

# Formation des raies polarisées hors-ETL

Atelier PNST « Etude des champs  
magnétiques solaires et stellaires »

Beaulieu, mai 2005

# Introduction

- Pourquoi s'intéresse t'on à ce problème?
- Pour pouvoir mesurer directement les champs magnétiques dans les régions chaudes et diluées: chromosphères, couronnes, où les raies se forment hors-ETL.
- En effet les codes d'extrapolations ont des limites (hypothèses « force-free »)

# Problème hors ETL « complet »

Problème complet stationnaire:

Atome à plusieurs niveaux et sous-niveaux Zeeman en interaction avec un rayonnement polarisé.

→ Couplage entre les équations de transfert du rayonnement polarisé (équation vectorielle pour les 4 paramètres de Stokes) et les équations d'équilibre statistique des sous-niveaux Zeeman.

En principe les populations des sous-niveaux peuvent être différentes et les sous-niveaux peuvent avoir des relations de phase entre eux (cohérences)

→ l'état de l'atome est décrit par une matrice « densité »

# Matrice densité atomique

Pour un niveau  $J$  avec  $2J+1$  sous-niveaux Zeeman

$$\rho_J(M, M) = \langle JM | \rho | JM \rangle \text{ populations}$$

$$\rho_J(M, M') = \langle JM | \rho | JM' \rangle \text{ cohérences}$$

$(2J+1)^2$  inconnues au lieu de  $2J+1$  pour le cas sans polarisation

# Polarisation atomique

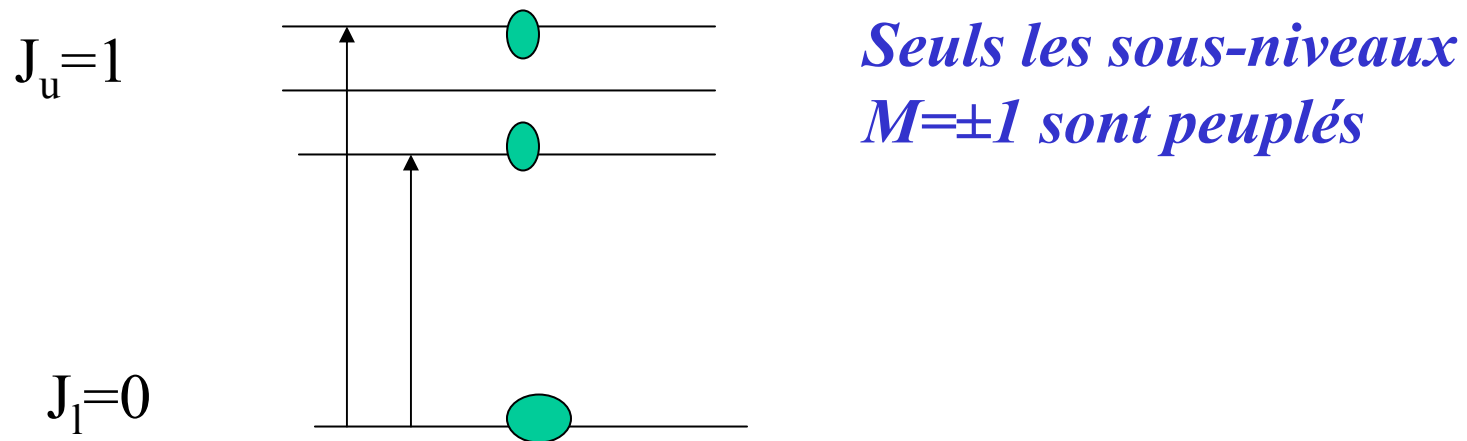
Lorsque la matrice densité n'est pas scalaire on dit que l'atome est « polarisé »

→ Les sous-niveaux Zeeman ont des populations différentes et /ou les sous-niveaux ont des relations de phase (cohérences)

→ Se produit lorsque les niveaux sont peuplés par des collisions anisotropes (polarisation d'impact) ou par absorption de rayonnement anisotrope (polarisation de résonance)

# Exemple

Atome illuminé par un rayonnement *unidirectionnel* non polarisé à la fréquence de transition atomique entre  $J_l=0$  et  $J_u=1$

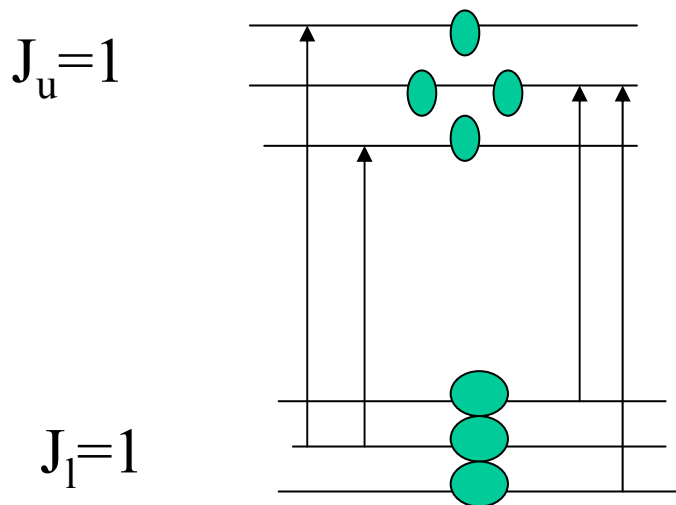


Axe de quantification dans la direction du rayonnement

# Autres exemples

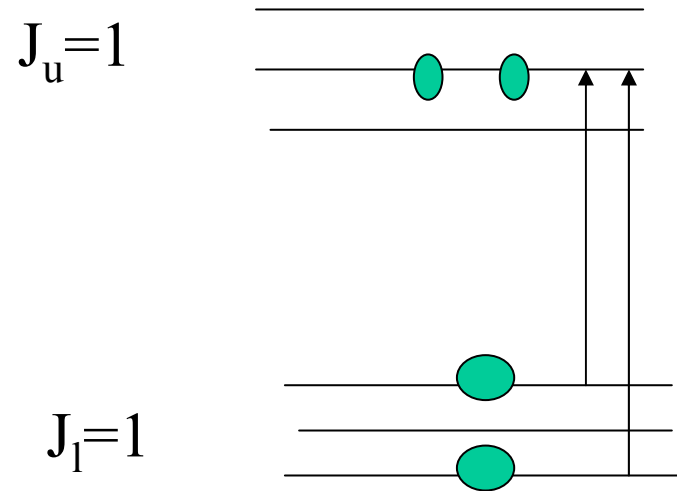
Rayonnement incident monodirectionnel

*Le niveau  $M=0$  est deux fois plus peuplé que les niveaux  $M=\pm 1$*



Niveau inférieur non polarisé

*Seul le niveau  $M=0$  est peuplé*



Niveau inférieur polarisé

# Alignement et orientation

***Orientation:*** les sous-niveaux  $M$  et  $-M$  ont des populations différentes (possible par exemple en présence de champ magnétique et de gradient de vitesse)

