

A la recherche de signatures de chauffage préférentiel à l'aide des raies coronales

Vivre, vraiment vivre, c'est se poser des questions, ce n'est pas connaître les réponses, c'est le désir de voir ce qu'il y a derrière la prochaine colline, qui nous permet d'aller plus loin. On ne doit jamais arrêter de se poser des questions, de vouloir comprendre. Même quand on sait qu'on ne trouvera jamais les réponses, on doit continuer à se poser des questions.

Ally Clarke-Holding, *Disparition*

Sommaire

7.1	Stabilité des paramètres des raies	155
7.2	Conditions régnant au dessus des pôles solaires	155
7.3	Impossibilité de conclure directement à partir de courbes $T = f(q/m)$	155
7.4	Distinguer une variation de température d'une variation de vitesse non-thermique	164

7.1 Stabilité des paramètres des raies

Le jeu de données 3 permet de tester la variabilité des paramètres des raies, tant du point de vue instrumental, que de la stabilité de l'ajustement, et que du point de vue spatio-temporelle (conditions physiques dans la couronne). La figure 7.1 représente l'amplitude, le centre, et la largeur des raies du Mg X et de l'O VI (cf. Sec. 6.1.2), sur une heure (axes des abscisses, par intervalles de 30 s) et sur la hauteur de la fente (ordonnées, moyenne glissante sur 10 pixels). Pour le centre, j'ai retiré la distorsion du détecteur (non corrigée dans le traitement initial des données brutes; cf Fig. 7.2). Le centre de la fente est positionné à environ 33 000 km du limbe. Du fait de la position à l'équateur, la différence d'altitude maximum entre chaque point de la fente est d'environ 3 000 km. Les amplitudes maximales des raies (i.e. l'intensité, si la largeur reste sensiblement constante) montrent la présence de structures spatiales.

Les centres des raies présentent des fluctuations (écart-type) sur une heure, et sur toute la hauteur de la fente (axe Y_D) de 0.1 pixel pour l'O VI comme pour le Mg X (respectivement 0.3 et 0.2 sans la soustraction de la distorsion). Les largeurs, quant à elles, fluctuent de 0.07 et 0.1 pixels, respectivement. Ceci reste donc de l'ordre de l'erreur minimale que je me suis imposée.

On constate qu'il n'apparaît pas d'oscillations de grandes amplitudes (i.e., elles restent inférieures à $2 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, dans la limite des barres d'erreur (Fig. 7.3), excepté de façon localisée, dans le cas de l'O VI (Fig. 7.4; oscillations dans des boucles?). Il est possible de descendre à une résolution de 5 s, mais cela ne montre pas plus d'activité, tout en rajoutant du bruit statistique. La conclusion principale que l'on peut tirer de cette étude est qu'on est loin de trouver dans la basse couronne la trace directe d'ondes omniprésentes et de forte amplitude (i.e. de l'ordre de 20 ou $30 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$), dans le domaine de fréquences compris entre environ 10^{-4} et 10^{-1} Hz. Soit la vitesse non-thermique est due à des ondes de plus haute fréquence, soit c'est l'intégration sur la ligne de visée qui masque la signature Doppler des ondes de basse fréquence.

7.2 Conditions régnant au dessus des pôles solaires

La figure 7.5 permet la comparaison des largeurs des raies du Mg X dans différents jeux de données observés au dessus des pôles solaires (l'amplitude maximum est aussi représentée; jeux 1, 2, 5 et 6). Seul le jeu 2 ne présente pas la même tendance de largeur croissante avec l'altitude. En fait, les images de contexte correspondant au jeu 2 (Fig. 6.2), ainsi que celles prises au cours de la rotation solaire précédente, montrent que le trou coronal est très peu développé dans ce cas. Rappelons que toutes ces observations ont été réalisées en dehors du minimum d'activité solaire. Le plasma observé est probablement contaminé par du matériel originaire de régions de type "couronne calme".

On observe une décroissance des largeurs à plus haute altitude, intervenant entre $150''$ et $250''$. Toutefois, la lumière diffusée instrumentale n'a pas été corrigée avant d'obtenir ces courbes (cf. Sec. 8.1).

7.3 Impossibilité de conclure directement à partir de courbes

$$T = f(q/m)$$

Si on trace la courbe $v^2 = f(1/m)$, (Fig. 7.6), on remarque, comme Moran (2003) (cf. Sec. 4.4.1 (hypothèse isotherme), et Eq. 4.8), que les ions de même masse mais de charge différente n'ont pas la même température (du moins si l'on suppose qu'ils ont la même vitesse non-thermique). Les barres d'erreur empêchent néanmoins d'être vraiment catégorique.

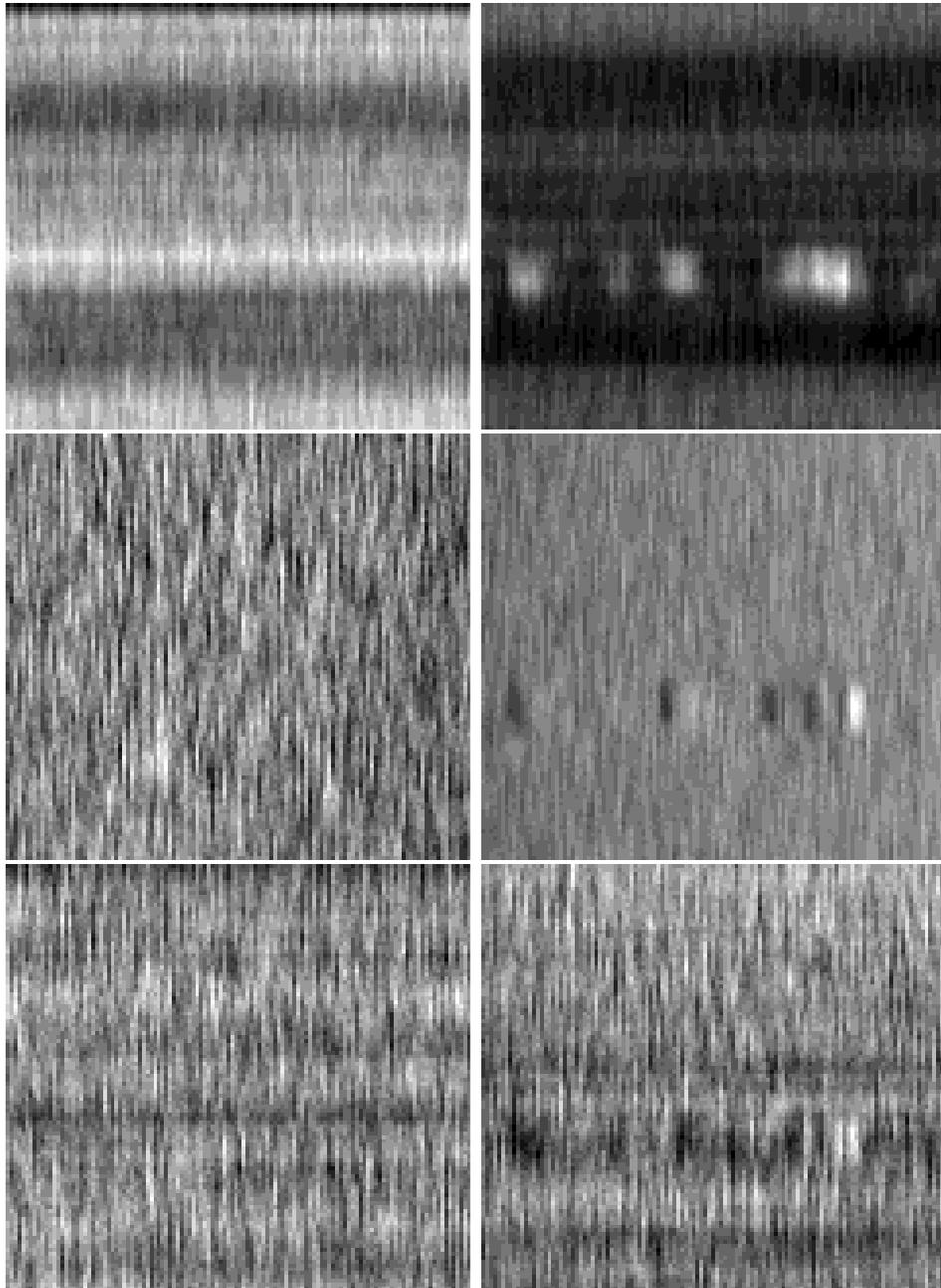


Fig. 7.1: Jeu de données 3 : variations spatio-temporelles de raies coronales. De haut en bas, évolution temporelle (axe des abscisses, sur une heure) de l'amplitude maximale, du centre, et de la largeur des raies du Mg X (colonne de gauche) et de l'O VI (colonne de droite, observé juste après le Mg X), pour toute la hauteur de la fente (120'', moyenne glissante sur 10 pixels). Les amplitudes maximales du Mg X varient entre 130 et 250 coups, celles de l'O VI entre 237 et 482 coups (voir Fig. 7.3 et 7.4 pour des variations plus quantitatives).

