essa. Nel periodo di transizione sono state ottenute delle misure con entrambe le versioni in modo da poter effettuare dei confronti strumentali fra le misure ottenute.

Un esempio di profilo del secondo spettro solare ottenuto recentemente all'IRSOL con il polarimetro ZIMPOL-III nelle righe spettrali della molecola C_2 attorno ai 5140\AA , è riportato nella Figura 4.1.

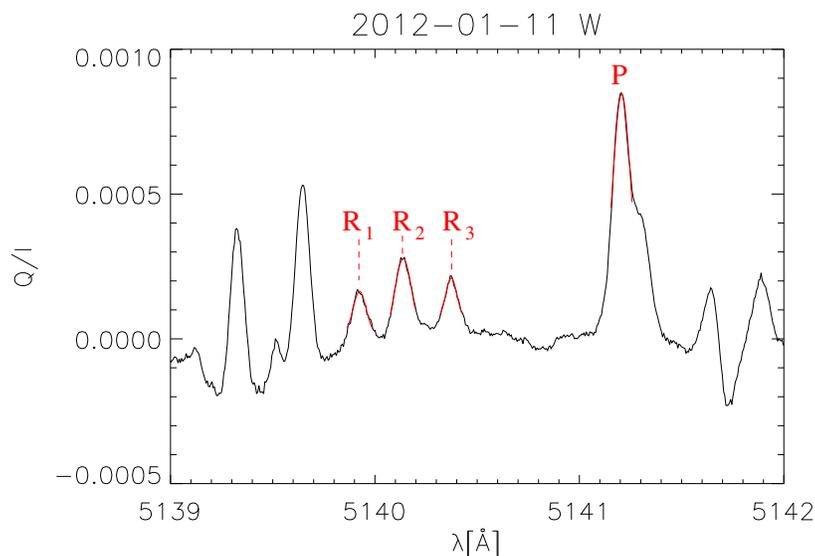


Figura 4.1: Esempio di profilo del secondo spettro solare ottenuto all'IRSOL con ZIMPOL-III nelle righe spettrali della molecola C_2 . Il rumore statistico della misura si situa all'ordine di grandezza di 10^{-5} . Nel grafico vengono indicate le righe R_1 , R_2 , R_3 , P , utilizzate per l'analisi.

Si è cercato di ottenere una serie di misure con una cadenza all'incirca mensile. Ogni serie di misure era normalmente composta da osservazioni effettuate in cinque posizioni diverse. Due misure erano effettuate in prossimità dei due poli eliografici Nord e Sud, due misure a 45 gradi di latitudine eliografica a Nord-Ovest e Sud-Ovest e una misura nella zona equatoriale a Ovest.

Nel corso del tempo sono state introdotte varie innovazioni. In particolare è stato introdotto il controllo automatico tramite computer della distanza dal bordo solare, grazie all'azione di una lastra mobile di vetro e all'elaborazione delle immagini

riprese dalla camera CCD che permette di visualizzare le immagini sul fuoco scientifico del telescopio dove è posizionata la fenditura dello spettrografo (slit jaw camera). A tale scopo, abbiamo sviluppato un software per il riconoscimento automatico del bordo solare.

Dal 2012 l'acquisizione dei dati è stata completamente automatizzata. Ciò ha premesso di sgravare il nostro impegno nell'acquisizione dei dati e allo stesso tempo di ridurre gli errori procedurali.

4.2.3 Risultati ottenuti

I risultati ottenuti dal 2010 ad inizio 2014 sono riassunti nella Figura 4.2, nella quale si riportano i rapporti dell'ampiezza dei segnali di polarizzazione R_1/R_2 , R_2/P e R_3/R_2 in funzione della data di osservazione. Viene anche mostrata una retta di regressione con i relativi parametri. I risultati riportati sono stati ottenuti proprio nel periodo di transizione tra il momento di ripresa della attività solare, iniziata nel 2010, e il massimo di attività solare. Si tratta dunque di un periodo favorevole per lo studio di un'eventuale correlazione con il ciclo solare.