***Alignement:*** populations des sous-niveaux  $|M| \neq |M'|$   
différentes (cas des atomes illuminés par un rayonnement anisotrope ou polarisé)



# Réémission du rayonnement

Les transitions  $\Delta M = \pm 1$  peuvent se représenter comme le rayonnement de boucles de courants  $\rightarrow$  donnent du rayonnement polarisé circulairement (droite ou gauche)

Les transitions  $\Delta M = 0$  peuvent se représenter par un rayonnement d'antenne linéaire  $\rightarrow$  rayonnement polarisé linéairement.

# Equations d'équilibre statistique

(Landi degl'Innocenti 1983)

Les taux de transitions radiatives entre les sous-niveaux Zeeman de niveaux J différents (interdites entre sous-niveaux d'un même J) font intervenir des moyennes, pondérées par des profils d'absorption, des 4 paramètres de Stokes du rayonnement (seulement de l'intensité dans le cas non polarisé).

Exemple pour un triplet normal ( $J_u=1, J_l=0$ ) en présence d'un champ magnétique ( $\theta$  angle entre la direction de propagation du rayonnement et le champ magnétique)

**Taux  
d'absorption**

vers les 3  
sous-niveaux  
du niveaux  
supérieur

$$R_{+1} = \frac{N_l B_{lu}}{4\pi} \iint \left( \frac{1 + \cos^2 \vartheta}{4} I - \frac{\sin^2 \vartheta}{4} Q - \frac{\cos \vartheta}{2} V \right) \phi_b d\Omega d\nu$$

$$R_{-1} = \frac{N_l B_{lu}}{4\pi} \iint \left( \frac{1 + \cos^2 \vartheta}{4} I - \frac{\sin^2 \vartheta}{4} Q + \frac{\cos \vartheta}{2} V \right) \phi_r d\Omega d\nu$$

$$R_0 = \frac{N_l B_{lu}}{4\pi} \iint \left( \frac{\sin^2 \vartheta}{2} (I + Q) \right) \phi_p d\Omega d\nu$$

En  
l'absence de  
champ de  
vitesse  
 $R_{+1} = R_{-1}$

# En l'absence de polarisation atomique

Si les sous-niveaux Zeeman sont uniformément peuplés (par exemple dans le cas où les collisions élastiques entre sous-niveaux uniformisent les populations), le champ de rayonnement polarisé est couplé aux équations d'équilibre statistique via la quantité:

$$\eta_I I + \eta_Q Q + \eta_U U + \eta_V V$$

moyennée sur les fréquences et les directions.

# Rappels sur les paramètres de Stokes

Rayonnement se propageant selon Oz = *superposition statistique de paquets d'ondes*

Pour un paquet d'onde:  $E_x(t) = \text{Re}(\epsilon_x e^{-i\omega t})$ ,  $E_y(t) = \text{Re}(\epsilon_y e^{-i\omega t})$  avec  $\epsilon_x = E_x e^{i\phi_1}$ ,  $\epsilon_y = E_y e^{i\phi_2}$

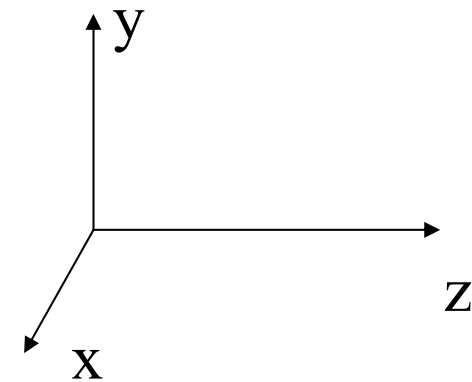
*Moyenne statistique*  $\langle \rangle$

$$I = \langle E_x^2 + E_y^2 \rangle = \langle \epsilon_x^* \epsilon_x \rangle + \langle \epsilon_y^* \epsilon_y \rangle$$

$$Q = \langle E_x^2 - E_y^2 \rangle = \langle \epsilon_x^* \epsilon_x \rangle - \langle \epsilon_y^* \epsilon_y \rangle$$

$$U = \langle 2E_x E_y \cos(\phi_2 - \phi_1) \rangle = \langle \epsilon_x^* \epsilon_y \rangle + \langle \epsilon_y^* \epsilon_x \rangle$$

$$V = \langle 2E_x E_y \sin(\phi_2 - \phi_1) \rangle = i(\langle \epsilon_x^* \epsilon_y \rangle - \langle \epsilon_y^* \epsilon_x \rangle)$$



Rayonnement non polarisé:  $\langle \epsilon_x \epsilon_x^* \rangle = \langle \epsilon_y \epsilon_y^* \rangle$ , et  $\langle \epsilon_x \epsilon_y^* \rangle = 0$

# Equation de transfert polarisé

Le rayonnement est décrit par 4 paramètres de Stokes  
(I, Q, U, V) (standard)

$$\frac{d}{ds} \begin{pmatrix} I(\nu, \Omega) \\ Q(\nu, \Omega) \\ U(\nu, \Omega) \\ V(\nu, \Omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \eta_I & \eta_Q & \eta_U & \eta_V \\ \eta_Q & \eta_I & \rho_V & -\rho_U \\ \eta_U & -\rho_V & \eta_I & \rho_Q \\ \eta_V & \rho_U & -\rho_Q & \eta_I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I(\nu, \Omega) \\ Q(\nu, \Omega) \\ U(\nu, \Omega) \\ V(\nu, \Omega) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \varepsilon_I(\nu, \Omega) \\ \varepsilon_Q(\nu, \Omega) \\ \varepsilon_U(\nu, \Omega) \\ \varepsilon_V(\nu, \Omega) \end{pmatrix}$$

Matrice d'absorption,  
comprend un terme  
d'absorption et un terme  
négatif d'émission induite

Vecteur  
émissivité

# Remarques

## \* *Effet Hanle / effet Zeeman*

Le formalisme général s'applique aussi bien à la description de l'effet Hanle que de l'effet Zeeman.