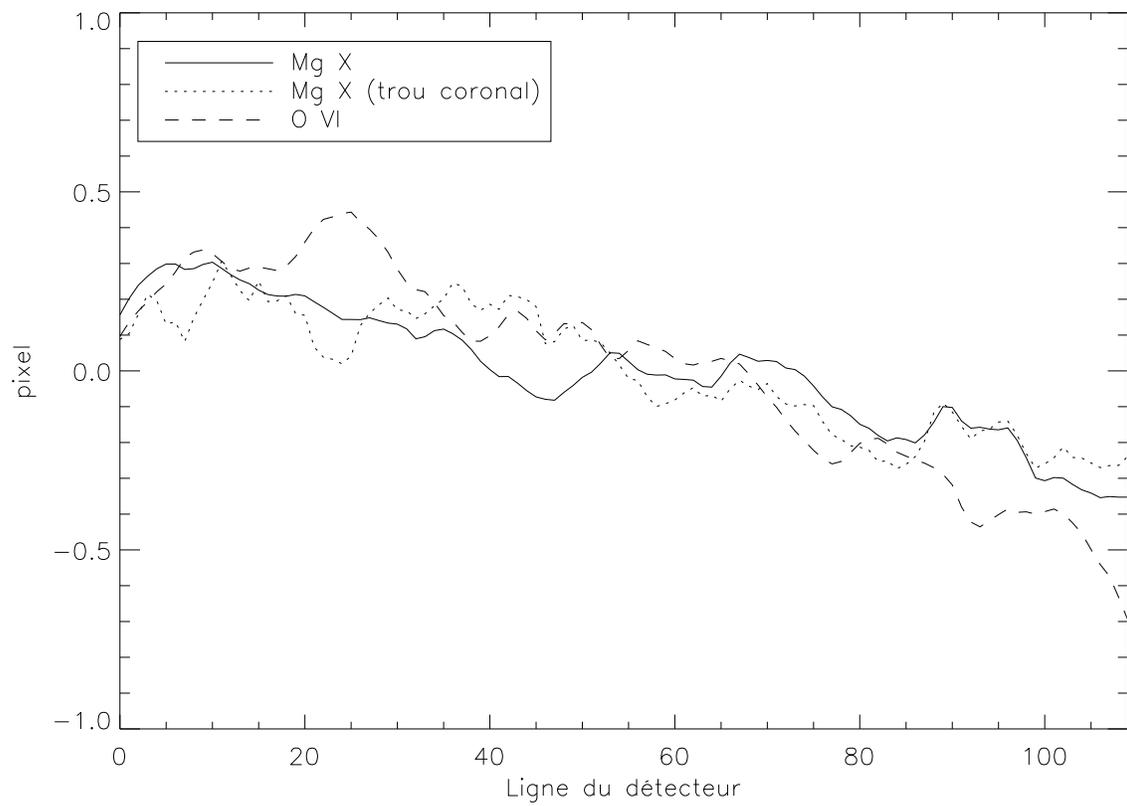


Fig. 7.2: Distorsion verticale du détecteur A (moyenne du centre des raies du jeu de données 3 sur chaque ligne).

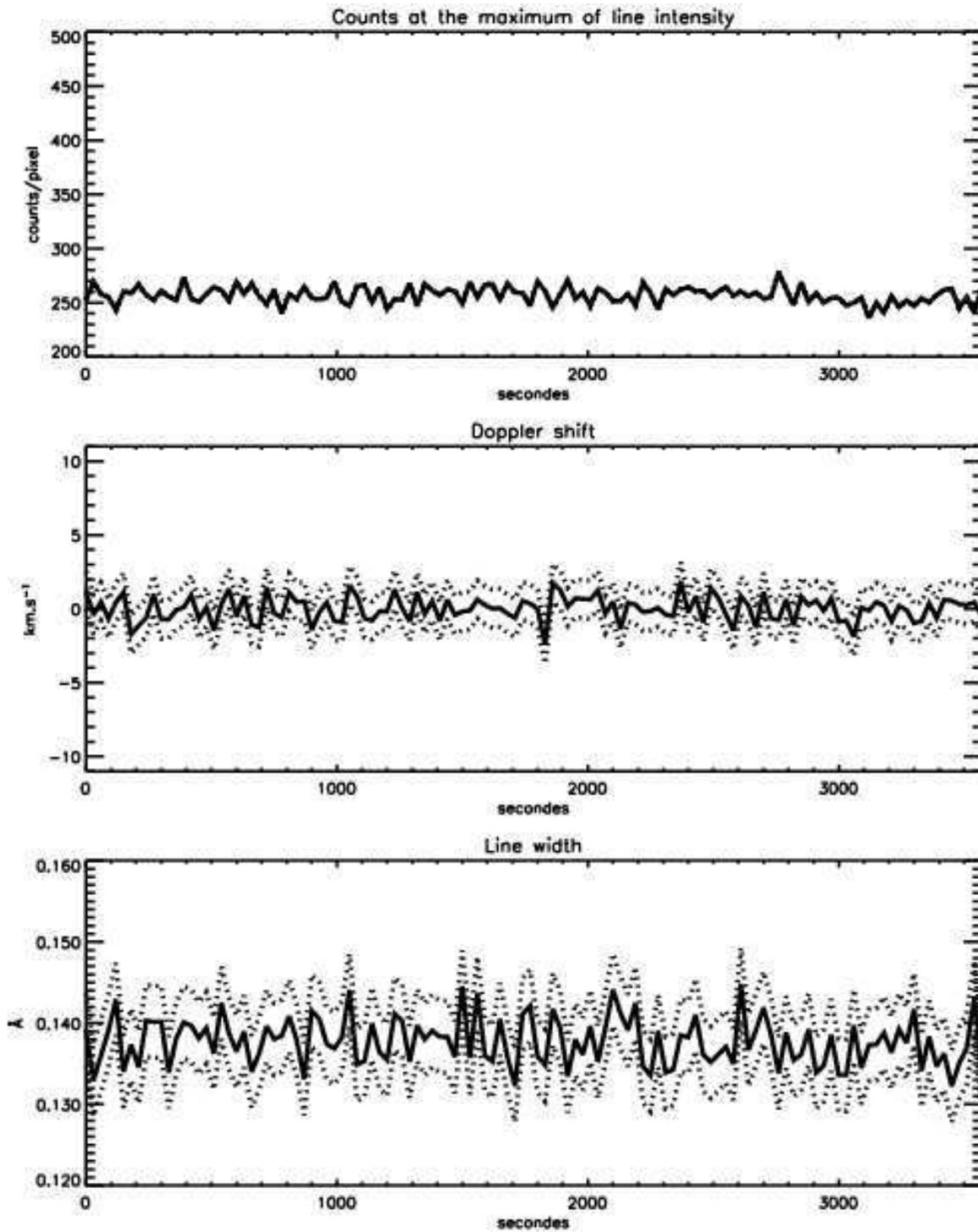


Fig. 7.3: Séquence temporelle extraite de la figure 7.1 pour l'O VI, typique de cet échantillon de données.

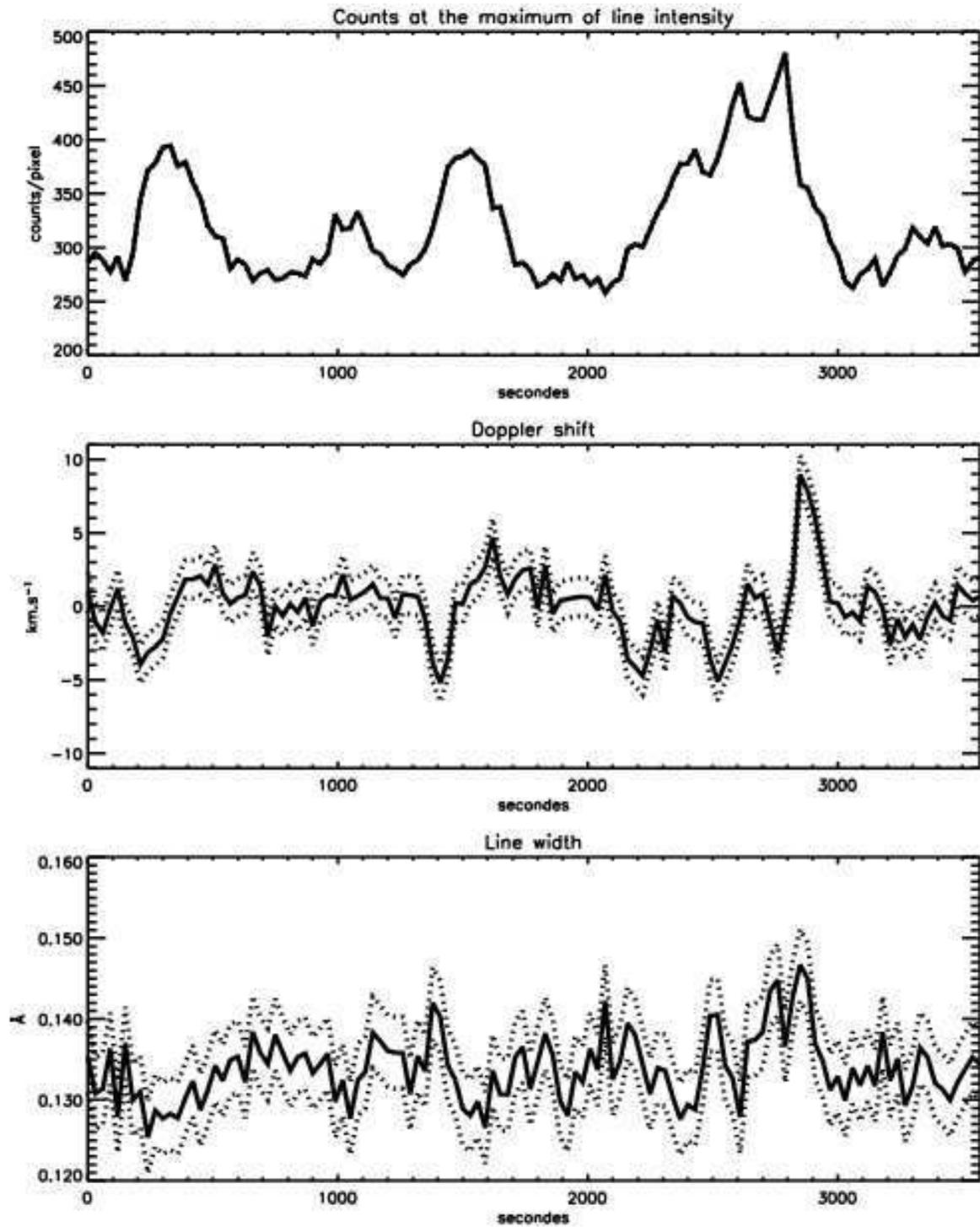


Fig. 7.4: Séquence temporelle extraite de la figure 7.1 pour l'O VI, dans la partie montrant de fortes fluctuations (événement se produisant dans des boucles?).