Le misure non hanno tuttavia messo in evidenza nessuna variazione sostanziale rispetto ai dati ottenuti precedentemente nel periodo di minima attività solare dal 2007 al 2010 e riportati nell'articolo di Kleint et al. (2010b) nel quale era stato ottenuto un valore medio del campo magnetico $B = 7.41 \pm 0.76$ Gauss.

Dalla regressione lineare, la variazione più significativa ($\sigma = 2.6$) è stata ottenuta nel rapporto R_1/R_2 . Si tratta di una leggera diminuzione, che, secondo i modelli discussi nell'articolo di Kleint et al. (2011b), potrebbe lasciare presupporre ad un lieve aumento dell'intensità del campo magnetico. Tuttavia il leggero aumento riscontrato nel rapporto R_3/R_2 ($\sigma = 2.0$) ci porterebbe alla conclusione opposta.

Nella Figura 4.3 sono riportati i valori medi della polarizzazione misurati nei diversi punti cardinali presi in esame. L'errore *err* sul valore medio rappresentato sul grafico è stato stimato dividendo lo scarto quadratico medio *sqm* per la radice quadrata del numero N di misure effettuate, cioè:

$$err = \frac{sqm}{\sqrt{N}} \quad (4.1)$$

Osservando i grafici, non abbiamo potuto riscontrare nessuna variazione significativa nemmeno rispetto alla posizione eliografica.

4.2.4 Prospettive e nuovo programma sinottico

Come descritto nel capitolo 1.2.3, uno dei temi su cui si concentra l'interesse della comunità scientifica attiva in fisica solare, è legato alla natura o esistenza stessa del fenomeno di dinamo locale a scale subgranulari. Ciò che caratterizza i fenomeni

