

Décalages de fréquence anormaux dans le système solaire.

Traduction libre par Jean Moret-Bailly de arxiv :physics/050741 du 19 juillet 2005 révisé le 28 août 2005.

Résumé : L'amélioration des observations dans le système solaire permises par l'utilisation de sondes et de grands instruments fait apparaître quelques problèmes. Les fréquences des signaux radios venant des sondes placées au-delà de 5 UA sont trop grandes. L'explication par des spicules ou des siphons magnétiques des décalage en fréquence des émissions UV observées à la surface du soleil par SOHO n'est pas satisfaisante ; L'anisotropie du fond de radiation thermique (CMB) semble liée à l'écliptique.

La solution la plus simple à ces problèmes est une interaction lumière-matière préservant les surfaces d'onde et augmentant l'entropie par un échange énergétique entre les hautes et les basses fréquences qui se décalent.

Cet effet observé est identifié avec un effet optique cohérent, déduit de la spectroscopie classique et facilement observé avec des lasers. Dans un gaz contenant de l'hydrogène atomique dans les états 2S et (ou) 2P, les transferts d'énergie entre des faisceaux incohérents de lumière, permis par la thermodynamique, produisent les décalages de fréquence ou les amplifications requis.

1 Introduction

La grande précision de la mécanique relativiste et de l'électrodynamique permet par exemple une bonne localisation par GPS (Global Positioning System). Cependant, une anomalie apparaît dans les informations provenant des sondes (en particulier Pioneer 10 et 11) quand leur distance au Soleil dépasse 5 unités astronomiques. La fréquence des signaux radios est trop grande, si bien qu'il semble que l'attraction par le Soleil produise, à grande distance une attraction supérieure à celle de la loi de Newton. Quelques explications prudentes sont proposées, en particulier une physique nouvelle ou une accélération venant d'une dissipation radiative anisotrope de la chaleur fournie par la désintégration du plutonium qui alimente les sondes en énergie.

Dans la section 2, nous montrons pourquoi les explications précédentes sont douteuses. En réalité, le problème se pose pendant la propagation des ondes radios.

D'autres anomalies se rencontrent dans l'observation du système solaire :

- L'explication, par des spicules ou des siphons magnétiques, des décalages en fréquence des émissions UV observées à la surface du soleil par SOHO, n'est pas satisfaisante.

- L'anisotropie du fond de radiation thermique (CMB) semble liée au système solaire.

La section 2, dans sa sous-section 2.4 définit les propriétés requises pour qu'une interaction lumière-matière puisse expliquer tous les décalages de fréquence.

Ce type d'interaction, est couramment étudié en spectroscopie laser. La section 3 décrit l'adaptation de la théorie à l'astrophysique, sans les détails déjà étudiés dans de précédentes publications [1, 2, 3]. La lecture de cette section peut être sautée, la conclusion 2.4 étant suffisante pour un usage pratique de cet effet en astrophysique.

L'effet est observable uniquement à condition que les impulsions de lumière soient « ultra courtes », avec la définition donnée à cette expression par G. L. Lamb [13]. Cet effet apparaît en particulier quand la lumière incohérente usuelle est réfractée à travers un gaz à basse pression contenant de l'hydrogène atomique dans les états 2S ou 2P.

2 Description des anomalies et leurs explications.

2.1 Anomalie des vitesses des sondes Pioneer 10 et 11.

La description des sondes Pioneer, et la description des anomalies des signaux radios de plusieurs sondes a été donnée par Anderson et al [4, 5].

Anderson et al. déduisent la vitesse radiale des sondes d'un effet Doppler affectant les ondes de radio : Une onde électromagnétique est envoyée de la Terre aux sondes à une fréquence déduite de la fréquence d'un maser à hydrogène par une multiplication telle que la fréquence reçue par la sonde est voisine de 2.11 GHz. Cette fréquence est multipliée par 240/221 pour éviter une interférence avec la fréquence reçue par la sonde, amplifiée et renvoyée à la Terre où elle est détectée par un système hétérodyne, produisant une fréquence voisine de 1 MHz. La faiblesse du signal reçu provoque une réception de plus en plus difficile avec l'augmentation de la distance. Une accélération de la sonde peut correspondre à ce changement de fréquence, ce qui fait que les auteurs traduisent souvent le changement de fréquence en accélération et parlent d'une accélération anormale.

Les auteurs prennent d'abord en compte les corrections en fréquence Doppler et gravitationnelles principales qui sont calculables par les lois classiques. Ils ajoutent les perturbations moins importantes, comme la pression de radiation de la lumière solaire, la pression du vent solaire, la gravitation de la ceinture de Kuiper... La fréquence reçue a alors exactement la valeur calculée tant que la distance au soleil est au dessous de 5 unités astronomiques (UA) ; pour une distance plus grande, le fréquence reçue augmente de plus en plus, jusqu'à ce que l'accélération apparente correspondant à cette augmentation de fréquence se stabilise au dessus de 15 UA à la valeur : $(8,6 \pm 1,34) \times 10^{-10} \text{ m s}^{-2}$. Voir figure 1.