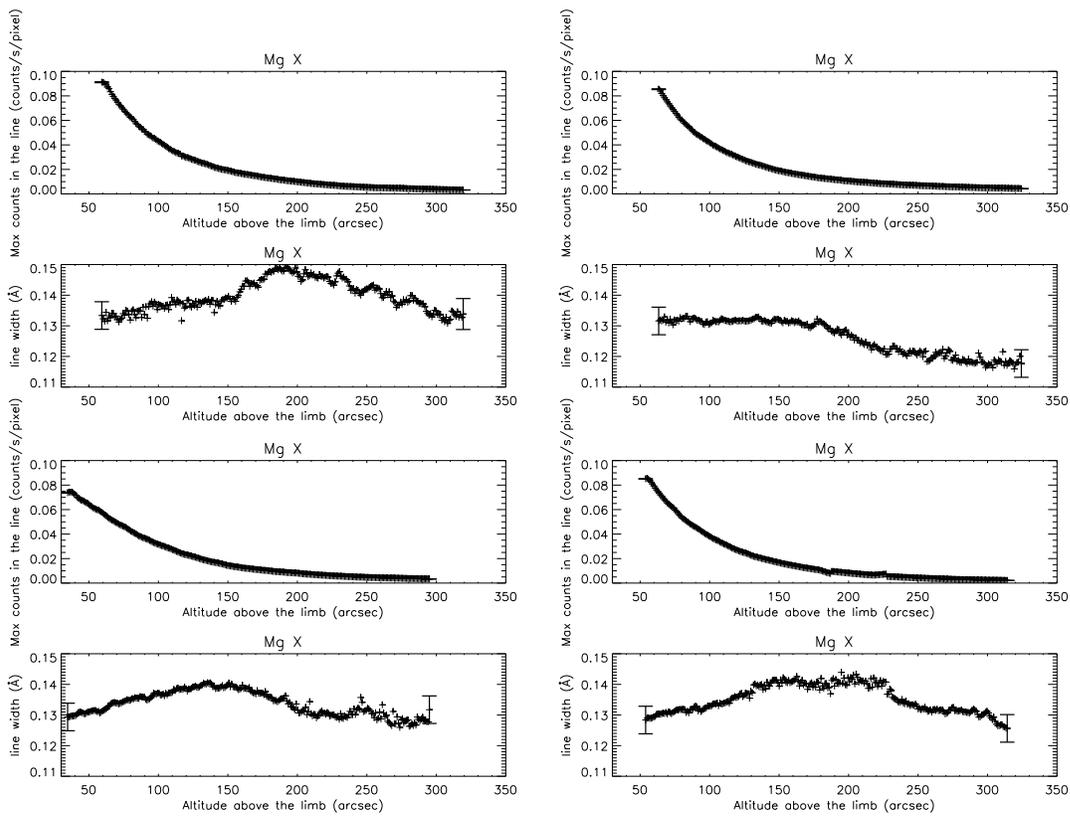


Fig. 7.5: Comparaison de la variation avec l'altitude de l'amplitude maximum et de la largeur des raies du Mg X dans les jeux de données 1, 2, 5 et 6 (de gauche à droite puis de haut en bas), au dessus des pôles solaires. La lumière diffusée instrumentale n'a pas encore été corrigée.

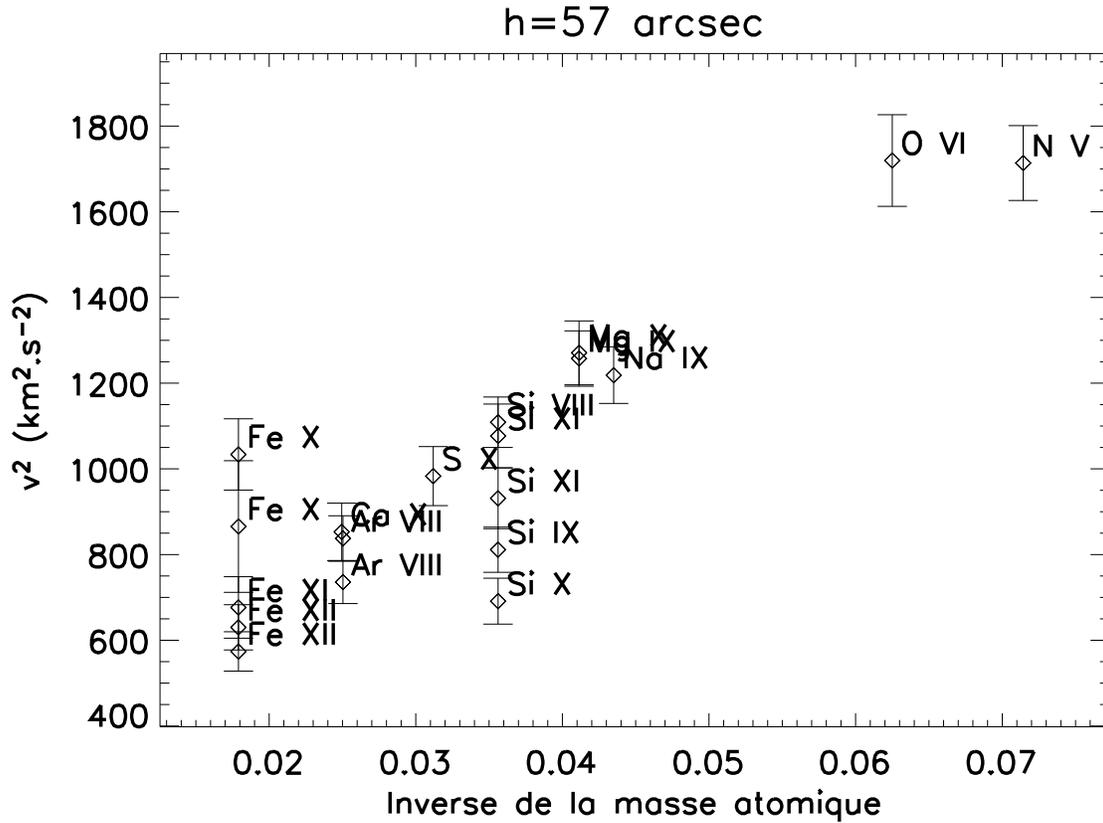


Fig. 7.6: Courbe $v^2 = f(1/m)$ (v est la largeur interprétée uniquement en terme de vitesse (thermique + non-thermique), cf. Eq. 4.8), pour le jeu de données 1, à $57''$ au dessus du limbe. Les ions ne s'alignent pas vraiment sur une droite, ce qui implique que l'hypothèse d'une température et d'une vitesse non-thermique commune n'est pas vérifiée.

Si on trace la courbe $T = f(q/m)$, pour mettre en évidence des différences de températures d'origine cyclotronique ionique, on constate que les écarts de température entre ions de différents q/m dépendent fortement de la valeur supposée pour ξ (Fig. 7.7). Conclure à du chauffage préférentiel ne repose que sur quelques points. Cela est principalement dû à la forte dépendance entre les valeurs de q/m et m (Fig. 7.8). De fait, les ions les plus susceptibles d'être chauffés sont aussi ceux pour lesquels la température, déduite de la largeur de raie, est très sensible à la valeur de ξ . En fait, on a beau multiplier le nombre d'espèces ioniques observées, si on permet à chaque espèce d'avoir une température différente (du fait d'un chauffage préférentiel), il reste toujours une inconnue supplémentaire, la vitesse non-thermique ξ , par rapport au nombre d'informations dont on dispose (les largeurs de raies).

J'ai tenté de diminuer le nombre d'inconnues, pour contraindre la valeur de ξ , en partant de l'observation des courbes de températures comme celles de la figure 7.7 : quelle que soit la valeur posée pour ξ , les espèces ayant un grand q/m tendent vers la même température (ce qui apparaît logique en présence de chauffage préférentiel des espèces ayant un petit q/m). On peut donc étudier l'hypothèse qu'un certain nombre n d'espèces de plus grand q/m aient toutes la même température T_0 , et la même valeur de ξ . Si $n > 2$, le système d'équations de type $\sigma_i^2 = \frac{\lambda_i^2}{2c^2} (\frac{2kT_0}{m} + \xi^2)$ serait $(n-2)$ fois dégénéré, avec une solution unique (les σ_i sont connus par

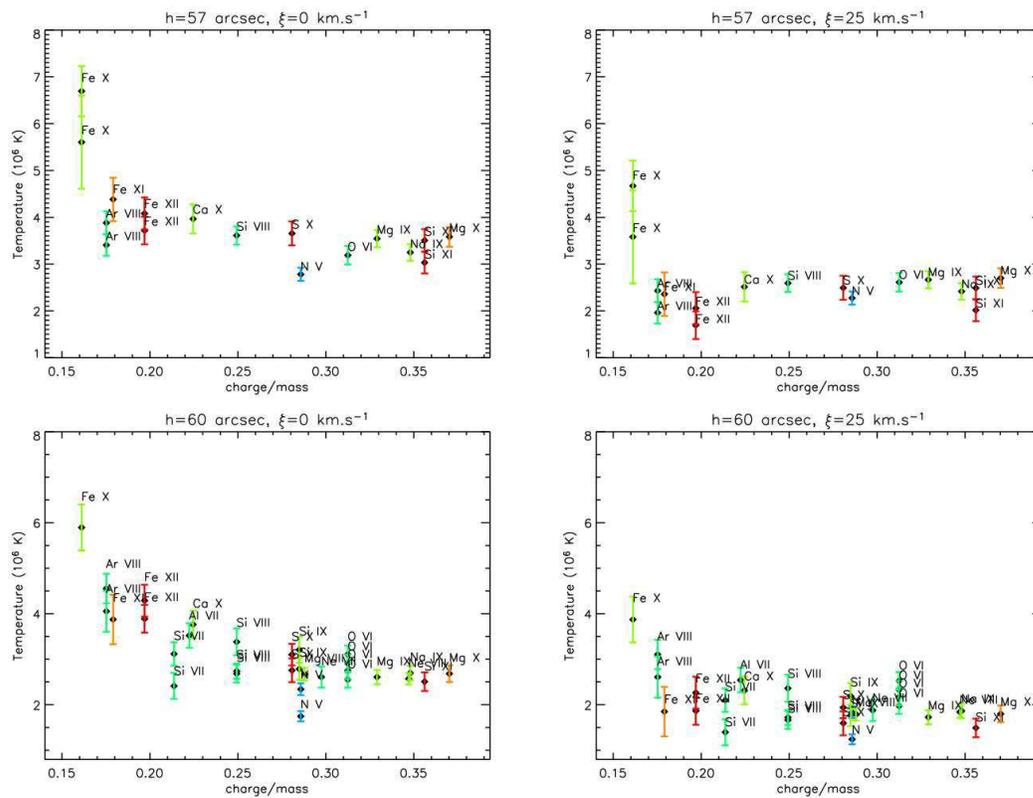


Fig. 7.7: Températures déduites de la largeur de raies coronales, pour deux valeurs différentes de la vitesse non-thermique ξ (0 km \cdot s $^{-1}$ à gauche, 25 km \cdot s $^{-1}$ à droite). La première ligne correspond au jeu de données 1, la deuxième au jeu 2, dans les deux cas à environ $60''$ du limbe.