L'effet Hanle est purement hors ETL, l'effet Zeeman existe dans les milieux où le rayonnement est en ETL avec les atomes.

## • *Problème des taux de collisions :*

Pas vraiment abordé ici même si, formellement on peut introduire des taux de collisions dans les équations d'équilibre statistique

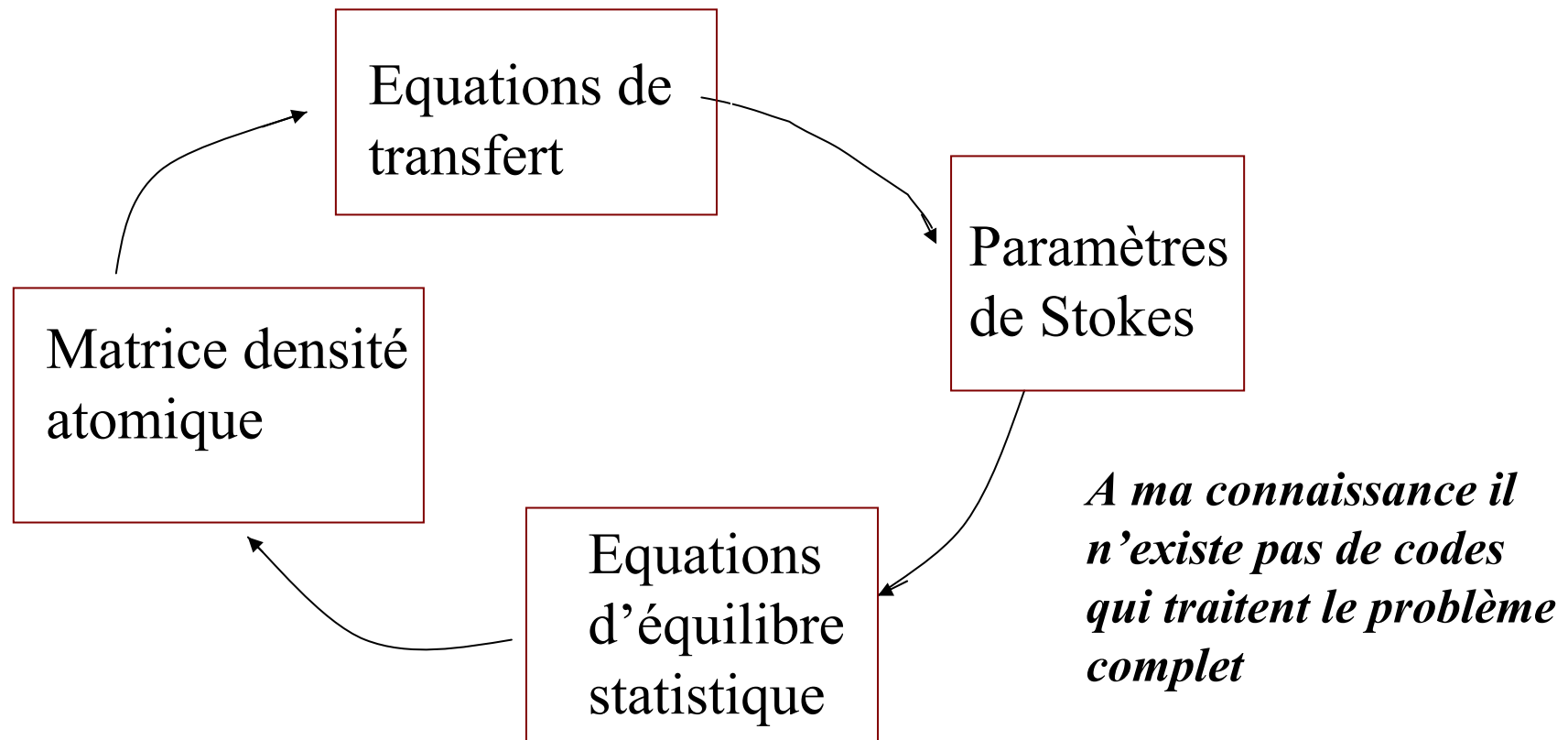
dépolarisantes

polarisantes (polarisation par impact)

# Différents régimes

<p>Régime magnétique</p> <p>Taux de collisions dépolarisantes</p>	<p>B=0</p>	<p>Effet Hanle</p> <p><math>\nu_L \approx A</math></p>	<p>Régime intermédiaire</p> <p><math>A \leq \nu_L \leq \Delta \nu_D</math></p>	<p>Effet Zeeman</p> <p><math>\nu_L \geq \Delta \nu_D</math></p>
<p><math>\delta_c \leq A</math></p> <p>Polarisation atomique</p>	<p>Polarisation de résonance</p> <p><i>chromosphère</i></p>	<p>Effet Hanle → polarisation linéaire</p> <p><i>chromosphère</i></p>	<p>Effet Zeeman hors-ETL champ faible</p> <p><i>chromosphère</i></p>	<p>Effet Zeeman hors ETL « complet »</p>
<p><math>\delta_c \geq A</math></p> <p>Pas de polarisation atomique</p>	<p>Pas de polarisation</p>	<p>Pas de polarisation</p>	<p>Effet Zeeman ETL champ faible</p>	<p>Effet Zeeman ETL</p>

# Couplage des équations d'équilibre statistique et des équations de transfert polarisé





# Premier problème restreint

Atome à deux niveaux, sans polarisation atomique

(Domke & Staude, 1973)

Ne permet pas de traiter l'effet Hanle

Dans ce cas le vecteur émissivité peut s'écrire en fonction de la fonction source scalaire:  $S_L = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(1 - \frac{n_l g_u}{n_u g_l}\right)^{-1}$

Equation de transfert (en présence d'un continu non polarisé):

$$\frac{d\vec{I}}{d\tau} = \left( \overset{\square}{K} + \beta \overset{\square}{E} \right) \vec{I} - \overset{\square}{K} (S_L \vec{S}_0) - \beta B(T) \vec{S}_0$$

Matrice  
d'absorption dans  
la raie

$$\vec{S}_0 = (1, 0, 0, 0)^\dagger$$

# Equation intégrale pour $S_L$

Expression de  $S_L$  en fonction du champ de rayonnement

$$S_L(\tau) = \frac{(1-\varepsilon)}{\eta_I} \iint \overrightarrow{S_0}^\dagger \cdot \overrightarrow{K} \vec{I}(\tau, \nu, \Omega) d\nu d\Omega + \varepsilon B(T),$$