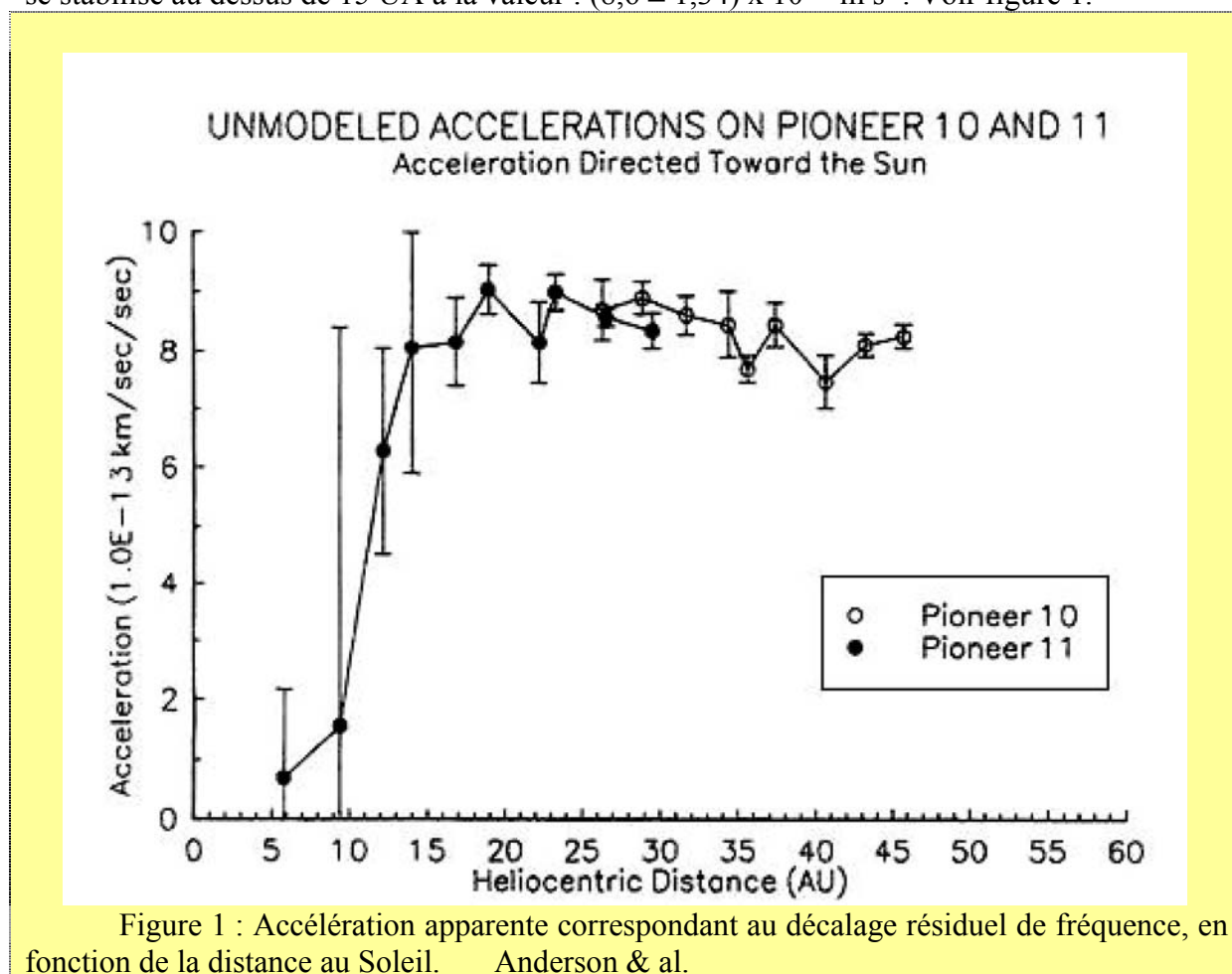
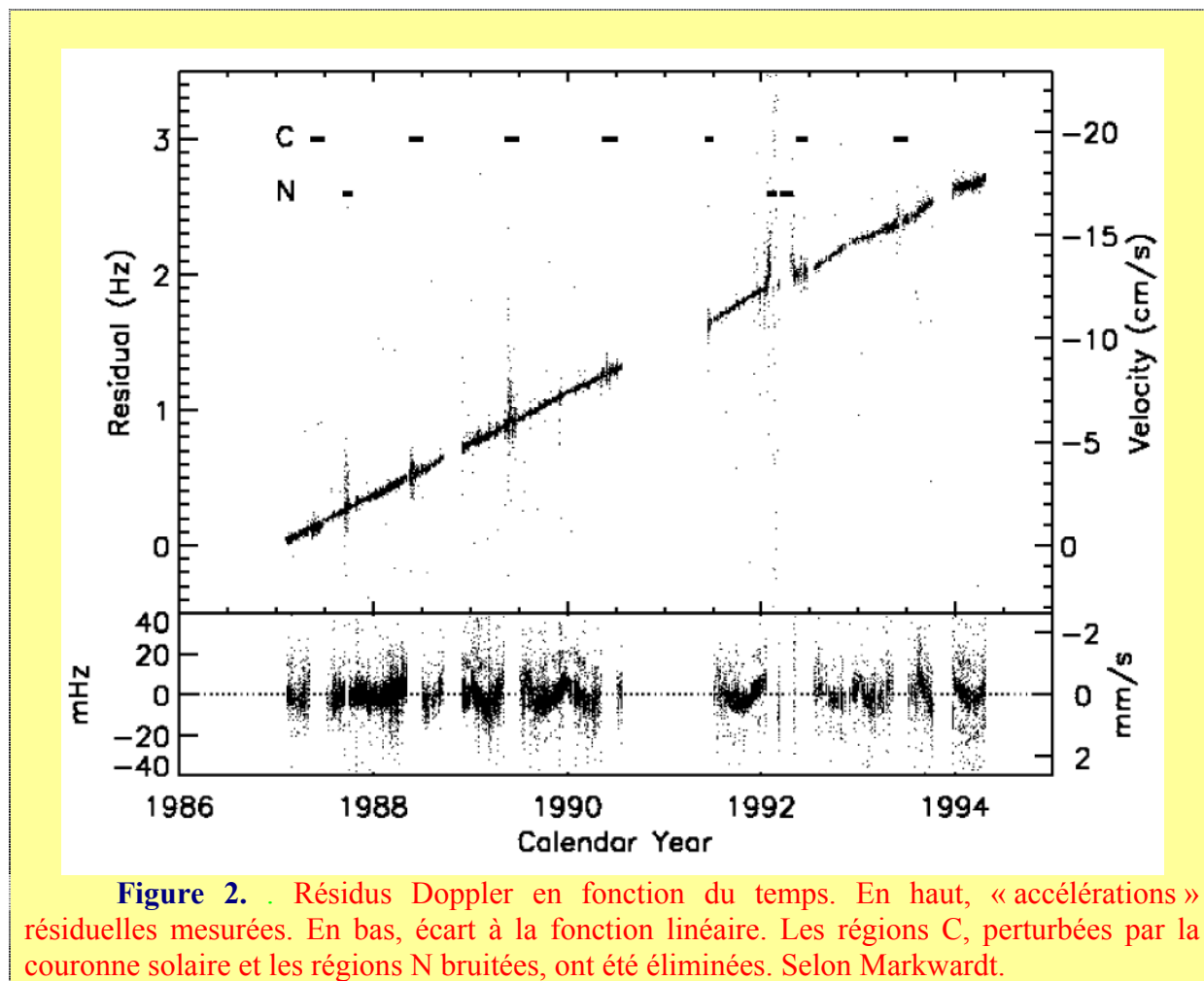


Figure 1 : Accélération apparente correspondant au décalage résiduel de fréquence, en fonction de la distance au Soleil. Anderson & al.