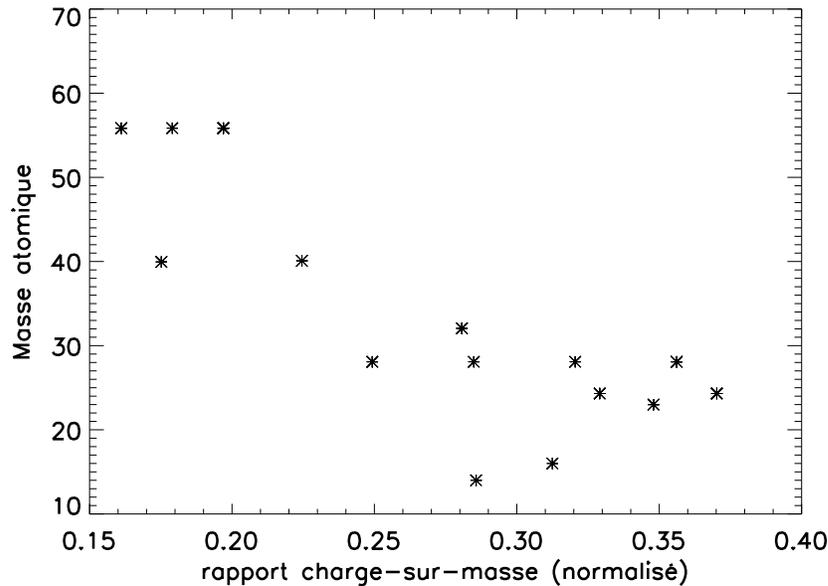


Fig. 7.8: *Corrélation forte entre le rapport charge-sur-masse (normalisé à celui du proton) et la masse atomique des ions coronaux utilisés dans le jeu de données 1.*

la mesure). En réalité, du fait des incertitudes expérimentales, chaque équation i n'est vérifiée que pour une température $T_{i,\xi}$ à priori différente (dépendant de la valeur de ξ). On peut dans ce cas chercher la solution (T_0, ξ) qui minimise la somme des termes $(T_{i,\xi} - T_0)^2$ (moindres carrés). Les $(n - 2)$ équations supplémentaires apportent alors une meilleure précision (statistique). Mais il faut choisir la valeur de n de façon à réaliser le meilleur compromis entre ce gain de précision et la validité de l'hypothèse d'une température commune (hypothèse qui est d'autant moins vraie que n est grand, c'est-à-dire que l'on prend des ions de q/m de plus en plus petits).

Cette méthode n'a pas donné de résultats probants : la solution qui minimise le χ^2 est celle qui correspond à une valeur faible (voire nulle) de ξ , même dans des jeux de données synthétiques (simulés) où elle est au contraire élevée. Ce problème vient encore une fois du manque d'espèces de masses suffisamment différentes pour des q/m voisins. Il suffirait d'un ion du Fer ayant un grand q/m pour que le problème soit mieux posé. Il est donc nécessaire de chercher une nouvelle approche.

Notons que le jeu de données 0 (cf. Annexe C) montrait déjà que la largeur du Fe X était supérieure à celle du Fe XI. Comme ces ions ont la même masse, la différence doit provenir de la température (et non de la vitesse non-thermique ; les raies correspondantes ont de plus des longueurs d'onde très voisines). Elle correspond à ce qu'on attend en présence de chauffage cyclotronique. Ces observations-là ont été faites dans la couronne calme, ce qui laisse supposer que si chauffage cyclotronique il y a, il se produit partout dans la couronne (et pas uniquement dans les trous coronaux).

7.4 Distinguer une variation de température d'une variation de vitesse non-thermique

Pour éviter d'avoir à faire une hypothèse sur la valeur de la vitesse non-thermique, on peut se pencher sur la variation de largeur avec l'altitude. En différenciant l'équation 4.9, on trouve :

$$\Delta\sigma = \frac{\lambda^2}{2\sigma c^2} \left(\frac{k}{m} \Delta T + \xi \Delta\xi \right) \quad (7.1)$$

On constate que si l'on suppose que ξ ne varie pas (ou si ξ est nul), la variation de température ne dépend plus d'aucune hypothèse sur la valeur de ξ , ni même sur la température initiale. Or mettre en évidence une variation de température privilégiée pour les ions de petit q/m constituerait une signature de chauffage cyclotronique ionique. Malheureusement, on ne peut exclure l'existence d'un $\Delta\xi$. Etudier les deux cas limites ($\Delta\xi = 0$ ou $\Delta T = 0$, Fig. 7.9) n'apporte pas plus d'arguments : un chauffage préférentiel des ions ou une augmentation commune de leur vitesse non-thermique sont aussi vraisemblables l'un que l'autre (voir aussi Dolla et al. (2004), Annexe D). Il est en fait très vraisemblable que les deux effets se produisent en même temps ! En fait, pour essayer de discriminer entre les deux contributions, il va nous falloir faire une hypothèse sur la vitesse non-thermique : plutôt que d'en faire une sur sa valeur, on va en faire une sur son gradient. L'hypothèse repose alors sur le fait que la vitesse non-thermique est due à des ondes d'Alfvén, dont l'amplitude suit la relation 2.3 en fonction de la densité électronique, du fait de la conservation du flux de l'onde. Cette hypothèse est testée dans le chapitre 8.

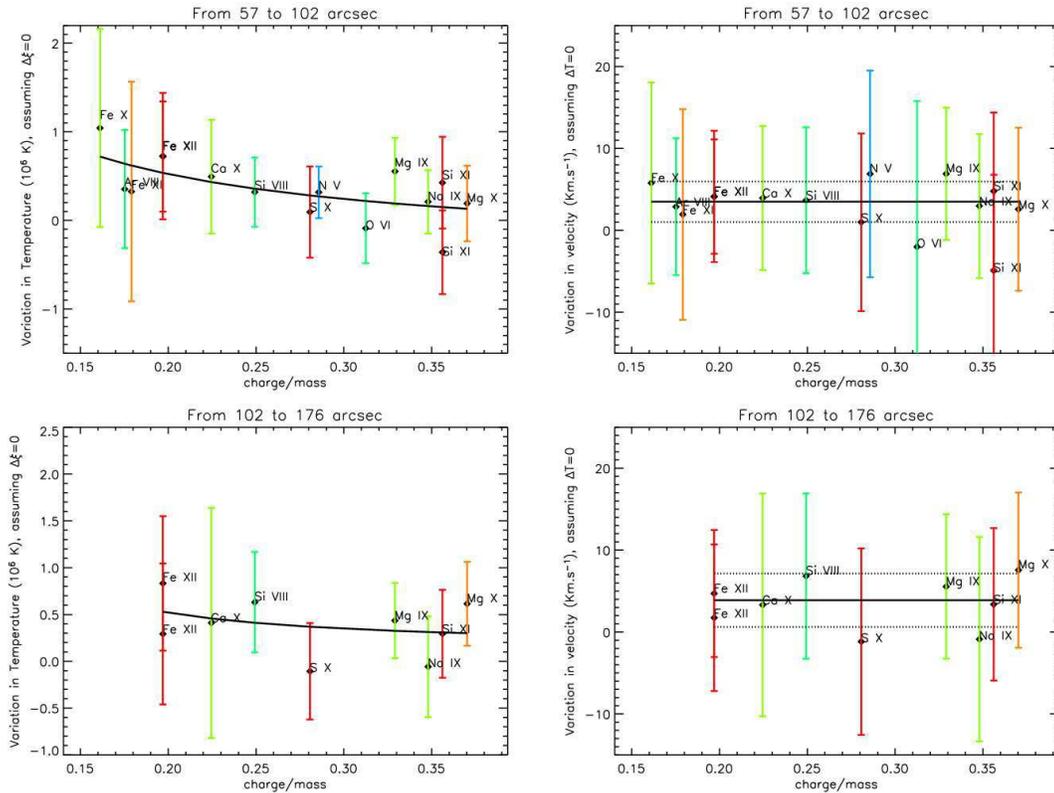


Fig. 7.9: Variation de température ou de vitesse non thermique dans les deux cas limites respectifs : si $\Delta\xi = 0$ (à gauche, la courbe d'ajustement est une loi de puissance, sans prétention à représenter correctement la physique à l'oeuvre) ou $\Delta T = 0$ (à droite). La première ligne correspond à la variation de la largeur des raies entre $60''$ et $100''$, la deuxième à la variation entre $100''$ et $175''$ (jeu de données 1). A droite, la variation de largeur de toutes les raies peut être interprétée comme une augmentation commune de la vitesse non-résolue : une moyenne de $4 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ (trait plein horizontal, les traits pointillés délimitent l'écart-type sur l'ensemble des points) entre $60''$ et $100''$, si on suppose une valeur initiale de $25 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$; ceci n'est qu'un exemple, puisque'on ne connaît pas la valeur de ξ .