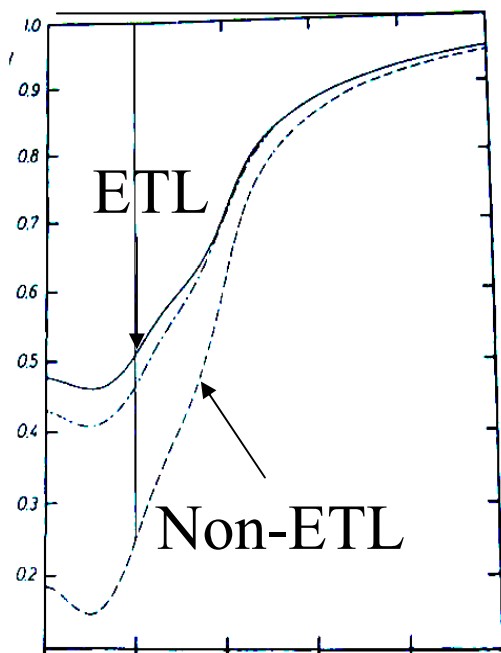
$S_L$  dépend des 4 paramètres de Stokes.

Il existe une équation intégrale pour  $S_L$  de la forme

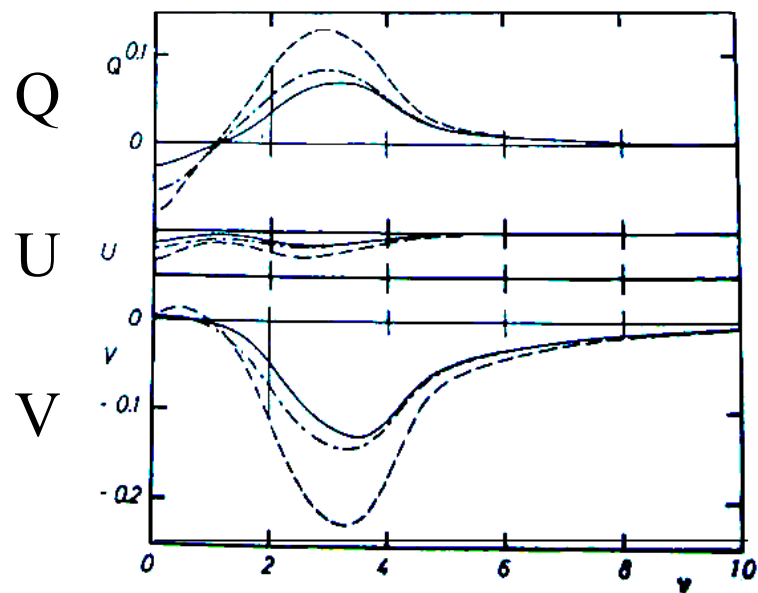
$$S_L(\tau) = (1-\varepsilon) \int_0^\infty K(\beta, |\tau-t|) S_L(t) dt + S^*(\tau)$$

# Effet de la diffusion sur les profils émergents (raie forte)

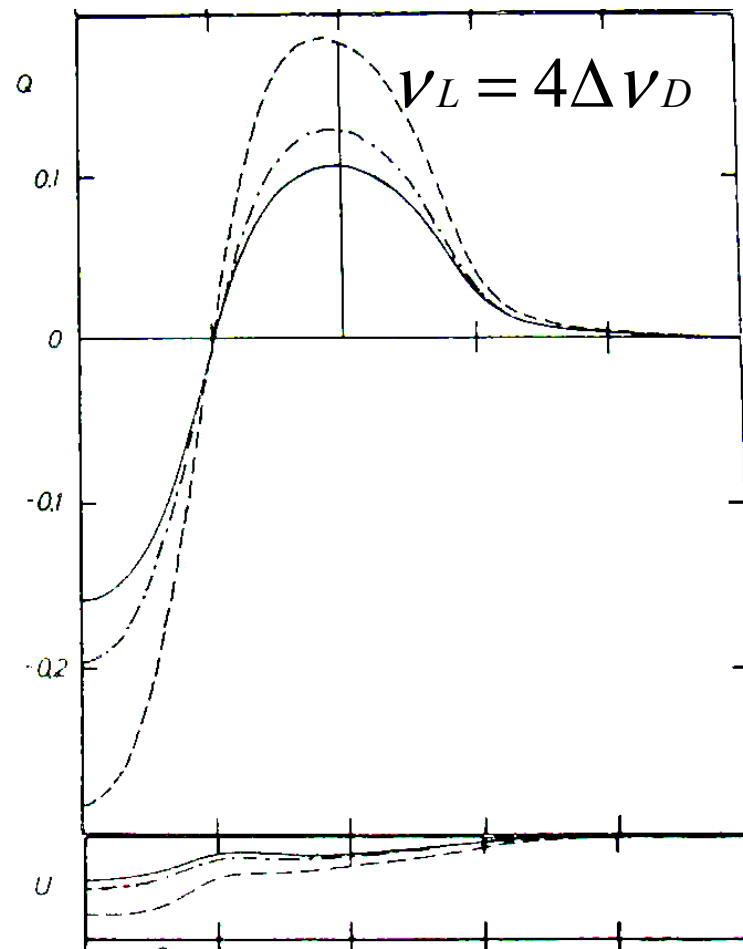
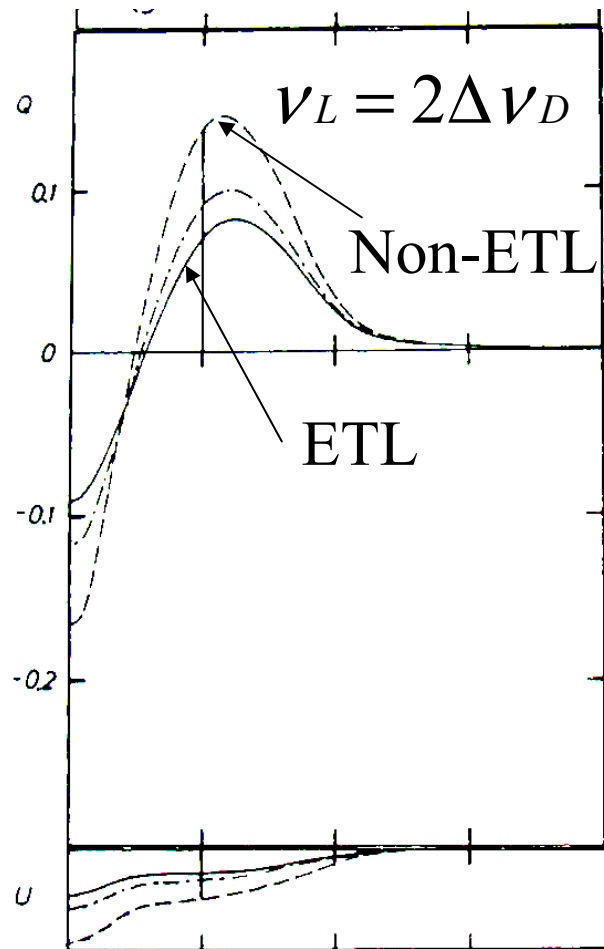
$$V_L = 2\Delta V_D$$