Si l'origine de l'accélération était une fuite des valves des tuyères de manœuvre, la probabilité pour que les deux sondes aient des pertes qui produisent la même accélération, et que cette perte se reproduise à l'identique après fonctionnement, est faible. La principale explication retenue, serait l'anisotropie de la pression de radiation de l'énergie thermique de 2 kW de la sonde fournie par la désintégration du plutonium qui chauffe les soudures des thermocouples alimentant la sonde en électricité. La décroissance de l'énergie avec le temps n'est pas observée, mais ce peut être dû aux incertitudes de mesure de l'accélération [6, 7].

Nous pensons que l'origine des accélérations anormales ne provient pas de l'appareillage pour les raisons suivantes :

1) Les accélérations identiques des deux Pioneer montrent qu'elle ne résulte probablement pas d'un fonctionnement accidentel comme une valve qui fuit.



2) Sur la figure 2, les interférences avec la couronne produisent de fortes perturbations des fréquences observées (régions C), mais ensuite, la croissance linéaire de la vitesse est restaurée. Si les perturbations des régions N étaient produites par l'instrument de mesure, les grandes vitesses anormales qui apparaissent devraient traduire les segments suivants. Ainsi, quelque chose d'analogue au passage de la lumière à travers la couronne, arrive sur le trajet de la lumière. Il est plus facile d'expliquer le phénomène par la modification des propriétés de la lumière sur son trajet comme dans les cas C que par les dysfonctionnements d'un instrument complexe.

La similarité des perturbations N et C suggère que celles-ci résultent de réfractions et de décalages de fréquences liés aux réfractions. Ceci montre qu'en dépit de sa faible densité, le vent solaire peut jouer un rôle dans la propagation des ondes, au moins au-delà de 5 UA, c'est-à-dire dans les régions où l'hydrogène atomique apparaît.

Les perturbations des régions N sont-elles une conséquence d'une augmentation, d'un changement de l'anisotropie de l'activité solaire ou d'une perturbation du vent solaire par la champ magnétique d'une planète ou ... ?

En dehors des régions C et N, le signal radio reçu a l'intensité calculée. Cela montre que les interactions lumière-matière, sur tout leur trajet, ne changent pas les surfaces d'ondes. Ces interactions sont donc cohérentes.

Le très faible échange d'énergie qui provoque le bleuissement ne peut être quantifié, donc il ne peut correspondre à une désexcitation quantifiée de matière. Il reste 2 sources possibles d'énergie : un ralentissement du vent solaire ou un rougissement de la lumière solaire. La dernière possibilité paraît plus probable, car elle est similaire au bleuissement de ondes radios.

2.2 Le rougissement des raies d'émission UV du Soleil calme.

La chromosphère du Soleil calme a été étudiée par Peter & Judge en utilisant les données SUMER de la sonde SOHO.

Nous ne retenons ici que les décalages résiduels de fréquence obtenus à partir des décalages observés dont on a soustrait : a) Le décalage Doppler produit par la rotation du Soleil et le mouvement relatif du Soleil et de la sonde ; b) Le décalage relativiste.

Après une description du spectre, Peter & Judge présentent l'état actuel de leur interprétation, fondée sur l'attribution des décalages de fréquence (résiduels) des raies spectrales, à un effet Doppler produits par des mouvement verticaux du gaz dans la chromosphère.

Pour expliquer que ces raies, émises au même endroit ou très près, ont des décalages différents, une hypothèse est que ces gaz sont éjectés en spicules verticaux, qui refroidissent et retombent ; Une autre hypothèse est celles des siphons magnétiques dans des boucles. Mais, Peter & Judge écrivent : « Comme pour l'interprétation par les spicules, celle par les siphons est aussi peu valide ». D'autres hypothèse sont avancées, mais « encore beaucoup de travail reste à faire ».

Comme les mouvements du gaz émetteur sont supposés verticaux, ils sont transversaux pour une observation du limbe (bord du disque solaire), donc il ne doit pas y avoir un effet Doppler; en conséquence, les fréquences observées au limbe déduites des mesures de SUMER après les corrections principales, devraient être les fréquences absolues, mais elles diffèrent trop des fréquences (absolues) mesurées au laboratoire ou calculées. Cette incohérence est considérée comme due à une mauvaise évaluation de l'incertitude des résultats anciens. Par exemple, une valeur calculée de la longueur d'onde de Mg X est 62495,2 pm, alors que la valeur déduite de l'observation du limbe est $62496,8 \pm 0,7$ pm.

La longueur d'onde de la raie Ne VIII a été mesurée en laboratoire par Bockasten & al, [9] qui obtiennent $77040,9 \pm 0,5$ pm. À partir de mesures de SUMER au bord, Peter & Judge obtiennent $77042,8 \pm 0,7$ pm. En considérant que cette valeur est une bonne longueur d'onde, il y a une discordance attribuée à une barre d'erreur trop courte pour la mesure en laboratoire. Peter & Judge écrivent : « Si on prend les valeurs données par Bockasten & al comme étant exactes, ceci implique que la raie Ne VIII est vraiment rougie au centre du disque, ce qui pose la question de savoir pourquoi le rougissement d'une raie observée au centre C, peut encore augmenter en allant vers le bord - - nous ne sommes pas en mesure d'expliquer une telle variation avec nos connaissances actuelles de l'atmosphère solaire. »

Peter & Judge n'ont guère confiance dans la théorie qu'ils utilisent : « Ni la nature des mouvements d'entraînement, ni la réponse des plasmas ne peuvent expliquer les observations couramment obtenues ou calculées... Il est possible que les décalages vers le bleu observés ne soient pas causés par des vents solaires sortants, mais par quelque autre phénomène. »

Un autre phénomène, une nouvelle interprétation est que les décalages se produisent pendant la propagation de la lumière à travers une couche de la chromosphère.

L'explication par l'effet CREIL est simple. Les émissions de toutes les raies sont proches de la saturation, donc leur température de Planck est voisine de la température du gaz

émetteur. Dans les couches où la température de la chromosphère génère H^* , l'effet CREIL produit un transfert d'énergie des raies les plus chaudes vers les plus froides. Ce résultat semble opposé à l'observation. Mais il ne l'est pas si les décalages sont calculés avec les anciennes fréquences mesurées sur Terre. Alors, les décalages ne sont plus nuls, mais maximaux au bord du disque solaire, là où le trajet de la lumière à travers la chromosphère est oblique, et donc plus long qu'au centre où il est minimal.

Soit un point de la chromosphère défini par sa projection M sur le disque et sa distance R au centre du Soleil.

Soit T_f la température du gaz en supposant que T_f décroît quand R augmente.

Posons $M = C$ au centre et $M = L$ au bord.

Soit $s(M, T_f)$ le décalage de fréquence relatif $\Delta v/v$ produit par l'interaction avec le gaz pendant que la lumière se dirige vers SOHO.