Chapitre 8

Interpréter la variation de largeur avec l'altitude

*Adam was the only man who, when he said a good thing,
knew that nobody had said it before him.*

Mark Twain

Sommaire

8.1	Réinterprétation du "plateau" observé par certains auteurs . . .	167
8.2	Courbe $v^2 = f(h)$	168
8.3	Détermination de la vitesse non-thermique	168
8.3.1	Détermination de la densité	168
8.3.2	Détermination de la vitesse non-thermique à la plus basse altitude .	172
8.3.3	Détermination de la vitesse non-thermique à toute altitude	174
8.4	Variation de température avec l'altitude	174
8.5	Différence de température entre deux altitudes - chauffage pré- férentiel	174

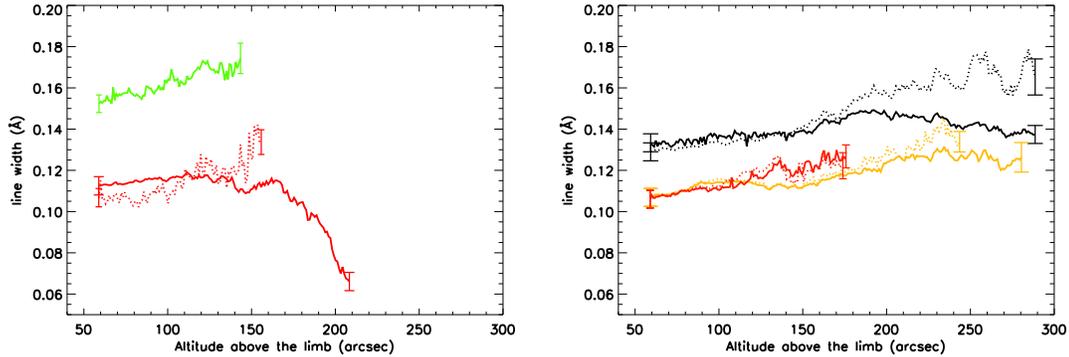


Fig. 8.1: Variation de la largeur des raies de certains ions coronaux du jeu de données 1 en fonction de l'altitude au dessus du limbe (les spectres sont obtenus par moyenne glissante sur 40 pixels du détecteur). Les barres d'erreur sont indiquées aux points extrêmes uniquement, pour plus de clarté. A gauche : le Si VIII (1445 Å) en vert et le Fe X (1028 Å) en rouge. A droite : le Mg X (1250 Å, ordre 2) en noir, et 2 raies du Fe XII en orange (1242 Å) et rouge (1349 Å). Les courbes sont arrêtées lorsque la statistique devient insuffisante. En trait pointillés, la valeur après correction de la lumière diffusée. On remarque des inhomogénéités apparaissant à plus haute altitude (Fe XII et Mg X), de façon amplifiée après correction.

8.1 Réinterprétation du "plateau" observé par certains auteurs

La figure 8.1 montre la variation de la largeur de certains des ions coronaux du jeu de données 1 en fonction de l'altitude au dessus du limbe (pour les autres, voir Sec. 8.4). Malgré la présence de certaines inhomogénéités aux plus hautes altitudes, on retrouve le même genre de comportement que ceux rapportés par de précédentes études (cf. Sec. 4.3.5), en particulier pour le Mg X : une phase de croissance, puis un plateau (ou une décroissance), autour de 200'' au dessus du limbe (soit environ $1.2 R_{\odot}$ du centre du Soleil). On constate néanmoins que cette décroissance de la largeur disparaît si on effectue une correction de la lumière diffusée. Le fait que le point d'inflexion (sans correction) se produise d'ailleurs à des altitudes différentes selon la raie (e.g. Fe X et Mg X) renforce l'argument que cette décroissance est due à la lumière diffusée : il se produit lorsque la contribution de la raie de mélange devient prédominante (avec la même raie du disque pour le Fe XII et le Mg X, avec l'O I pour le Fe X). Globalement, après correction, la largeur semble toujours augmenter, même si cette augmentation se ralentit à grande altitude. Concernant le Si VIII, pour lequel il a été rapporté aussi un changement de pente autour de $1.2 R_{\odot}$, il est plus difficile de conclure. En effet, l'ajustement des raies a dû être arrêté autour de 160'', faute de statistique. En moyennant ces derniers spectres sur des intervalles 2 fois plus grands, il apparaît que la largeur se met à diminuer (résultats non présentés). Toutefois, les résultats sont très bruités, et j'ai déjà fait part Sec. 6.3.3 de mes soupçons de mélange avec de la lumière diffusée.

On peut supposer que les précédentes études qui ont été faites avec SUMER hors du limbe (cf. Sec. 4.3.5) ont sous-estimé le problème de la lumière diffusée (e.g. Doschek et al. (2001), pour lesquels l'estimation de la contribution de la lumière diffusée était plus indirecte, et qui jugeaient qu'elle n'était pas responsable du plateau à grande altitude ; cf. Sec. 6.3.3).

Il n'est pas exclu que la correction telle que je l'effectue élimine aussi une composante de la raie due à la photo-excitation (cf. Sec. 4.2.4, et O'Shea et al. (2004), qui suggèrent que c'est ce phénomène qui est responsable de la décroissance de la largeur de la raie du Mg X,

phénomène qui deviendrait important à partir d'une certaine altitude). Les largeurs des profils de lumière diffusée et de photo-excitation sont en effet tous les deux similaires, typiques des basses altitudes, donc moins larges que les raies à plus haute altitude où leur effet se fait sentir. Ma propre correction reviendrait alors à supprimer tout ou partie de la contribution radiative de l'émission dans la raie, pour ne laisser que la contribution collisionnelle (plus représentative de la distribution cinétique des ions). Mais cela suppose que je surestime en fait l'intensité de la lumière diffusée de façon importante. Et si c'est réellement le cas, cela aboutit à une meilleure estimation du profil de la distribution cinétique à l'altitude observée.

8.2 Courbe $v^2 = f(h)$

La variation de la largeur en fonction de l'altitude h nous fournit un autre moyen de distinguer les contributions thermique et non-thermique, en traçant la valeur de v^2 , défini Sec. 4.3.3 (Eq. 4.8), et dont je rappelle ici l'expression théorique :

$$v^2 = \frac{2kT}{m} + \xi^2. \quad (8.1)$$

En effet, si $v^2 = f(h)$ présente la même pente pour tous les ions, alors on peut penser que cela est dû à une même variation de ξ pour tous ; sinon, il s'agit plus vraisemblablement de chauffage (la vitesse thermique dépendant de la masse ; mais on ne peut distinguer de cette façon un chauffage qui serait proportionnel à la masse). On constate sur la figure 8.2 que les pentes sont assez similaires, pour plusieurs ions, dans les basses altitudes (le tracé des dérivées serait trop bruité). Ceci suggère qu'il y a à la fois une variation de la vitesse thermique et de la vitesse non-thermique.

Le cas des ions de la deuxième partie de la figure 8.2 est assez troublant : la largeur de leurs raies (ou de v^2) diminue avec l'altitude, avec une pente similaire pour plusieurs d'entre eux. Je n'ai pour l'instant pas d'explication pour cela. Moran (2003) observe aussi ce comportement pour certains de ces ions, en particulier l'O VI à 1037 Å, l'attribuant entre autres à la lumière diffusée (ce qui ne devrait pas être le cas ici). Il est possible aussi que l'effet de la photo-excitation soit important (Feldman et al., 1999). Cette interprétation ne saurait toutefois s'appliquer qu'au cas de l'O VI, les autres raies n'étant pas assez intenses pour cela. Quoi qu'il en soit, la largeur de ces raies décroît dès les basses altitudes, contrairement à ce qui se passe pour les autres en l'absence de correction de la lumière diffusée.

8.3 Détermination de la vitesse non-thermique

8.3.1 Détermination de la densité

J'ai déterminé la densité à partir des données du JOP 158 qui a fonctionné le même jour et à la même position que le jeu de données 1, en effectuant des moyennes glissantes sur 40 pixels comme pour la figure 8.2.

Le rapport des deux raies du Si VIII est représenté Fig. 8.3, d'où l'on déduit la densité en fonction de l'altitude, Fig. 8.4 (cf. méthode Sec. 6.6).

On note un changement de pente autour de 150''. Il est possible qu'il s'agissent d'une structure différente (différence plume/interplume, par exemple), mais il faut remarquer aussi qu'à partir de là, le rapport de raies devient très peu sensible (au dessous de 10^7 cm^{-3} , cf. Fig. 4.2, p. 75). Comme je l'ai déjà dit, je soupçonne aussi la raie du Si VIII d'être contaminée par de la lumière diffusée, justement à partir de cette altitude...

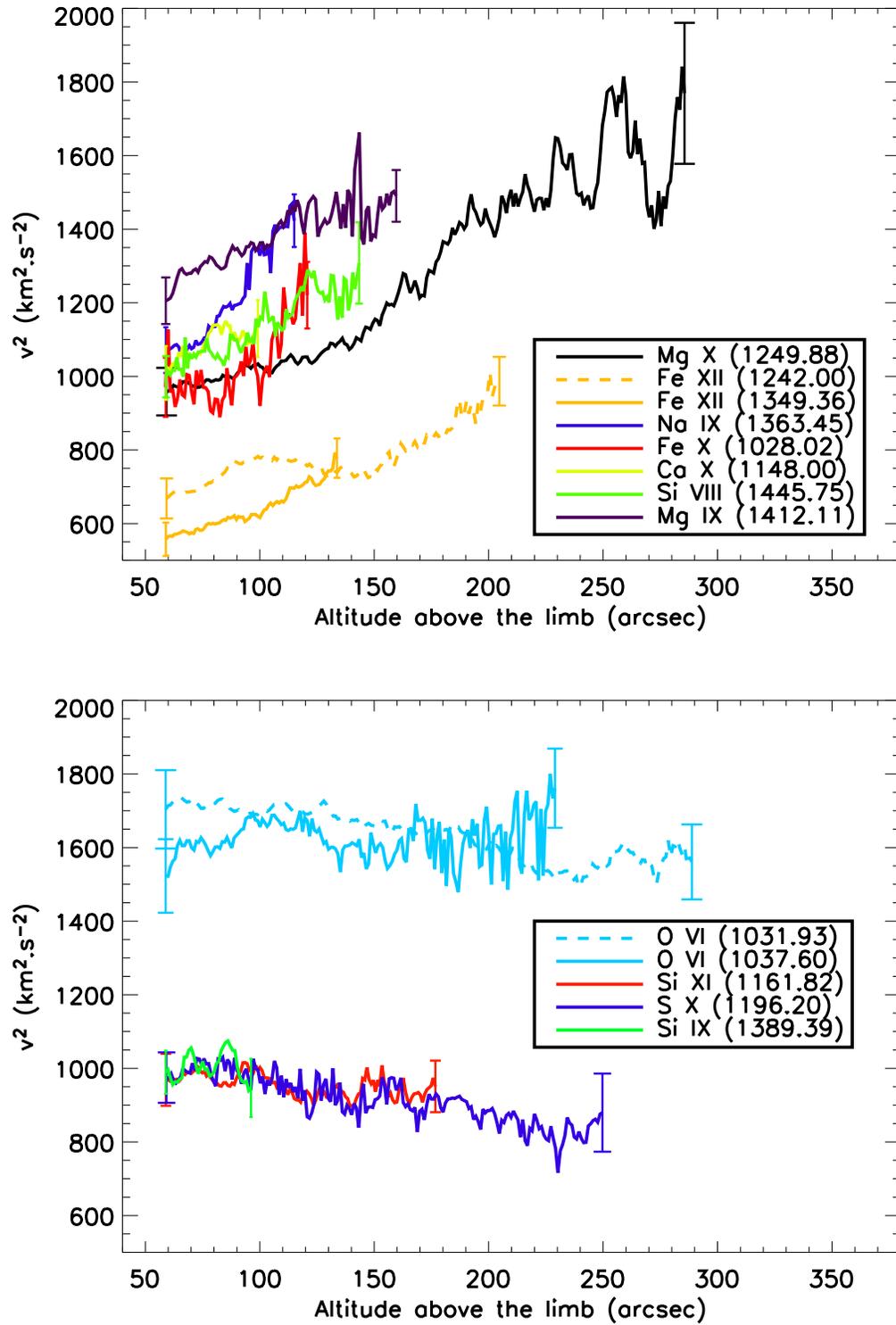


Fig. 8.2: Variation avec l'altitude au dessus d'un trou coronal de la quantité $v^2 = \frac{2kT}{m} + \xi^2$ pour différents ions du jeu de données 1 (la correction de lumière diffusée a été effectuée).