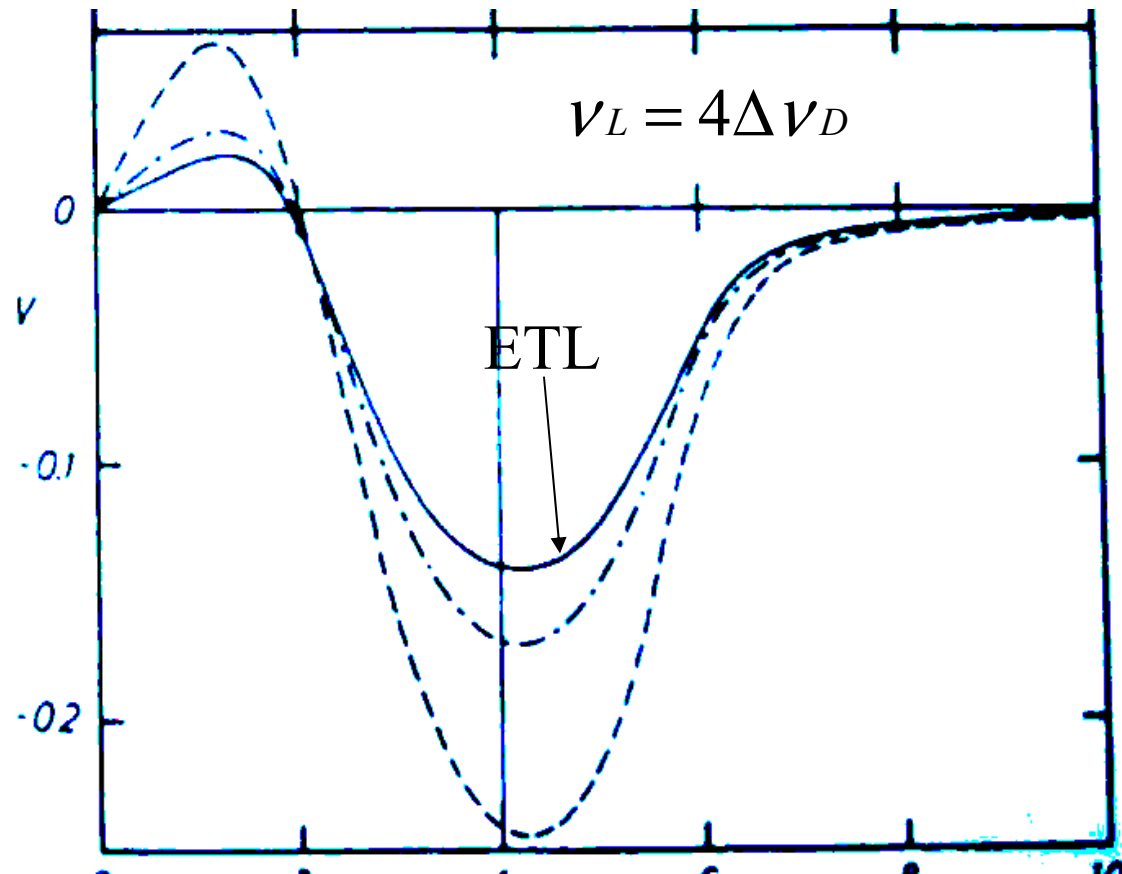
Intensité



# Effet de la diffusion sur Q et U raie de force moyenne (FeI 6302)



# Effet sur V



# Deuxième problème restreint: Atome multi-niveaux sans polarisation atomique

Auer & House 1977

Ne permet pas de traiter l'effet Hanle

→ field-free approximation

→ Polarization-free approximation

# 3ème problème restreint: Atome à deux niveaux avec polarisation atomique (Bommier & Landi Degl'Innocenti, 1996)

Champ magnétique quelconque (effet Hanle et effet Zeeman)

→ Dans les cas étudiés (champs uniformes atmosphères isothermes, etc...) la polarisation atomique modifie, assez faiblement, la polarisation linéaire en présence de champ magnétique intermédiaire entre le régime purement Hanle et purement Zeeman.

4ème problème restreint:  
Atome à deux niveaux avec polarisation  
atomique: effet Hanle avec redistribution  
partielle en fréquence

Faurobert & Paletou, 1997

Nagendra, Frisch, Faurobert , 2002

Généralisation des méthodes itératives introduites par  
Auer et Paletou (cas non polarisé) pour le calcul de la  
fonction source.



# Autre façon de restreindre le problème: Cas des milieux « faiblement polarisant »

Sanchez-Almeida & Trujillo-Bueno, 1999

La restriction ne concerne pas la matrice densité atomique mais la polarisation du rayonnement.

On se place dans le cas (souvent pertinent dans les situations astrophysiques) où *le taux de polarisation des raies est faible*.

→ un développement asymptotique de l'équation de transfert au premier ordre en  $Q/I$ ,  $U/I$ ,  $V/I$ , permet de simplifier notablement le problème.