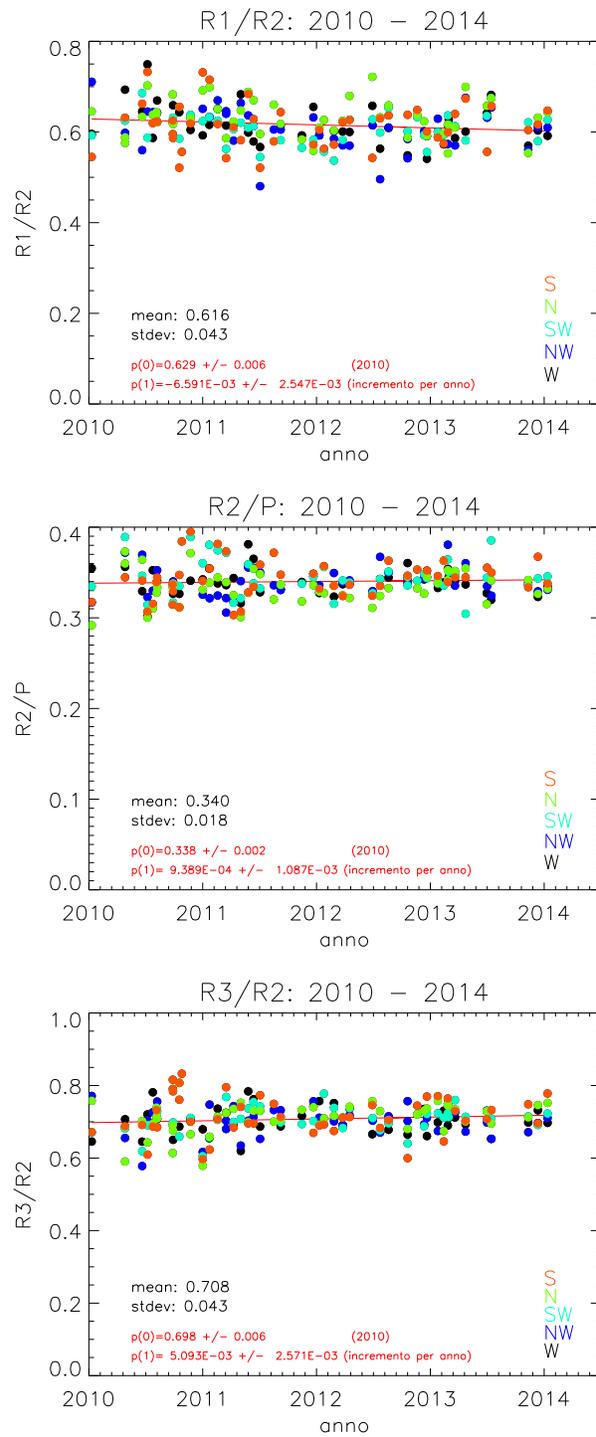


Figura 4.2: Misure dei rapporti dell'ampiezza dei segnali di polarizzazione R_1/R_2 , R_2/P e R_3/R_2 in funzione della data di osservazione. $p(0)$ indica il valore della retta di regressione ad inizio anno 2010. $p(1)$ rappresenta la pendenza espressa come incremento annuale.

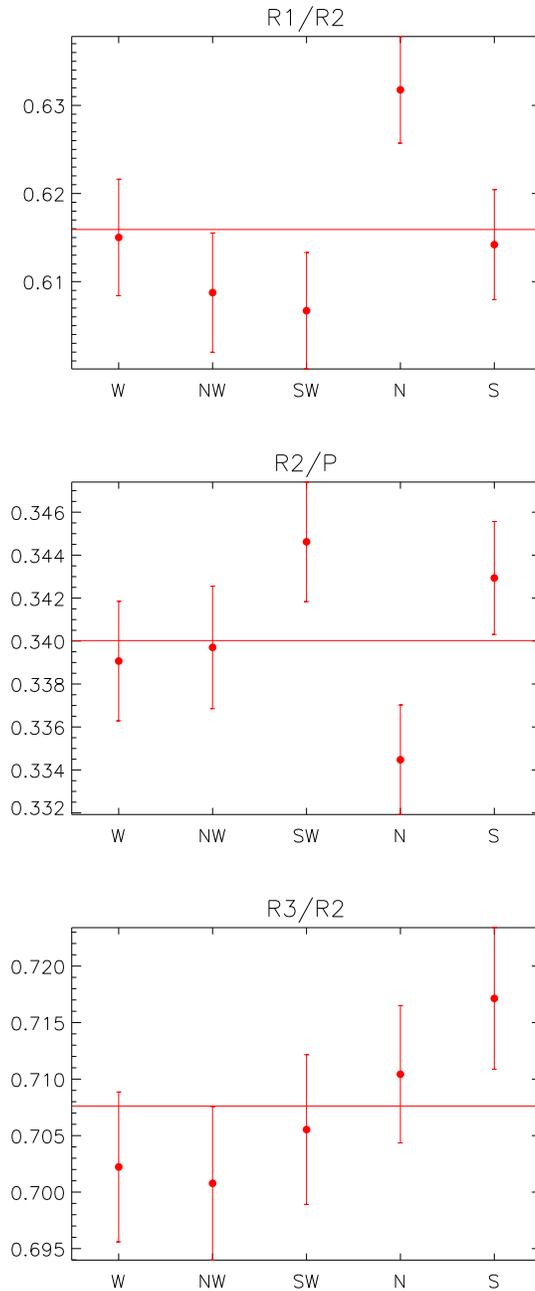


Figura 4.3: Valore medio dei rapporti dell'ampiezza dei segnali di polarizzazione R_1/R_2 , R_2/P e R_3/R_2 a dipendenza della posizione di osservazione.

legati alla dinamo locale è che essi non dipendono dalla dinamo globale, dunque non sono legati al ciclo solare. Le nostre misure del programma sinottico svolte sinora, a prima vista, parrebbero confermare questa ipotesi, non potendo mettere in evidenza una dipendenza dei segnali misurati dal ciclo solare.