Le décalage relatif de fréquence utilisé par Peter & Judge est :

$$S(M, T_f) = s(M, T_f) - s(L, T_f) \quad (1)$$

Comme $|s(L, T_f)|$ est plus grand que $|s(M, T_f)|$, les signes de $S(M, T_f)$ et $s(M, T_f)$ étant opposés, les variations des décalages de fréquence le long d'un rayon sont opposées.

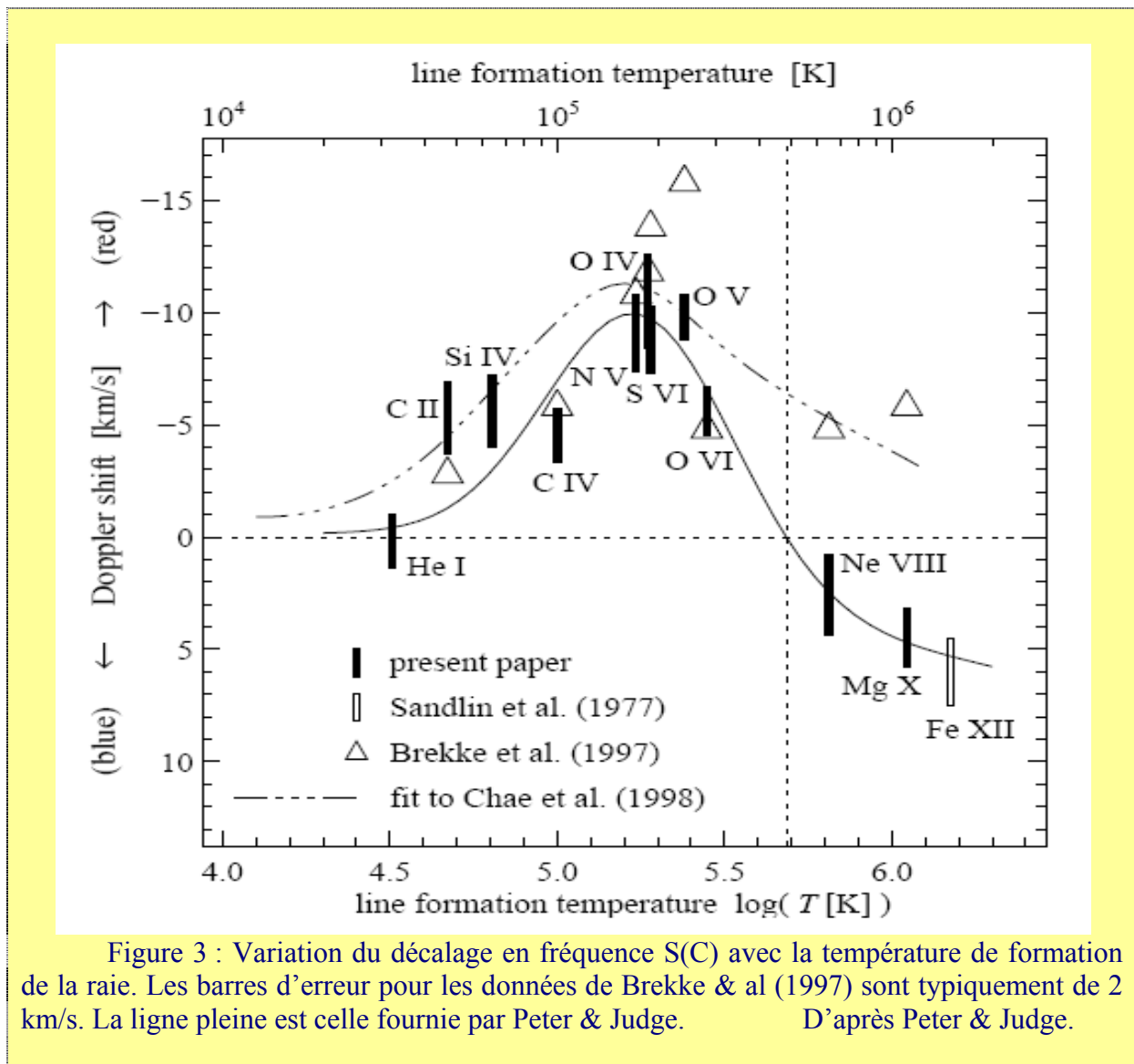


Figure 3 montre les décalages de diverses raies $S(C, T_f)$ en fonction de la température du gaz émetteur. Supposons que le pouvoir décalant est suffisant pour donner à peu près la saturation, donc qu'il y a équilibre entre la température du gaz émetteur et la température de la lumière au centre des raies (température déduite de l'intensité dans un mode, par la formule

de Planck pour la radiation d'un corps noir). La thermodynamique dit que cette énergie va du chaud au froid, si bien que les trois raies de plus haute énergie Ne VIII, Mg X et Fe XII transfèrent leur énergie vers les autres raies, à condition que la lumière soit réfractée par un milieu convenable jouant le rôle de catalyseur. Ce transfert rougit les trois raies chaudes, et bleuit les autres en conformité avec la définition $s(M, T_f)$ des décalages vers le rouge.

La courbe principale de la figure 3, reproduite en courbe A sur la figure 4, où les symboles $S(M, T_f)$ et $s(M, T_f)$ montrent tous deux les directions de variation du décalage de fréquence relatif $\Delta\nu/\nu$. L'échelle est bien entendu fonction des conventions et du point M. En admettant que la température décroît quand la distance R au centre de Soleil augmente, l'axe x peut représenter R, avec une échelle non linéaire.