# Développement asymptotique

Equation de transfert polarisé:  $\frac{d}{ds} \vec{I} = -\boxed{K} \vec{I} + \vec{J}$

avec  $\boxed{K} = \begin{pmatrix} \eta_I & \eta_Q & \eta_U & \eta_V \\ \eta_Q & \eta_I & \rho_V & -\rho_U \\ \eta_U & -\rho_V & \eta_I & \rho_Q \\ \eta_V & \rho_U & -\rho_Q & \eta_I \end{pmatrix}$  et  $\vec{J} = \begin{pmatrix} J_I \\ J_Q \\ J_U \\ J_V \end{pmatrix}$

Solution formelle en terme de l'opérateur d'évolution

$$\vec{I}(s) = \int_{-\infty}^s \vartheta(s, s') \vec{J}(s') ds' \quad \text{avec} \quad \frac{d}{ds} \vartheta(s, s') = -\boxed{K}(s) \vartheta(s, s')$$

# Développement

*Si le terme diagonal de la matrice d'absorption domine*

$$\eta_I \gg |\eta_Q|, |\eta_U|, |\eta_V|, |\rho_Q|, |\rho_U|, |\rho_V| \quad \text{et} \quad I \gg |Q|, |U|, |V|$$

on obtient les équations de transfert simplifiées

$$\frac{d}{ds} I = -\eta_I I + j_I$$

$$\frac{d}{ds} Q = -\eta_I Q - \eta_Q I + j_Q,$$

$$\frac{d}{ds} U = -\eta_I U - \eta_U I + j_U,$$

$$\frac{d}{ds} V = -\eta_I V - \eta_V I + j_V$$

# Equations découplées

On peut aussi écrire (au premier ordre en  $|Q, U, V|/I$  )

$$\frac{d}{ds}(I \pm Q) = -(\eta_I \pm \eta_Q)(I \pm Q) + j_I \pm j_Q$$

$$\frac{d}{ds}(I \pm U) = -(\eta_I \pm \eta_U)(I \pm U) + j_I \pm j_U$$

$$\frac{d}{ds}(I \pm V) = -(\eta_I \pm \eta_V)(I \pm V) + j_I \pm j_V$$

*Chaque équation est analogue à l'équation de transfert scalaire pour le problème sans polarisation:*

Il existe des méthodes efficaces de résolution numérique.

# Solution formelle pour le rayonnement émergent

$$I, Q, U, V(\text{surface}) = \int_{-\infty}^{\infty} W_{I, Q, U, V}(s) \exp \left[ - \int_s^{\infty} \eta_I(s') ds' \right] ds$$

$$W_I(s) = j_I(s)$$

avec

$$W_{Q, U, V}(s) = j_{Q, U, V}(s) - j_I(s) \int_s^{\infty} \eta_{Q, U, V}(s') ds'$$

$$\text{À l'ETL: } \overrightarrow{J}(s) = (\eta_I, \eta_Q, \eta_U, \eta_V)^\dagger B(T)$$

Pour les raies formées hors ETL, l'émissivité dépend du champ de rayonnement → solutions itératives

# Situations où l'approximation s'applique

- Champs magnétiques faibles, raies ETL: cas bien connu des « champs faibles » (voir magnétogrammes, etc..)
- Raies faibles, même en présence de champs magnétiques forts. En effet dans ce cas

$$\eta_I = \eta_l + \eta_c, \eta_c \ll \eta_l$$

$$|\eta_Q, U, V| \approx \eta_l \ll \eta_I$$

Cas des raies IR solaires faibles, ex: FeI 15648Å

# Autre cas: modèles MISMA

- Raies formées en présence de champs magnétiques de polarité mélangée à petite échelle (modèles MISMA).

En effet dans ce cas:

$$\frac{d}{ds} \vec{I} = -\langle \vec{K} \rangle \vec{I} + \langle \vec{j} \rangle$$

Les crochets signifient des moyennes volumiques.  
Les effets de moyennes introduisent des compensations sur les coefficients d'absorption et d'émissivité sauf, sur  $\langle \eta_I \rangle$  et  $\langle j_I \rangle$

# Raies chromosphériques

Raies formées hors ETL, souvent larges, dans des régions de champ magnétique relativement faible, et souvent de structure inhomogène  
→ raies faiblement polarisées.

## Polarisation de résonance et effet Hanle

Problème hors-ETL où la polarisation des raies est faible.

Attention: la diagonalisation de la matrice d'absorption permet de découpler « formellement » les équations de transfert pour les paramètres de Stokes mais il reste un couplage dans le terme d'émissivité.



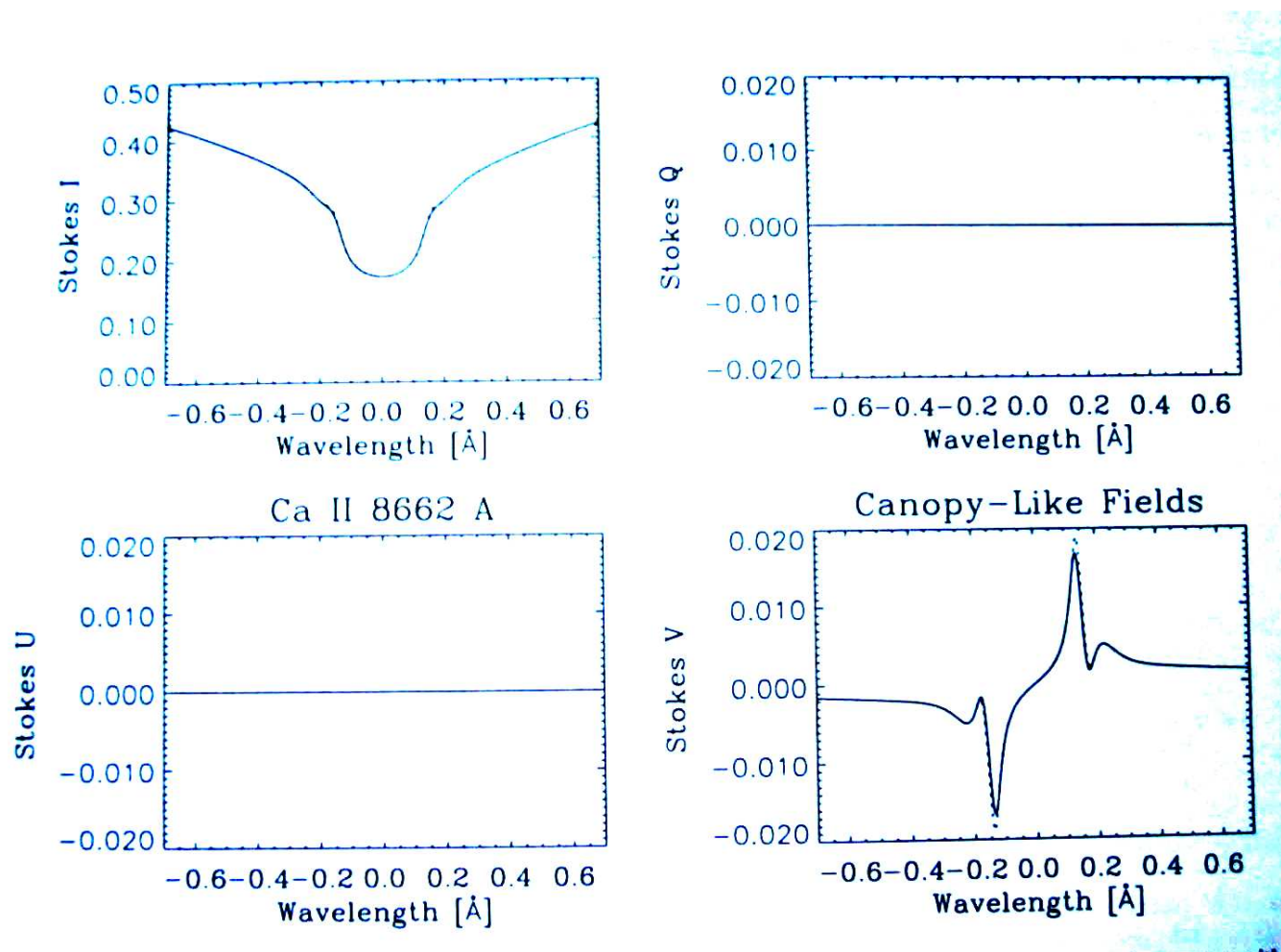
# Application à la raie chromosphérique CaII 8662 Å