Va però messo l'accento sul fatto che, se da una parte le righe considerate si prestano egregiamente per una analisi in termini di effetto Hanle differenziale, dall'altra sappiamo che tali righe si formano in corrispondenza dei granuli solari, dove la temperatura favorisce la formazione di queste molecole (Trujillo Bueno et al., 2004). Ci sfugge in tal modo l'analisi delle regioni ai confini dei granuli, ovvero negli strati atmosferici intergranulari. Trattandosi delle regioni dove la materia ritorna in profondità, si è in presenza di moti più turbolenti dove la geometria del campo magnetico risulta differente rispetto a quanto ci si aspetta all'interno dei granuli.

La misura del campo magnetico negli intergranuli tramite l'effetto Hanle, e più precisamente utilizzando la tecnica differenziale, presenta difficoltà nel reperire righe spettrali adatte. Recentemente si è però potuto trovare una copia di righe adatte misurabili con la tecnica osservativa sviluppata per il progetto descritto nella sezione 4.1.3. Quest'ultima tecnica può essere utilizzata per osservare contemporaneamente con la stessa camera CCD la riga dello stronzio neutro a 460.7 nm nell'undicesimo ordine dello spettrografo e la riga del calcio neutro a 422.7 nm nel dodicesimo ordine. La prima delle due righe, quella dello stronzio, presenta un forte segnale di polarizzazione da diffusione, è sensibile all'effetto Hanle e si forma sia nei granuli, sia negli intergranuli. Dunque i segnali di depolarizzazione Hanle di questa riga ci potrebbero fornire importanti informazioni sulla stabilità del campo magnetico turbolento nei granuli e negli intergranuli. Il segnale di riferimento da confrontare con la riga dello stronzio è invece fornito dalla polarizzazione che si misura nelle ali della seconda riga, cioè quella del calcio neutro. Quest'ultima riga risulta praticamente insensibile al campo magnetico.

Alcune misure esplorative di questa coppia di righe sono già state effettuate. A breve prevediamo l'avvio di un programma di osservazioni regolari, dopo aver proceduto ai previsti lavori di argentatura degli specchi del telescopio e dello spettrografo.

Va sottolineato che attualmente l'IRSOL è l'unico osservatorio al mondo nel quale un tale tipo di misure è possibile.

Per maggiori dettagli si veda anche l'articolo 5 riportato nell'appendice.

4.3 Misure a Gregor

Durante la campagna di misura di ottobre 2013 abbiamo potuto provare per la prima volta il funzionamento del sistema ZIMPOL-III sul telescopio Gregor a Tenerife. I risultati di questa prima campagna sono stati più che soddisfacenti. La possibilità di effettuare la calibrazione con i filtri polarizzanti in prossimità del fuoco primario, prima di qualsiasi riflessione su specchi non ortogonali al fascio, si è rivelata molto utile e ha permesso di ottenere misure pressoché prive di effetti di polarizzazione strumentale e cross-talk.

La figura 4.4 riporta un esempio di misure di polarizzazione con i quattro parametri di Stokes, raccolte nella riga spettrale dello stronzio neutro a 4607\AA . La misura è stata ottenuta in prossimità del bordo solare con un tempo di esposizione totale di un minuto. Sulle immagini riportate, la nitidezza delle strutture osservate lungo la direzione spaziale (quella verticale), indicano come le condizioni osservative fossero particolarmente buone in quel momento e permettessero un'ottima risoluzione spaziale, anche grazie all'uso dell'ottica adattiva. Il bordo solare si trova in basso, mentre la riga orizzontale luminosa corrisponde a una regione facolare. Stokes Q positivo è definito parallelamente al bordo solare. Il segnale di polarizzazione da diffusione presente nell'immagine di Stokes Q/I aumenta in modo considerevole mentre ci si avvicina al bordo, come ci si attende dalla teoria. Nelle regioni magneticamente attive sono ben visibili dei segnali dell'effetto Zeeman, simmetrici nella polarizzazione lineare (immagini Q/I e U/I) e antisimmetrici nella polarizzazione circolare. Il più basso segnale di polarizzazione rilevabile nell'immagine ha un'ampiezza di 0.01%.