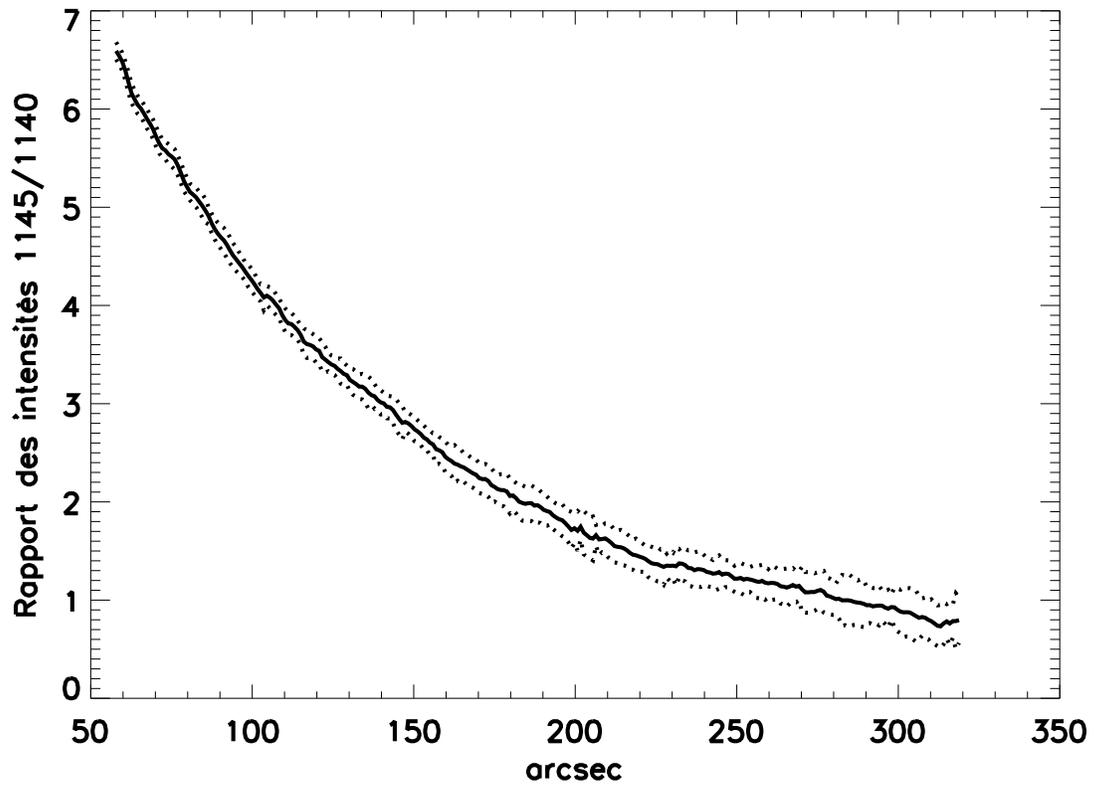


Fig. 8.3: Rapport des deux raies du Si VIII (1445/1440 Å) en fonction de l'altitude au dessus du limbe, servant pour le diagnostic de densité. Les lignes pointillés délimitent les barres d'erreur.

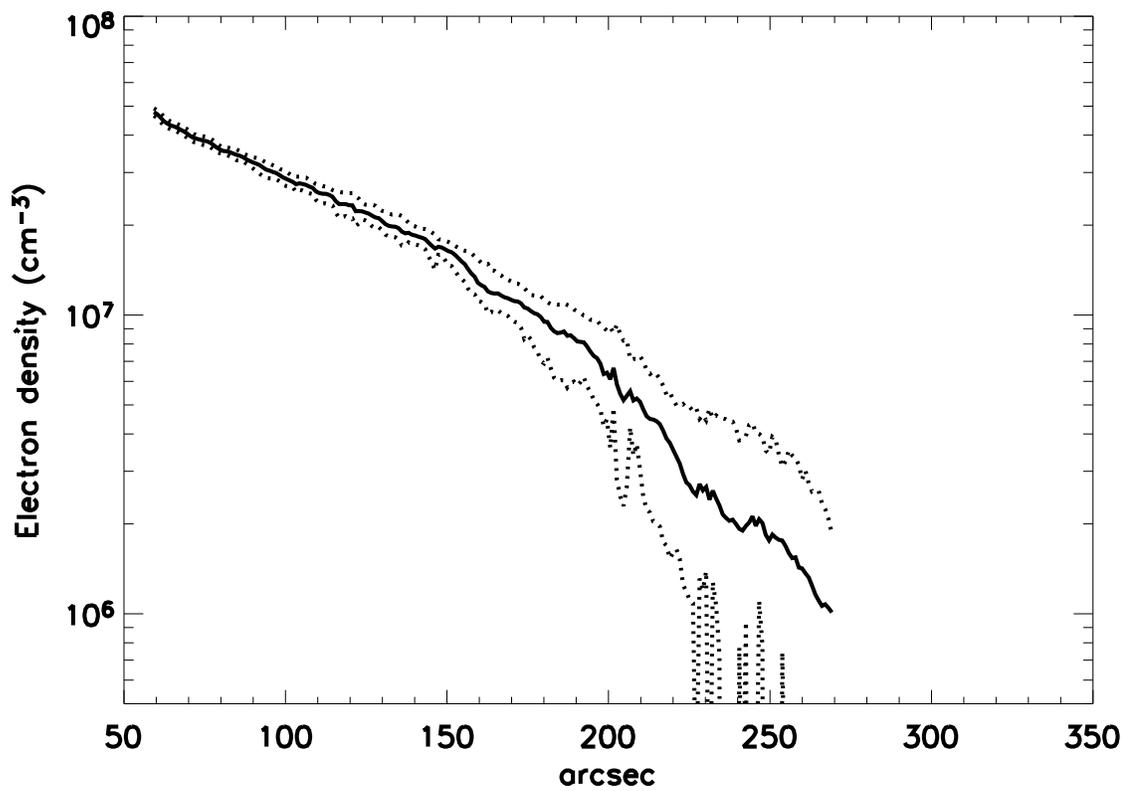


Fig. 8.4: Densité en fonction de l'altitude au dessus du limbe (correspondant à la zone observée par le jeu de données 1, à partir de données obtenues le même jour). Les lignes pointillés délimitent les barres d'erreur. Les valeurs ont été interpolées aux points où sont obtenues les largeurs de la raie du Mg X.

Lorsque le rapport de raie devient inférieur à 1 (au dessus de $270''$), j'ai considéré qu'il n'y avait plus de solution pour la densité. Toutefois, je n'accorderai qu'une confiance limitée aux résultats des altitudes supérieures à $200''$, pour les raisons déjà mentionnées.

Les valeurs de densité obtenues sont comparables à celles de Doschek et al. (1997) aux mêmes altitudes. Les miennes décroissent néanmoins plus vite.

8.3.2 Détermination de la vitesse non-thermique à la plus basse altitude

Dans l'hypothèse où la variation de largeur d'une raie, entre les positions r_0 et $r(1)$, est exclusivement due à une variation de la vitesse non-thermique de $\xi(r_0)$ à $\xi(r)$ (i.e. $\Delta T = 0$), on a la relation :

$$\Delta(v^2)(r) = v^2(r) - v^2(r_0) = \xi^2(r) - \xi^2(r_0) \quad (8.2)$$

Cette hypothèse pourra être vérifiée, éventuellement de façon approchée, par une espèce ionique de grand q/m dans les plus basses altitudes (c'est-à-dire dans les conditions où un chauffage cyclotronique est le moins probable).

La conservation du flux de l'onde d'Alfvén (si on suppose que la vitesse non-thermique est due aux ondes d'Alfvén, et cf. Sec. 2.1.3), nous permet d'écrire :

$$\frac{\xi(r)}{\xi(r_0)} = \left(\frac{\rho(r)}{\rho(r_0)} \right)^{-1/4} \quad (8.3)$$

d'où l'on peut tirer l'expression de $\xi(r)$, et l'injecter dans l'équation 8.2. On en tire finalement la relation suivante :

$$\xi(r_0) = \left[\frac{\Delta(v^2)(r)}{\left(\frac{\rho(r)}{\rho(r_0)} \right)^{-1/2} - 1} \right]^{1/2} \quad (8.4)$$

$\Delta(v^2)(r)$ étant obtenu à partir des données (jeu 1), $\rho(r)$ ayant été calculé Sec. 8.3.1, on peut calculer $\xi(r_0)$ sur tout intervalle où l'on possède simultanément ces deux informations. Mais en fait, l'équation 8.4 ne doit être appliquée qu'en des points r où l'on estime que l'hypothèse $\Delta T = 0$ est vérifiée, avec l'ion choisi. J'ai pris le Mg X (sur la figure 8.5, $\xi(r_0)$ est calculé en tout point où à la fois la densité et la largeur de la raie du Mg X sont mesurées). r_0 sera le premier point de l'intervalle étudié. L'erreur sur $\xi(r_0)$ est obtenue en différenciant la relation 8.4 (après avoir symétrisé l'erreur sur la densité). Elle diminue lorsque l'écart entre les différentes valeurs en r et r_0 augmente, donc lorsque la distance $r - r_0$ augmente. Notons que les calculs doivent être effectués avec les positions prises à partir du centre du Soleil, même si les résultats sont présentés en fonction de l'altitude au dessus du limbe. Comme les valeurs de la densité ont été obtenues avec un jeu de données différent, elles doivent être interpolées aux points où est mesurée la largeur du Mg X (les spectres des 2 jeux de données sont obtenus par découpage du détecteur en intervalles de 40 pixels, mais l'altitude correspondant à ces intervalles peut légèrement varier).