Raie utilisée, par exemple, pour étudier la canopée chromosphérique (Jones, 1985).

Modèle soleil calme VAL3C avec champ  $B=500\text{G}$  horizontal.

Calcul des populations des sous-niveaux Zeeman hors ETL, avec l'approximation « polarization-free », puis résolution des équations de transfert « exacte » et diagonalisée  $\rightarrow$  comparaison des profils des paramètres de Stokes

# CaII 8662 Å, canopée chromosphérique



# Spectro-polarimétrie en $H\alpha$

Socas-Navarro & Uitenbroek, 2004

Raie « de choix » pour l'étude des structures chromosphériques.

Cœur de la raie: formé dans la chromosphère ( $z=1500\text{km}$ )

Ailes: photosphère (200km).

Mais les études polarimétriques sont encore rares.

Observations ASP (2000) simultanées dans FeI 6302 et  $H\alpha$

Calcul des populations « field-free », pour différents modèles

solaires puis calcul de la polarisation dans la limite des champs faibles.

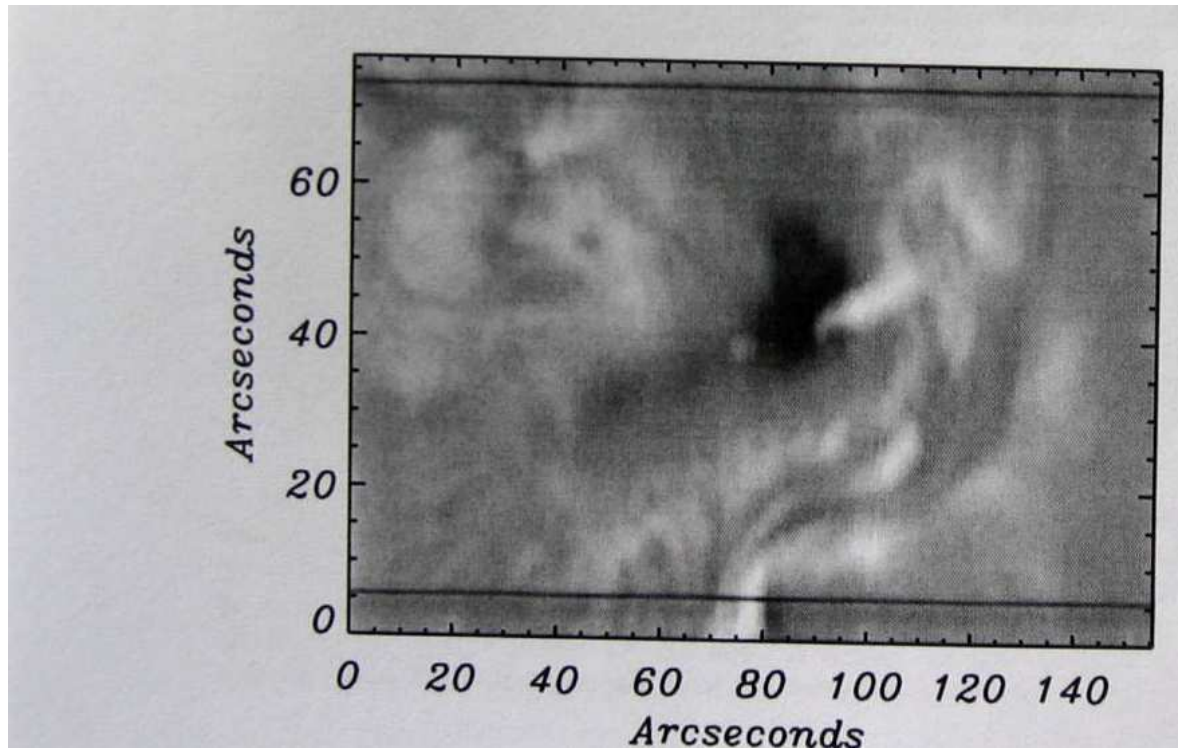
Ne tient pas compte de l'éventuelle polarisation atomique