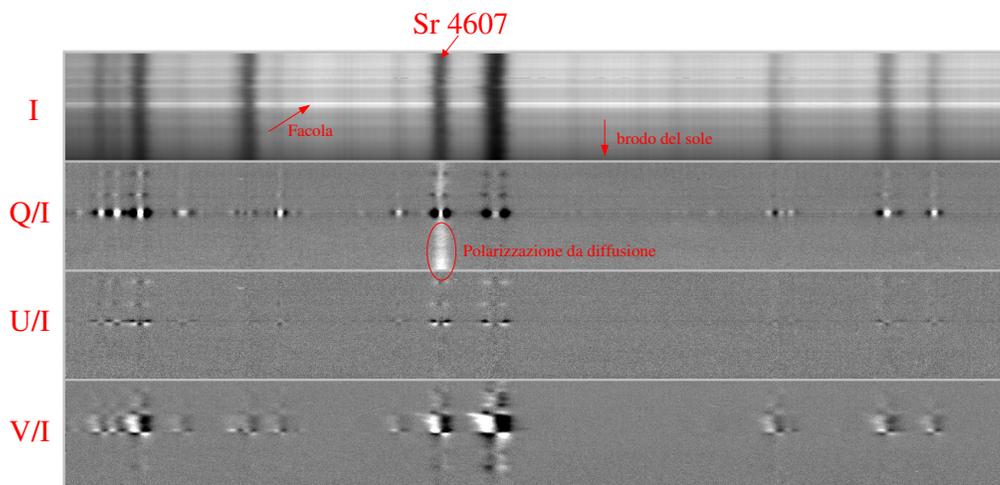


Figura 4.4: Immagini di polarizzazione raccolte al telescopio Gregor con ZIMPOL-III.

Capitolo 5

Commenti conclusivi

Una delle forme in cui si manifesta la cultura umana è nello sviluppo della ricerca scientifica. L'insieme di conoscenze che diventano un patrimonio comune è il frutto del lavoro di singoli ricercatori, ma pure di istituzioni che mettono a disposizione dei primi una situazione che permetta di creare nuove idee e di studiare la natura con i necessari strumenti di misura. La complessità dei problemi da affrontare richiede il lavoro di una comunità che spartisca il proprio sapere, ascolti le idee che circolano nella comunità commentandole, criticandole e verificandole con misure adeguate e sempre più precise. La ricchezza di una comunità di lavoro può anche essere espressa nel ruolo che gioca in questo ciclo della produzione del sapere, dal rapporto tra la produzione di idee e la fruizione di idee.

A Locarno-Monti, per condizioni particolari e per il lavoro pionieristico di singole persone, sono stati fondati MeteoSvizzera, la Specola Solare Ticinese e l'IRSOL. MeteoSvizzera dipende dalla Confederazione, ma è strenuamente voluta e difesa dai Comuni e dal Cantone. La Specola e l'IRSOL sono stati ripresi da enti locali, l'associazione ASST e la fondazione FIRSOL; queste azioni sono state seguite e supportate dal Cantone.

Per l'IRSOL la storia recente è coincisa con una fase evolutiva: da istituto di ricerca fortemente dipendente dalle collaborazioni, a istituto con un numero di ricercatori tale da renderlo più autonomo e completo. Attualmente vi sono premesse molto positive. Il presente lavoro dimostra che la competenza che abbiamo acquisito nel campo della polarimetria, grazie specialmente alla possibilità di utilizzare e sviluppare il polarimetro ZIMPOL, ci permette di giocare un ruolo da protagonista, sia sfruttando le potenzialità della strumentazione presente all'IRSOL, sia nella partecipazione nei maggiori progetti che la comunità della fisica solare sta sviluppando.

La sfida dei prossimi anni per l'IRSOL sarà legata alla capacità di individuare una forma giuridica per meglio essere individuabile nella realtà universitaria svizzera. La base di questa operazione sta però sempre nella qualità del lavoro scientifico.