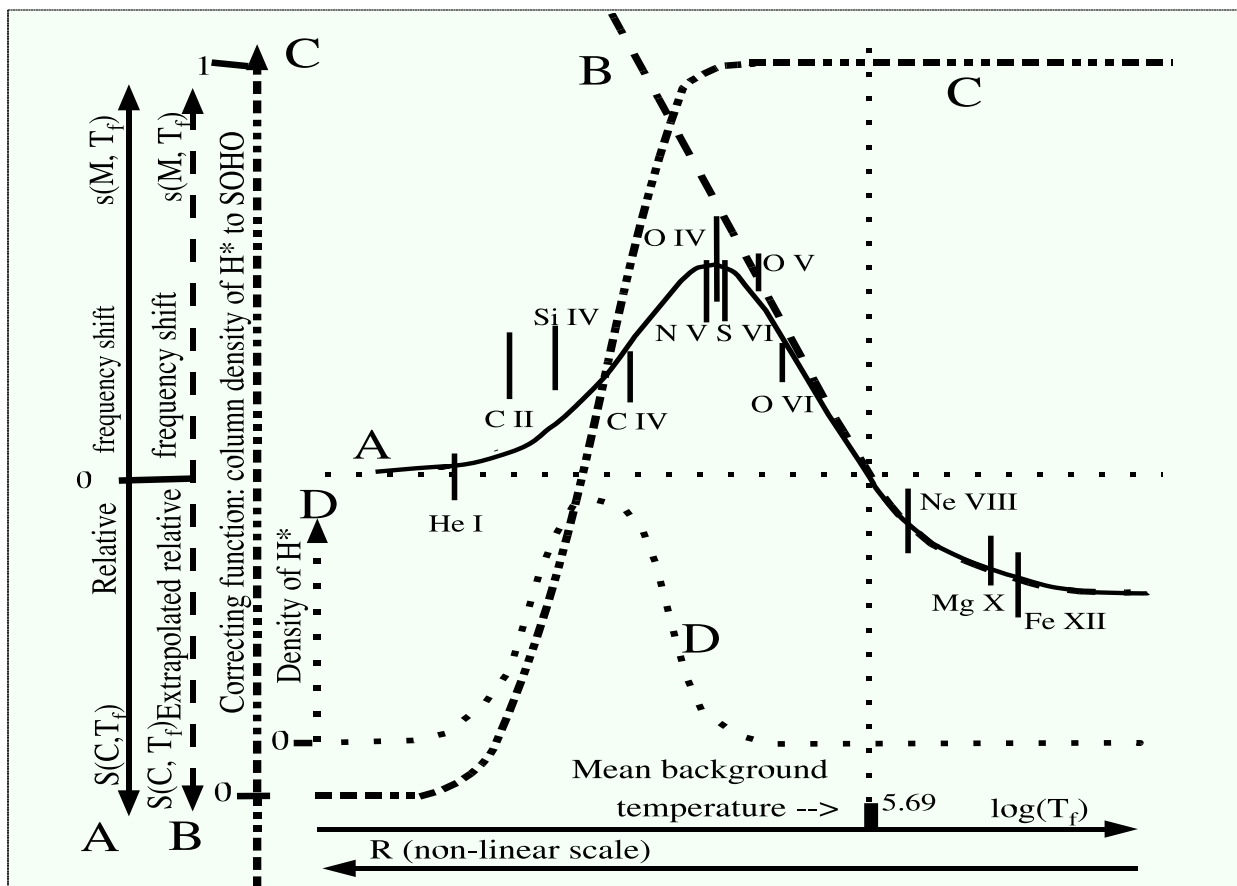


Figure 4 : Les meilleures mesures et la courbe de la figure 3 sont reportées. La courbe principale A ne représente pas seulement $S(C, T_f)$, mais aussi $S(M, T_f)$ et $s(M, T_f)$, liés par la relation 1, à condition d'adapter l'échelle verticale. La courbe B résulte d'une extrapolation de la partie droite de la courbe A. La fonction représentée par A est le produit des fonctions représentées par B et C. C peut représenter le décalage cumulé (en fréquence) dans le gaz traversé. La dérivée D de C en fonction du trajet de la lumière est le pouvoir décalant (local) du gaz

Note : La « column density » du gaz est une expression inappropriée, mais malheureusement utilisée couramment en anglais (et en français). Elle est traduite ici par « décalage cumulé » sur le trajet parcouru dans le gaz. J'utilise pour D, le décalage linéique (avec la variable R) ou le pouvoir décalant, qui sont plus parlants.

En supposant que le décalage de fréquence est causé par une interaction dans le gaz de la chromosphère, cette interaction dépend de la température locale du gaz et de la raie spectrale, donc de la température du gaz émetteur. Comme il n'y a pratiquement pas de décalage de fréquence pour la raie He I, il n'y a pas de décalage dans un gaz dont la température est inférieure à la température d'émission de cette raie, environ 30 000 K. La partie droite de A peut correspondre aux échanges d'énergie entre chaque faisceau et l'ensemble des autres, (dont le fond thermique), ensemble dont la température correspond à un

décalage de fréquence nul (soit à une température voisine de $10^{5,63} = 490\ 000$ K), avec une traversée de toute la couche de gaz catalysant les échanges d'énergie. La réduction de la variation de fréquence correspondant à la partie gauche de A peut résulter d'une diminution du parcours dans cette couche. Ainsi, la fonction représentée par la courbe A peut être considérée comme le produit de 2 fonctions :

- i) une courbe B résultant de l'extrapolation linéaire de la partie droite de la courbe A
- ii) une courbe C qui représenterait le décalage cumulé du gaz actif entre le point d'émission et la sonde SOHO, le gaz actif étant le catalyseur, capable par des décalages de fréquence d'augmenter l'entropie des ondes électromagnétique qu'elle réfracte.

La dérivée par rapport à R de la fonction C, représentée grossièrement par D, est le pouvoir décalant (local) du gaz catalysant. Ce gaz se forme entre les températures d'émission de O V et He I, donc entre 170 000 K et 30 000 K. Ces températures sont respectivement celle de la dissociation complète de l'hydrogène et celle du début de l'excitation de l'hydrogène atomique. Pour cette raison, le gaz catalysant est probablement l'hydrogène atomique excité.

2.3 L'anisotropie du fond des micro-ondes cosmiques.

Dans la sous-section 2.1, nous avons expliqué l'accroissement anormal de fréquence des ondes des sondes Pioneer par une interaction avec le vent solaire. Si cette interaction est analogue à l'interaction dont les caractéristiques sont décrites dans la sous-section 2.2, c'est un transfert d'énergie de la lumière solaire vers les ondes radio. Ce transfert s'applique à toutes les ondes radio se propageant dans le vent solaire au-delà de 5 UA, en particulier, au fond des micro-ondes cosmique.

Le vent solaire est généré dans les trous de la couronne, ce qui le rend anisotrope. Sa structure peut être modifiée par le champ magnétique des planètes près duquel il passe. Ainsi, le décalage vers le bleu des fréquences radios par le vent solaire est anisotrope. Pour le fond thermique cosmique (CMB) qui est une radiation thermique, ce décalage est une amplification qui apporte sa contribution à l'anisotropie provenant du mouvement du Soleil dans la galaxie. L'analyse du CMB observé donne ce résultat (10, 11, 12].