$H\alpha$

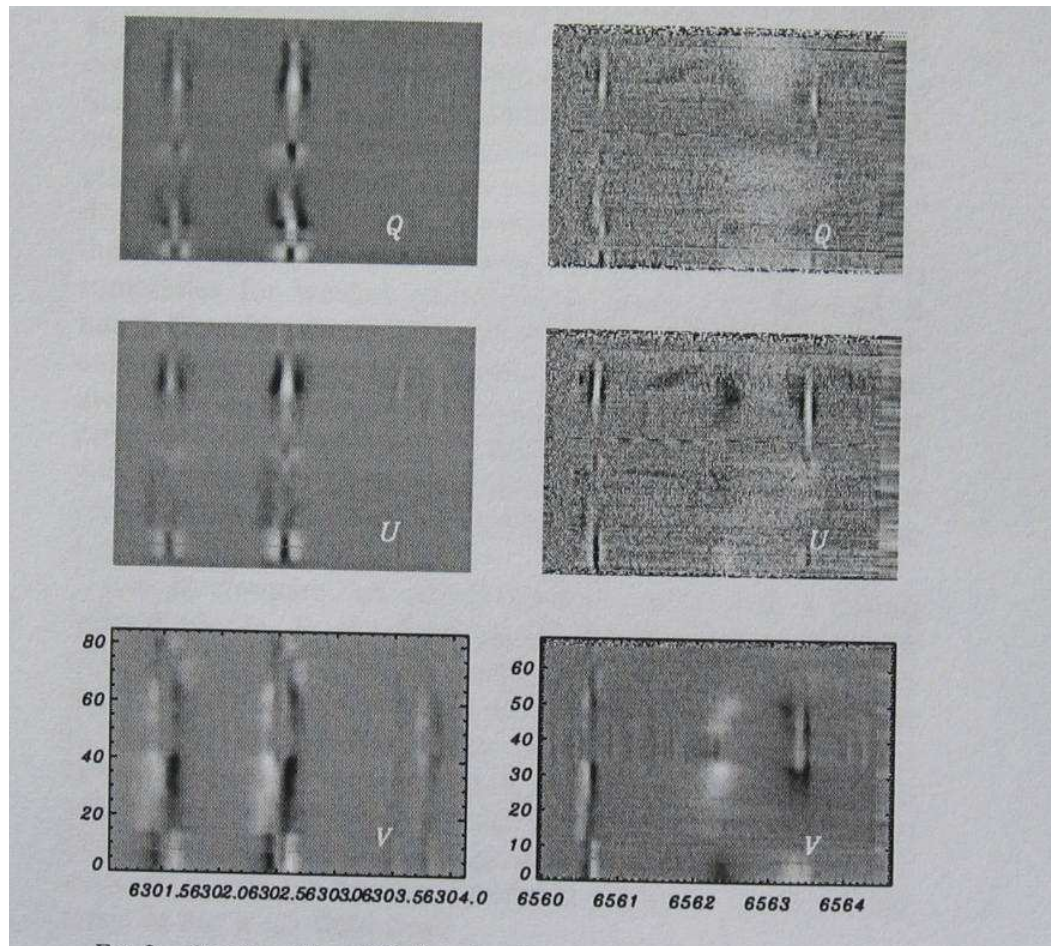


**Document Acrobat**

# Exemple d'observations

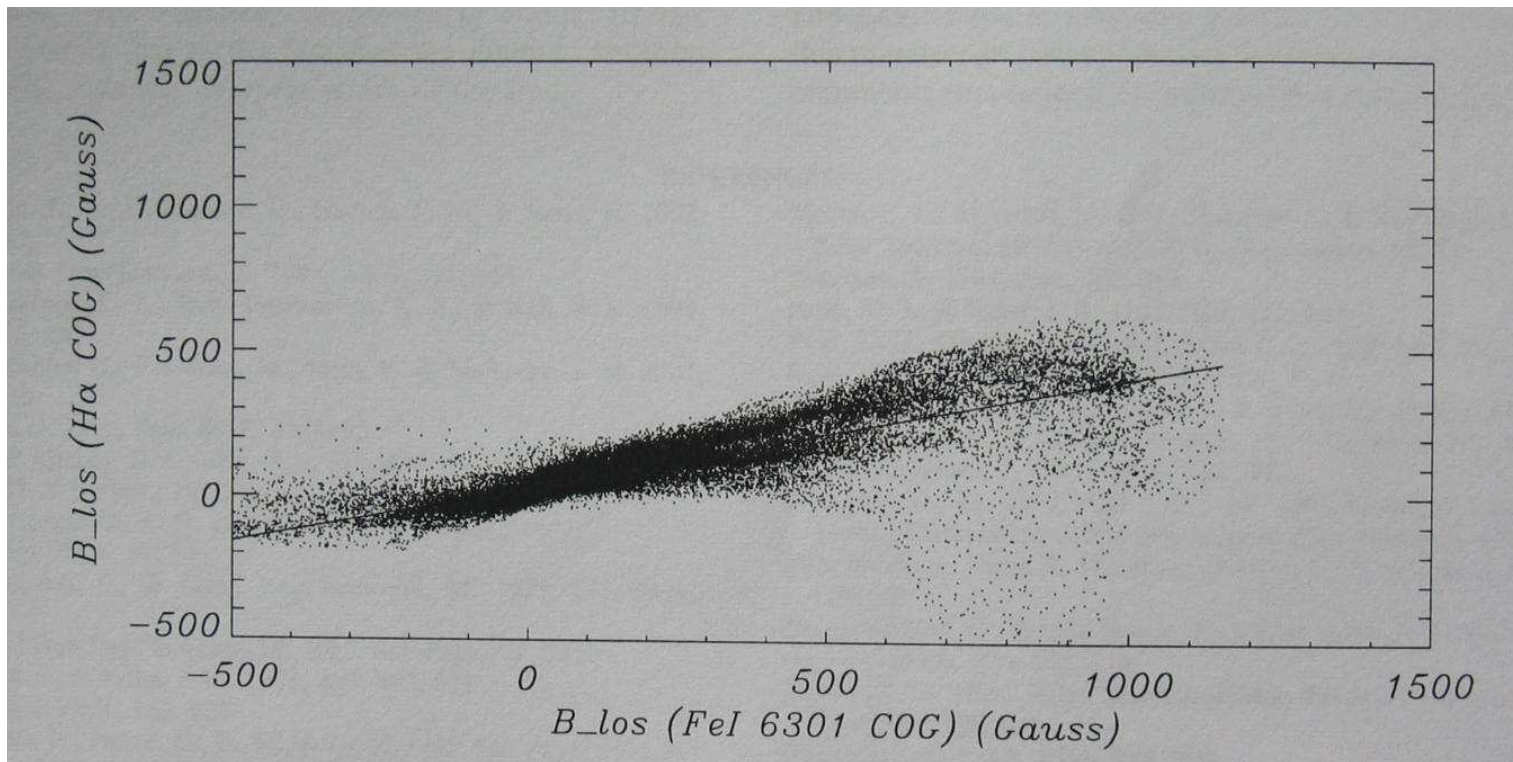


# polarimétrie



Inversion de V au centre raie H $\alpha$  due au passage de la raie en émission dans la région éruptive.

# Corrélations entre le champ photosphérique et chromosphérique



# Conclusion

La formation des raies polarisées hors-ETL est un problème lourd à traiter numériquement, en particulier lorsqu'on doit prendre en compte la polarisation atomique.

Les taux de collisions sont mal connus.

La redistribution partielle en fréquence est le plus souvent ignorée ainsi que l'effet des champs de vitesse.

Néanmoins un certain nombre de méthodes approchées semblent intéressantes pour les raies chromosphériques.