Dobbiamo avere la capacità di offrire alla comunità scientifica e alla collettività nostri contributi originali nella costruzione della conoscenza. Solo soddisfacendo a questa esigenza possiamo fidare nella indispensabile solidarietà della comunità che ci circonda.

Riferimenti bibliografici

- Anusha, L. S., Nagendra, K. N., Bianda, M., Stenflo, J. O., Holzreuter, R., Sampoorna, M., Frisch, H., Ramelli, R., & Smitha, H. N. 2011, *ApJ*, 737, 95
- Babcock, H. W. 1961, *ApJ*, 133, 572
- Belluzzi, L. 2011, in *Solar Polarization 6*, edito da J. R. Kuhn, D. M. Harrington, H. Lin, S. V. Berdyugina, J. Trujillo-Bueno, S. L. Keil, & T. Rimmele, vol. 437 di *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 29.
- Bianda, M., Ramelli, R., Anusha, L. S., Stenflo, J. O., Nagendra, K. N., Holzreuter, R., Sampoorna, M., Frisch, H., & Smitha, H. N. 2011a, *A&A*, 530, L13.
- Bianda, M., Ramelli, R., & Stenflo, J. O. 2007, *Mem. Soc. Astron. Italiana*, 78, 38
- Bianda, M., Ramelli, R., Stenflo, J. O., Anusha, L. S., Nagendra, K. N., Sampoorna, M., Holzreuter, R., & Frisch, H. 2011b, in *Solar Polarization 6*, edito da J. R. Kuhn, D. M. Harrington, H. Lin, S. V. Berdyugina, J. Trujillo-Bueno, S. L. Keil, & T. Rimmele, vol. 437 di *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 67
- Cattaneo, F. 1999, *ApJ*, 515, L39
- Demidov, M. L., Stenflo, J. O., Bianda, M., & Ramelli, R. 2014, in *Solar Polarization 7*, vol. in stampa di *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*
- Feller, A. 2007, *Tesi Ph.D.*, ETH, Zurich. Diss nr. 17333
- Feller, A., Bianda, M., & Stenflo, J. O. 2007, in *Modern solar facilities - advanced solar science*, edito da F. Kneer, K. G. Puschmann, & A. D. Wittmann, 63
- Gandorfer, A. 2000, *The Second Solar Spectrum: A high spectral resolution polarimetric survey of scattering polarization at the solar limb in graphical representation. Volume I: 4625 Å to 6995 Å (VdF, Hochschulverlag an der ETH Zurich)*
- 2002, *The Second Solar Spectrum: A high spectral resolution polarimetric survey of scattering polarization at the solar limb in graphical representation. Volume II: 3910 Å to 4630 Å*
- 2005, *The Second Solar Spectrum: A high spectral resolution polarimetric survey of scattering polarization at the solar limb in graphical representation. Volume III: 3160 Å to 3915 Å (VdF, Hochschulverlag an der ETH Zurich)*
- Gandorfer, A., & Gisler, D. 2006, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, edito da R. Casini, & B. W. Lites, vol. 358 di *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 225
- Gandorfer, A. M., Povel, H. P., Steiner, P., Aebersold, F., Egger, U., Feller, A., Gisler, D., Hagenbuch, S., & Stenflo, J. O. 2004, *A&A*, 422, 703
- Gisler, D. 2005, *Tesi Ph.D.*, ETH, Zurich. Diss nr. 16110
- Gisler, D., Feller, A., & Gandorfer, A. M. 2003, in *Polarimetry in Astronomy*, edito da S. Fineschi, vol. 4843 di *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 45
- Hale, G. E. 1908, *Contributions from the Mount Wilson Observatory / Carnegie Institution of Washington*, 30, 1
- Keller, C. U., & Solis Team 2001, in *Advanced Solar Polarimetry – Theory, Observation, and Instrumentation*, edito da M. Sigwarth, vol. 236 di *Astronomical Society of the*