2.4 Propriétés observées de l'interaction lumière-matière habituelle.

Les anomalies sont expliquées par un processus unique en utilisant une interaction lumière-matière ayant les propriétés suivantes :

- i) Les images et le spectre ne sont pas brouillés. Autrement, les signaux provenant des sondes Pioneer seraient encore moins décelables.
- ii) L'énergie transférée des faisceaux chauds de lumière vers les faisceaux froids décale les fréquences.
- iii) Les faisceaux impliqués doivent être réfractés par un gaz dont la température optimale d'efficacité est de l'ordre de 100 000 K. cette température est observée à partir des décalages de fréquence solaires et du refroidissement du vent solaire. L'hydrogène atomique excité est un gaz qui convient.

3 L'effet CREIL

Cette section décrit l'effet requis pour expliquer les anomalies relevées dans la section 2 en obéissant aux conditions de la section 2.4 ; il apparaît très similaire à la réfraction, mais réclame un milieu dont les propriétés sont reliées à la cohérence de la lumière ; avec la lumière incohérente ordinaire, les milieux qui conviennent sont rares, alors qu'en utilisant des éclairs de lumière ultra courts, tous les milieux transparents conviennent.

3.1 Conditions pour obtenir un décalage de fréquence similaire à l'effet Doppler par une interaction de la lumière avec la matière traversée.

- L'effet Doppler ne brouille pas les images. L'effet pouvant le remplacer ne doit pas les brouiller, donc, il doit avoir la cohérence spatiale, de façon que les surfaces d'ondes ne soient pas perturbées. Pour les molécules impliquées, il existe des relations entre les phases locales de tous les champs électromagnétiques impliqués et les phases de tous les oscillateurs moléculaires. Cohérence spatiale signifie que ces relations sont identiques pour toutes les molécules impliquées. En conséquence, en supposant que le nombre de molécules impliquées est grand, la construction de Huygens montre que les champs réémis génèrent des surfaces d'ondes propres qui découlent des surfaces d'ondes des champs excitateurs.

- Pour une source de lumière cohérente dans le temps (onde de laser continue), un décalage de fréquence signifie que lorsque la source émet n cycles, le détecteur reçoit un nombre différent de cycles m . Ainsi, le nombre de cycles entre la source et le récepteur est augmenté de $n - m$; C'est une augmentation du nombre des ondes (qui ont chacune une longueur fixe) et donc une augmentation de la distance, autrement dit : c'est l'effet Doppler. En conséquence, un effet seulement analogue à l'effet Doppler est impossible avec de la lumière temporellement cohérente, donc n'est possible qu'avec de la lumière temporellement incohérente. Un paramètre mesurant l'incohérence doit obligatoirement apparaître dans la théorie pour interdire toute utilisation en lumière temporellement cohérente.

- L'énergie absorbée dans le processus de rougissement ne doit pas être quantifiée, car les interactions quantifiées provoquent un brouillage du spectre. En effet, si un faisceau de lumière échange une quantité d'énergie quantifiée avec une molécule, une fraction de l'intensité du faisceau prend un décalage fini. Dans un processus paramétrique, les molécules prennent seulement temporairement, pendant l'interaction avec la lumière, leur état non stationnaire. Cet état est dit « habillé » ou « de polarisation ». Le faisceau de lumière n'échange pas d'énergie quantifiée avec la matière qui retrouve rapidement son état antérieur. Une interaction paramétrique fournit à une molécule donnée une énergie minimale (et restituée), mais si de nombreuses molécules sont impliquées, l'effet peut être important, comme par exemple dans la réfraction à travers un prisme.

Note: nous n'utilisons pas une définition des interactions paramétriques où la matière est (dés)excitée durant l'interaction (par exemple dans un milieu laser He-Ne), paramétrique devenant synonyme de cohérent.

3.2 Rappels sur la théorie semi-classique de la réfraction.

Théorie macroscopique.

Pour simplifier les explications, nous supposons que le milieu réfractant est parfaitement transparent.

Une feuille de matière entre deux surfaces d'ondes fermées distantes de ϵ est excitée par une pulsation Ω . La feuille émet une onde cohérente de Rayleigh retardée de $\pi/2$ dont l'amplitude est une petite fraction $K\epsilon E_0$ de l'amplitude excitatrice E_0 . Les champs s'ajoutent pour former la même surface d'onde.

$$E = E_0[\sin(\Omega t) + K\epsilon \cos(\Omega t)] \cong E_0[\sin(\Omega t) \cos(K\epsilon) + \sin(K\epsilon) \cos(\Omega t)] = E_0 \sin(\Omega t - K\epsilon). \quad (2)$$

Ce résultat définit l'indice de réfraction n par l'identification :

$$K = 2\pi n/\lambda = \Omega n/c \quad (3)$$

Théorie quantique microscopique.

Supposons que la lumière interagit avec des molécules identiques et libres, initialement dans le même état stationnaire non dégénéré φ_0 . La perturbation d'une molécule par une onde électromagnétique, mélange φ_0 avec d'autres états φ_i , produisant un état non stationnaire $\Phi = C_0\varphi_0 + \sum_i C_i\varphi_i$, où les C_i sont très petits.

Nous devons considérer l'ensemble de toutes les molécules qui interagissent, en ajoutant un indice supérieur k pour distinguer les molécules. Sans champ, l'état stationnaire total est $\Psi_0 = \prod_k \varphi_0^k$. Sa dégénérescence est le nombre de molécules.

Avec la perturbation par un champ extérieur, le milieu réfractant émet un champ dispersé cohérent retardé de $\pi/2$, créant les mêmes surfaces d'onde que le champ excitant. Donc, l'état ψ^m « habillé » (ou « polarisé »), excité dynamiquement et non stationnaire, qui émet le champ, est caractérisé par un indice représentant le mode excité.

Considérons d'autres modes réfractés, Ψ décomposés en $\prod_m \psi^m$.

Les interactions cohérentes sont énormément plus fortes que les incohérentes. Une réfraction par environ $0,25 \mu\text{m}$ d'eau retarde la lumière de $\pi/2$, ce qui signifie que la lumière est entièrement dispersée par la diffusion Rayleigh cohérente à travers cette fine pellicule d'eau. Dans une piscine, on voit bien à travers 25 mètres d'eau. Seule, une faible fraction de la lumière est dispersée par la diffusion Rayleigh incohérente, qui est inférieure d'un facteur 10^8 .

3.3 Principe de l'effet CREIL.

L'effet CREIL résulte d'une interaction entre des états habillés ψ^m . Comme ces états ont la même parité, l'interaction doit être de type Raman, par exemple quadripolaire électrique. La thermodynamique impose que l'entropie croisse, de telle façon que les flux d'énergie aillent des modes ayant la plus haute température de Planck vers ceux de la plus petite. Pour une application en astronomie, nous considérons un effet paramétrique pur : la matière, sous forme de gaz à basse pression, soumise à des champs faibles, retourne à l'état initial après une interaction.