La figure 8.5 montre que la valeur de $\xi(r_0)$ est relativement constante sur l'intervalle compris entre $70''$ et $150''$. De façon à obtenir une meilleure précision (et diminuer les barres d'erreur), j'ai effectué une moyenne pondérée entre $90''$ et $150''$ (intervalle réduit pour éviter de tenir compte des points associés aux barres d'erreur importantes des basses altitudes). On obtient $\xi(r_0) = 15 \pm 2 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$.

¹prises à partir du centre du Soleil

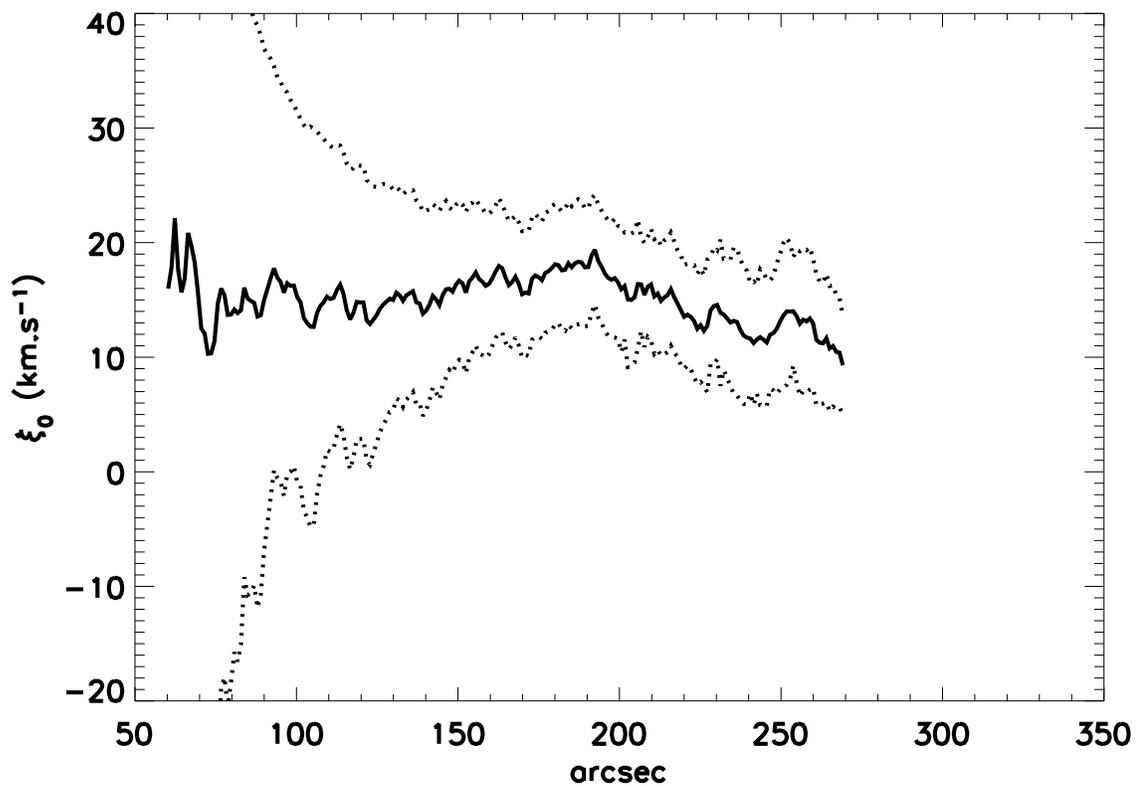


Fig. 8.5: Valeur de $\xi(r_0)$ (avec $r_0 = h_0 + R_\odot$, et $h_0 = 58''$ ici) selon la position r du point utilisé pour le calcul de la formule 8.4, à partir de la différence de largeur de la raie du Mg X (1250 \AA , à l'ordre 2). L'intervalle compris entre $70''$ et $150''$ montre une valeur à peu près constante de $\xi(r_0)$. On peut en déduire que l'hypothèse $\Delta T = 0$ est valable sur cet intervalle.

8.3.3 Détermination de la vitesse non-thermique à toute altitude

Une fois la valeur de $\xi(r_0)$ calculée, on peut calculer $\xi(r)$ en tout point r où l'on connaît $\rho(r)$ (Fig.8.6), sans que plus aucune hypothèse sur ΔT n'ait besoin d'être vérifiée, ni même qu'on y mesure la largeur d'une raie. Il suffit pour cela d'utiliser la relation 8.3. Dans les faits, si j'utilise la raie du Mg X du jeu 1 (la plus intense des ions ayant les plus petits q/m), il s'avère que la mesure de densité couvre un intervalle plus petit que celui couvert par la mesure de la largeur de la raie.

Bien entendu, la valeur de ξ ainsi obtenue n'est valable que si l'on suppose qu'il n'y a aucun amortissement des ondes d'Alfvén. Il est toujours possible que $\Delta\xi$ s'annule, voir devienne négatif. Dans ce cas, la totalité de la variation de largeur sera imputée à du chauffage, ce qui ne fait qu'amplifier les signatures de chauffage préférentiel que l'on va observer.

Les valeurs que j'obtiens pour la vitesse non-thermique sont en fait situées dans la limite basse des résultats publiés par de précédents auteurs. Néanmoins, la plupart d'entre eux ont utilisé l'hypothèse de la température de formation de l'ion considéré (cf. Sec. 4.3.4). En fait, dans la partie basse de la couronne, elle correspond très bien à la valeur donnée par Chae et al. (1998) pour la partie coronale de ses observations sur le disque (a priori, correspondant aussi à la partie basse de la couronne, où la densité, donc l'émission, est plus importante). Les valeurs élevées de 25 ou 30 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$, typiques de celles utilisées dans les modèles basés sur la turbulence alfvénique comme conditions à la base de la couronne, ne sont atteintes qu'au dessus de 200'' (soit environ 1.2 R_\odot , avec toutes les réserves sur la fiabilité des résultats à cette altitude), c'est-à-dire là où la densité est au moins 10 fois plus faible que celle aussi utilisée comme condition aux limites. L'énergie disponible dans les ondes, ramenée à chaque particule, est donc inférieure à celle que les modèles utilisent, ce qui implique qu'il faut chercher de l'énergie ailleurs pour aboutir au même résultat.

On pourrait envisager de comparer la valeur de ξ obtenue avec le Mg X avec celle obtenue avec un autre ion. Le Mg X présente néanmoins l'avantage de permettre de couvrir un large intervalle d'altitudes.

8.4 Variation de température avec l'altitude

Maintenant que la valeur de ξ est à notre disposition, nous pouvons déterminer la température de chaque ion à une altitude donnée à partir de la largeur d'une de ses raies (Fig. 8.7, moyenne glissante sur 40 pixels). On note que les températures de nombre d'ions sont différentes (l'étude en fonction de q/m est réalisée Chap. 9).

Le relatif désaccord des deux raies du Fe XII en dessous de 130'' pourrait s'expliquer par le mélange de la raie à 1242 Å avec une raie du Si X (cf. Tab. 1 dans Feldman et al. (1997)), sans oublier l'incertitude.

8.5 Différence de température entre deux altitudes - chauffage préférentiel

Ce qu'il est le plus intéressant d'analyser, c'est la différence de température en fonction du rapport charge-sur-masse q/m , comme sur la figure 8.8, avec une valeur de ξ égale à 15 et 17 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ respectivement à 60'' et 100''. Les spectres correspondants ont été réalisés en moyennant respectivement sur 30 et 60 pixels (donc de façon différente des résultats de la figure 8.7, d'où d'éventuels décalages).

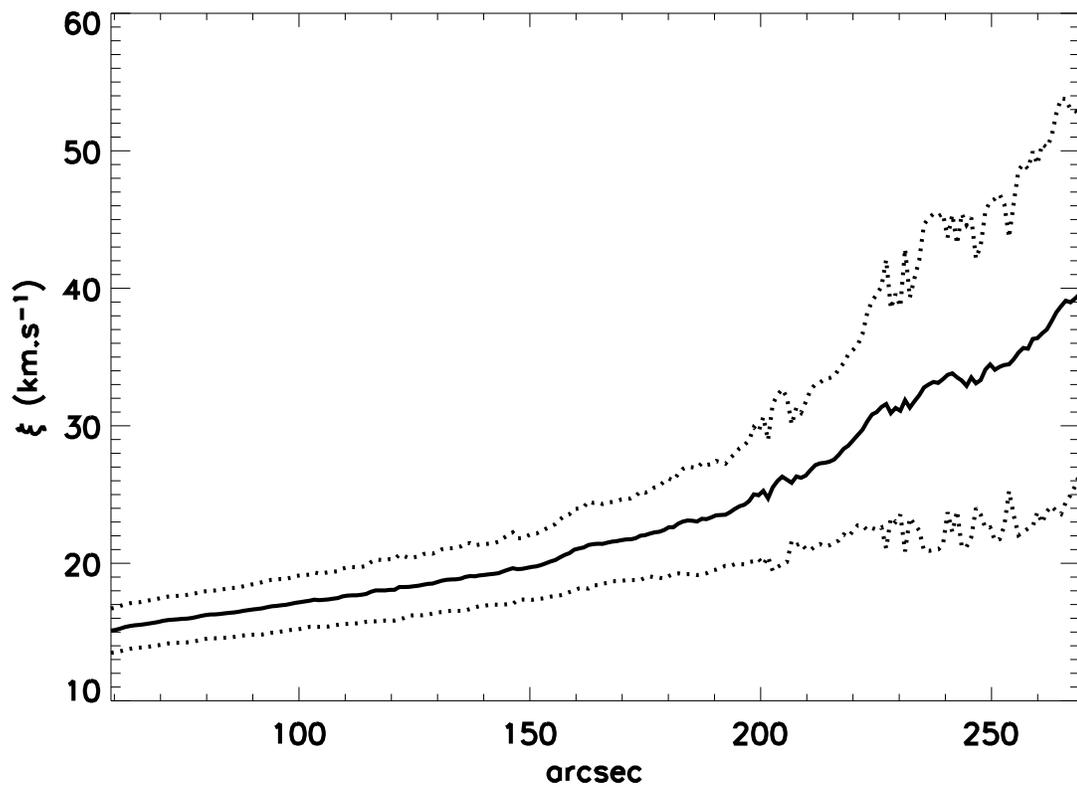


Fig. 8.6: Vitesse non-thermique en fonction de l'altitude au dessus du trou coronal polaire Nord, le 30/05/02, calculée à partir de la formule 8.3. La densité a été déterminée par le rapport de deux raies du Si VIII (cf. Sec. 8.3.1), tandis que $\xi(r_0)$ a été calculé à partir de la formule 8.4 et de la variation de la largeur du Mg X entre 90'' et 150''. Les courbes en pointillés délimitent les incertitudes de mesure.