- Pacific Conference Series, 16
- KIS 2014, Picture of the month. <http://www.kis.uni-freiburg.de/index.php?id=25&L=1>, stato: 23 febbraio 2014
- Kleint, L., Berdyugina, S. V., Gisler, D., Shapiro, A. I., & Bianda, M. 2010a, *Astronomische Nachrichten*, 331, 644
- Kleint, L., Berdyugina, S. V., Shapiro, A. I., & Bianda, M. 2010b, *A&A*, 524, A37
- Kleint, L., Feller, A., & Gisler, D. 2011a, *A&A*, 529, A78
- Kleint, L., Shapiro, A. I., Berdyugina, S. V., & Bianda, M. 2011b, *A&A*, 536, A47
- Küveler, G., Dao, V. D., & Ramelli, R. 2011, *Astronomische Nachrichten*, 332, 502
- Küveler, G., Wiehr, E., & Bianda, M. 2003, *Astronomische Nachrichten*, 324, 308
- Landi Degl'Innocenti, E. 2007, *Fisica Solare* (Springer)
- Lites, B. W., Kubo, M., Socas-Navarro, H., Berger, T., Frank, Z., Shine, R., Tarbell, T., Title, A., Ichimoto, K., Katsukawa, Y., Tsuneta, S., Suematsu, Y., Shimizu, T., & Nagata, S. 2008, *ApJ*, 672, 1237
- Parker, E. N. 1955, *ApJ*, 122, 293
- Petrovay, K., & Szakaly, G. 1993, *A&A*, 274, 543
- Povel, H.-P. 1995, *Optical Engineering*, 34, 1870
- Ramelli, R., Balemi, S., Bianda, M., Defilippis, I., Gamma, L., Hagenbuch, S., Rogantini, M., Steiner, P., & Stenflo, J. O. 2010a, in *SPIE Conf. Ser.*, vol. 7735 di *SPIE Conf. Ser.*
- Ramelli, R., Bianda, M., Trujillo Bueno, J., Merenda, L., & Stenflo, J. O. 2006, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, edito da R. Casini, & B. W. Lites, vol. 358 di *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 471.
- Ramelli, R., Bucher, R., Rossini, L., Bianda, M., & Balemi, S. 2010b, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 7736 di *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Ramelli, R., Stellmacher, G., Wiehr, E., & Bianda, M. 2012, *Sol. Phys.*, 281, 697.
- Ramelli, R., Trujillo Bueno, J., Bianda, M., & Asensio Ramos, A. 2011, in *Solar Polarization 6*, edito da J. R. Kuhn, D. M. Harrington, H. Lin, S. V. Berdyugina, J. Trujillo-Bueno, S. L. Keil, & T. Rimmele, vol. 437 di *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 109
- Sanchez Almeida, J., Martinez Pillet, V., & Wittmann, A. D. 1991, *Sol. Phys.*, 134, 1
- Setzer, M., Lübke, S., Küveler, G., Zuber, A., Bianda, M., & Ramelli, R. 2013, in *Tagungsband AALE 2013 (München DIV Deutscher Industrieverlag)*, 359
- Shapiro, A. I., Fluri, D. M., Berdyugina, S. V., Bianda, M., & Ramelli, R. 2011, *A&A*, 529, A139.
- Smitha, H. N., Nagendra, K. N., Stenflo, J. O., Bianda, M., Sampoorana, M., Ramelli, R., & Anusha, L. S. 2012, *A&A*, 541, A24.
- Stenflo, J. O. 1994, *Solar magnetic fields. Polarized radiation diagnostics* (Kluwer Academic Publisher)
- 2013a, *A&A*, 555, A132.
- 2013b, *A&A Rev.*, 21, 66.
- Stenflo, J. O., Demidov, M. L., Bianda, M., & Ramelli, R. 2013, *A&A*, 556, A113.
- Trujillo Bueno, J. 2006, in *Solar Physics and Solar Eclipses (SPSE 2006)*, edito da