L'état habillé ψ^m rayonne un mélange de diffusion cohérente Rayleigh, à l'origine de la réfraction, et de dispersion cohérente Raman. Ces faibles dispersions locales peuvent s'étudier séparément, si bien que l'effet CREIL peut être considéré comme un ensemble de dispersions Stokes et anti-Stokes *simultanées*, avec balance nulle d'énergie pour les molécules impliquées. (Le nom CREIL – Coherent Raman Scattering on Incoherent Light -- est un peu ambigu, car il ne se réfère qu'à une interaction Raman simple, alors que l'ensemble des interactions est impliqué. Il ignore généralement le transfert facile est quasi-résonant de l'énergie Raman vers les radiations thermiques.) Les faisceaux dispersés ont les mêmes surfaces d'onde que les faisceaux excitants, si bien que ces faisceaux interfèrent comme dans la dispersion Rayleigh cohérente qui crée la réfraction. Comme les champs dispersés sont plus faibles que celui du champ exciteur, ils peuvent s'ajouter indépendamment de lui.

Les impulsions des faisceaux Raman sont décalées en fréquence de $\pm \omega$, et, au début de l'impulsion, elle est en phase, car la résonance introduit un décalage de phase de $\pi/2$. La somme de l'onde excitatrice affaiblie et des ondes de diffusion anti-Stokes cohérentes est :

$$\begin{aligned} E &= E_0[(1-K')\sin(\Omega t) + K'\varepsilon \sin((\Omega + \omega)t)] \text{ avec } K' > 0 \\ E &= E_0[(1-K')\sin(\Omega t) + K'\varepsilon[\sin(\Omega t) \cos(\omega t) + \sin(\omega t) \cos(\Omega t)]] \end{aligned} \quad (4)$$

Avec ωt et $K'\varepsilon$ petits, le second terme se simplifie, et le reste mis sous la forme :

$$\begin{aligned} E &\cong E_0[\sin(\Omega t) + \sin(K'\varepsilon\omega t) \cos(\Omega t)] \\ E &\cong E_0[\sin(\Omega t) \cos(K'\varepsilon\omega t) + \sin(K'\varepsilon\omega t) \cos(\Omega t)] = E_0 \sin[(\Omega + K'\varepsilon\omega)t] \end{aligned} \quad (5)$$

$K'\varepsilon$ est un terme extrêmement petit, mais l'hypothèse ωt petit impose que la période Raman $2\pi/\omega$ soit grande en comparaison de la durée de l'expérience t , qui est la longueur des impulsions de lumière.

Si cette condition est vérifiée, l'interférence des faisceaux excitants et réfractés produit une fréquence décalée unique. Ainsi, les décalages de fréquence s'accumulent le long du trajet

de la lumière sans générer de fréquences parasites. Par ailleurs, les faisceaux ont des fréquences différentes, générant un spectre Raman.

Note : L'amplitude d'un spectre Raman cohérent est en général faible, négligeable. Soient λ_E et λ_R les longueurs d'onde généralement différentes des fréquences d'excitation et Raman du milieu réfractant. Le départ d'une onde diffusée est, à son émission, la phase de l'onde excitatrice. Ainsi, elle change de $2\pi x/\lambda_E$ après un trajet x , alors que par une propagation x , la phase varie de $2\pi x/\lambda_S$. Les phases des ondes diffusées juste après l'émission et propagées, sont opposées, ce qui annule les amplitudes après un trajet de « longueur de cohérence » $x = L$ telle que $|2\pi x(1/\lambda_E - 1/\lambda_S)| = \pi$.

Cette condition a été établie par G. L. Lamb Jr., avec la définition des « impulsions ultracourtes » : « plus courtes que toutes les constantes de temps impliquées ». Avec la lumière ordinaire, le temps de cohérence joue le rôle de la durée des impulsions. Ainsi, ce temps de cohérence, de quelques nanosecondes, doit être « plus court que toutes les constantes de temps impliquées ».

Nous venons de rencontrer une première constante de temps impliquée : le temps de cohérence. Une seconde est la constante de temps de collision, car les collisions détruisent la cohérence spatiale, produisant une dispersion Raman incohérente, ordinaire et faible. Le gaz concerné doit avoir une pression assez faible.

Le même calcul, en remplaçant K' par K'' négatif, donne la contribution Stokes. On remplace donc K' par $(K' + K'')$ dans les formules. Alors, $(K' + K'')$ dépend de la différence de population des deux niveaux, c'est-à-dire de :

$$\exp(-h\omega/2\pi kT) - 1 \propto \omega/T \quad \text{où } T \text{ est la température du gaz.}$$

La théorie de la réfraction montre que l'indice de réfraction est approximativement constant en l'absence de résonance au voisinage de Ω , donc en utilisant pour la polarisation une formule équivalente à la formule 3 :

$$K = 2\pi n/\lambda = \Omega n/c \quad (3)$$

Alors, $(K' + K'')$ apparaît sensiblement proportionnel à $\Omega\omega/T$, et le décalage de fréquence est :

$$\Delta\Omega = (K' + K'') \varepsilon\omega \propto \varepsilon\Omega\omega^2/T \quad (5)$$

Le décalage de fréquence relatif $\Delta\Omega/\Omega$ est à peu près indépendant de Ω .

Toutes les propriétés requises (pour un effet ressemblant souvent à l'effet Doppler) sont obtenues : cohérence spatiale, limitation de la cohérence dans le temps, aucune excitation du gaz, décalage de fréquence relatif sensiblement constant. Comme le décalage est proportionnel à ω^2 , un effet fort réclame une pulsation Raman assez grande pour préserver la cohérence. Comme la cohérence temporelle de la lumière ordinaire est de quelques nanosecondes, la fréquence Raman correspondante est de l'ordre de 100 MHz.

Note : La théorie de l'effet CREIL date de 1968 environ. Jacques Moret-Bailly l'exposait à ses étudiants (sous un autre nom). Elle n'a été publiée qu'en 1998, comme similaire à l'effet Doppler [1]. La preuve expérimentale avec les flashes laser est postérieure à la théorie.

3.4 Observations au laboratoire de l'effet CREIL.

Habituellement, il est inutile de tenir compte des radiations qui reçoivent de l'énergie, car nous sommes environnés par des radiation thermiques dont le bleuissement est tout simplement un réchauffement. Dans un milieu convenable permettant l'effet CREIL, celui-ci transfère aussi de l'énergie entre les fréquences radios (qui forment les radiations thermiques) aussi longtemps que l'équilibre thermique, incluant l'isotropie, n'est pas atteint. Alors, l'effet CREIL est fort car toutes les fréquences impliquées étant basses, il est proche de la résonance, et ainsi les fréquences radios arrivent rapidement à l'équilibre thermique.