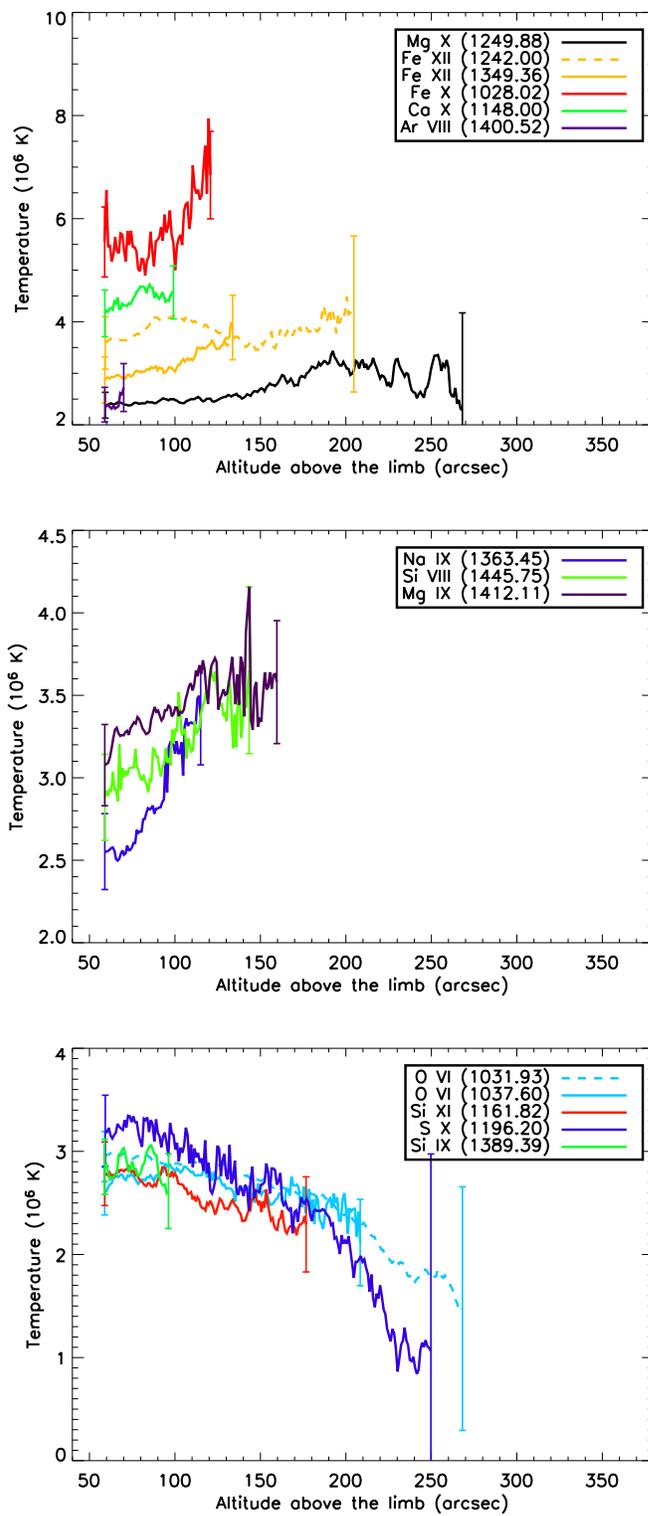


Fig. 8.7: Température en fonction de l'altitude, une fois retirée la vitesse non-thermique dans la largeur des raies des ions du jeu de données 1 (moyenne glissante sur 40 pixels).

On constate que les ions de plus petits q/m subissent une variation de température plus élevée que les autres, même si le fait de tenir compte de la variation de ξ entre ces deux altitudes réduit cet effet (bien que la variation de ξ soit petite entre ces deux altitudes, la correction effective dépend aussi de la valeur de ξ , cf. Eq. 7.1). Ceci correspond à une signature de chauffage préférentielle de type cyclotronique ionique.

Les résultats de Singh et al. (2003a,b) (cf. Sec. 4.3.5) trahissent le même comportement, même si ces auteurs l'analysent plutôt en fonction de la température de formation, fonction de q^2/m (qui les oriente vers un effet d'intégration sur la ligne de visée), que de q/m . Le cas du Fe XIV, qui décroît légèrement dans leur étude, est toutefois troublant ; je ne l'ai malheureusement pas observé. La présence de certaines raies dont la largeur décroît dès les premières secondes d'arc sur mes observations est tout aussi troublante, puisqu'elle ne s'explique pas par du "chauffage" préférentiel. Elle peut être due à une contribution supplémentaire dans la largeur (e.g. excitation radiative ?). S'il s'agit vraiment d'une variation de la température, le processus reste à expliquer. On peut remarquer, en tout cas, que les raies concernées sont toutes associées à des des valeurs de q/m situées dans la seconde moitié de l'intervalle couvert par mes observations.

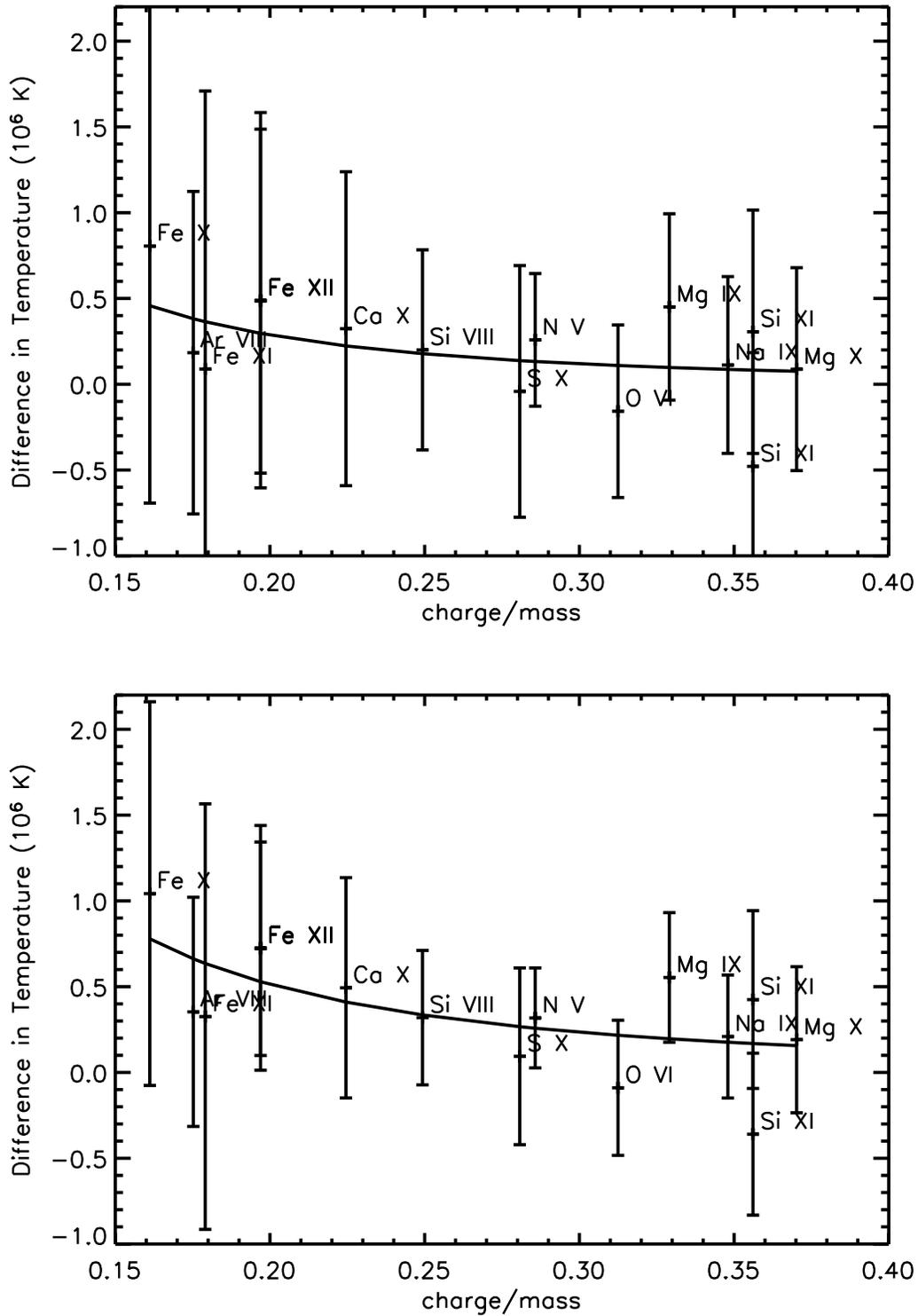


Fig. 8.8: Différence de température entre 60'' et 100'', déduite de la largeur des raies du jeu 1, une fois retirée la valeur de la vitesse non-thermique ξ (en haut). En bas, la même différence si on ne tenait pas compte d'une variation de ξ .