- R. Ramelli, O. M. Shalabiea, I. Saleh, & J. O. Stenflo, 77
- Trujillo Bueno, J., Shchukina, N., & Asensio Ramos, A. 2004, *Nature*, 430, 326.
- Weast, R. C., Astle, M. J., & Beyer, W. H. (editori) 1987, *CRC Handbook of Chemistry and Physics* (CRC-Press)
- Wiehr, E., Stellmacher, G., Ramelli, R., & Bianda, M. 2013, *Central European Astrophysical Bulletin*, 37, 487

Appendice: Articoli Allegati

Nota: Gli articoli redatti nell'ambito del presente lavoro sono stati pubblicati su varie riviste scientifiche. Nella presente versione digitale del rapporto, vengono forniti gli indirizzi WEB, da cui gli articoli possono essere scaricati.

Articolo 1

“Helium Emissions Observed in Ground-Based Spectra of Solar Prominences”

Autori: R. Ramelli, G. Stellmacher, E. Wiehr, M. Bianda

Pubblicato su: Solar Physics (2012) 281: 697–706

Link: <http://link.springer.com/article/10.1007%2Fs11207-012-0118-2>

Articolo 2

“The Hot Skin of Prominence Structures”

Autori: E. Wiehr, G. Stellmacher, R. Ramelli, M. Bianda

Pubblicato su: Central European Astrophysical Bulletin, 37 (2013) 487.

Link: http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-data_query?bibcode=2013CEAB..37..487W&db_key=AST&link_type=ARTICLE

Articolo 3

“Solar cycle variations of the Second Solar Spectrum”

Autori: M. Bianda, R. Ramelli, D. Gisler, J.O. Stenflo

Publicato su: ASP Conference Series (2014) 489, 167 *Solar Polarization Workshop*
7

Link: <http://aspbooks.org/custom/publications/paper/489-0167.html>

Articolo 4

“Calibration of the 6302/6301 Stokes V line ratio in terms of the 5250/5247 ratio”

Autori: J. O. Stenflo, M. L. Demidov, M. Bianda, R. Ramelli

Publicato su: *Astronomy & Astrophysics*, 556, A113 (2013)

Link: <http://www.aanda.org/articles/aa/abs/2013/08/aa21749-13/aa21749-13.html>

Articolo 5

“Conversion of the 6302/6301 Stokes V line ratio to the 5250/5247 ratio for the diagnostics of quiet-sun magnetic fields”

Autori: M. L. Demidov, J. O. Stenflo, M. Bianda, R. Ramelli

Publicato su: ASP Conference Series (2014) 489, 21 *Solar Polarization Workshop*
7

Link: <http://aspbooks.org/custom/publications/paper/489-0021.html>

Articolo 6

“J-state interference signatures in the second solar spectrum – Modeling the Cr I triplet at 5204–5208 Å”

Autori: H. N. Smitha, K. N. Nagendra, J. O. Stenflo, M. Bianda, M. Sampoorna, R. Ramelli, and L. S. Anusha

Publicato su: *Astronomy & Astrophysics*, 541, A24 (2012)

Link: <http://www.aanda.org/articles/aa/abs/2012/05/aa18466-11/aa18466-11.html>

Articolo 7

“Forward-Scattering Hanle Effect in the Solar Ca I 4227 Å Line”

Autori: H. Frisch, L. S. Anusha, M. Bianda, R. Holzreuter, K. N. Nagendra, R. Ramelli, M. Sampoorna, H. N. Smitha, J. O. Stenflo

Publicato su: *EAS Publications Series*, 55 (2012) 59–63

Link: <http://www.eas-journal.org/articles/eas/abs/2012/03/eas1255007/eas1255007.html>

Articolo 8

“The project of installing a ZIMPOL3 polarimeter at GREGOR in Tenerife”

Autori: M. Bianda, R. Ramelli, J. Stenflo, S. Berdyugina, D. Gisler, I. Defilippis, and N. Bello González

Publicato su: *Memorie della Società Astronomica Italiana* Vol. 84, 413 (2013)

Link: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013MmSAI..84..413B>