L'effet CREIL dans les fibres optiques est si facilement obtenu qu'il cause des problèmes à l'utilisation d'impulsions courtes dans les télécommunications. Avec l'énorme puissance de l'impulsion des lasers à pics de durée voisine de la femtoseconde, l'indice de réfraction et la composante du tenseur de polarisation deviennent des fonctions de l'intensité,

mais permettent d'étudier l'effet en petites cellules. Cet effet non linéaire nommé ISRS (Impulsive Stimulated Raman Scattering) permet une étude facile des propriétés de l'effet Raman cohérent en lumière incohérente : transfert de l'énergie d'un faisceau laser à un autre faisceau en produisant des décalages de fréquence, avec vérification des conditions de Lamb. (Yan & al. [14])

À mesure de l'allongement des impulsions laser, les expériences avec les solides transparents deviennent de plus en plus difficiles, et l'effet disparaît car on sort des conditions de Lamb. Pour respecter les conditions de Lamb nécessaires pour pouvoir observer l'effet avec la lumière ordinaire, il faut d'abord augmenter le temps entre collisions, donc il devient impossible d'utiliser de la matière dense, et il faut prendre un gaz sous assez faible pression. Ensuite, alors qu'il est facile d'avoir de fortes résonances Raman aux fréquences de rotation et de vibration des molécules (au-delà de 1000 MHz), des résonances au voisinage de 100 MHz existent surtout dans des états hautement excités, généralement peu stables et presque dépeuplés. Très peu de gaz conviennent. Une exception, due à un spectre simple, est l'hydrogène excité H^* , mais il est difficile de remplir un récipient adapté avec ce gaz. En conséquence, une vérification de l'effet CREIL, utilisant la lumière incohérente ordinaire demande une expérimentation très coûteuse, alors qu'il est bien vérifié dans tout le domaine rendu accessible par une assez faible cohérence temporelle de la lumière.

3.5 Propagation de la lumière incohérente dans l'hydrogène atomique.

Comme l'hydrogène atomique a un spectre simple, ses niveaux d'énergie peuvent être facilement peuplés. Sa transition de recouplage de spin quadripolaire électrique ($\Delta F = 1$) en état de base, a la fréquence 1420 MHz, qui est trop éloignée de 100 MHz. Mais, dans le premier état excité, les fréquences 178 MHz en état $2S_{1/2}$, 59 MHz en état $2P_{1/2}$ et 24 MHz en état $2P_{3/2}$ sont très favorables. Dans ces états, le gaz sera nommé H^* . Il est difficile de peupler les états plus excités et les fréquences de résonance sont basses, ce qui fait que dans ces états l'effet CREIL est négligeable.

L'hydrogène atomique excité H^* , qui rougit la lumière par effet CREIL, peut être généré de diverses manières.

Excitation thermique de l'hydrogène.

L'énergie d'ionisation de l'hydrogène est kT pour la température $T = 156\ 000$ K. Comme l'énergie nécessaire au pompage (pompage = transfert d'énergie) vers les états de nombre quantique principal $n = 2$ (états H^*) est $\frac{3}{4}$ de l'énergie d'ionisation, elle est égale à kT pour $T = 117\ 000$ K. D'après la loi de Boltzmann, ces températures peuvent être considérées comme des ordres de grandeur grossiers indiquant où ces états particuliers de l'hydrogène risquent d'être abondants. Remarquons cependant que par une excitation thermique, la proportion d'hydrogène en état H^* est très limitée par les excitations à des valeurs supérieures de n et par l'ionisation à basse pression. À partir de la figure 3, on obtient en 2.2 une valeur optimale approximative $T = 100\ 000$ K ; H^* est clairement la source des décalages de fréquence anormaux du Soleil, alors que l'effet Doppler se révèle inutilisable pour en donner une explication simple.

Pompage Lyman alpha de l'hydrogène atomique.

Au-dessus d'une température $T = 10\ 000$ K, les molécules d'hydrogène sont dissociées. La forte absorption des raies UV Lyman alpha produit H^* . La disparition de H^* est très lente à basse pression, car elle ne peut se produire que par réémission de la raie Lyman alpha, qui est fortement et immédiatement réabsorbée. La surface du Soleil est trop froide pour donner beaucoup d'énergie à la fréquence Lyman alpha, mais H^* peut être produit en abondance près d'étoiles beaucoup plus chaudes comme les quasars ou des étoiles à neutrons en accréation d'hydrogène.

Près de tels astres, dans une région où l'intensité lumineuse au voisinage de la fréquence Lyman alpha est élevée, une relativement faible absorption de cette intensité suffit pour produire une quantité de H^* qui glisse les fréquences spectrales de la largeur de la raie Lyman alpha. Cette phase de décalage spectral persiste ainsi tant que l'intensité est suffisante. Pendant cette phase, toutes les raies, d'émission ou d'absorption du gaz acquièrent une largeur au moins égale au décalage de fréquence, elles sont, en conséquence, peu visibles.

Si, du fait du décalage qui vient d'être décrit, l'intensité à la fréquence Lyman alpha devient faible, du fait de l'absorption préalable d'une raie, le rougissement s'arrête. Cet arrêt n'est pas absolu car un peu de H^* peut être produit par d'autres absorptions Lyman suivies de désexcitations. Mais pendant une longue traversée de gaz, à fréquence quasi fixe de la lumière, des raies d'absorptions (ou même d'émission) intenses peuvent être écrites, fines, dans le spectre. On a donc une succession de phases de décalage spectral et phases d'absorption.

Refroidissement d'un plasma d'hydrogène.

La combinaison des protons et des électrons d'un plasma qui se refroidit, produit de l'hydrogène dans des états variés d'excitation. L'état 2S est stable à basse pression. Les transitions optiques à partir des états 2P génèrent une raie Lyman alpha qui peut être réabsorbée. Le refroidissement du vent solaire au-delà de 5 UA produit H^* et explique le bleuissement des fréquences radios de Pioneer 10 et 11, et aussi au moins une partie de l'anisotropie du fond de radiations thermiques (CMB) au voisinage de l'écliptique.

4 Conclusion

L'introduction d'interactions optiques cohérentes autres que la réfraction semble être la clé qui donne accès à l'explication de difficultés connues dans l'interprétation d'observations astronomiques. En particulier, l'effet CREIL est la véritable origine de décalages de fréquence attribués habituellement à tort à l'effet Doppler. La théorie et l'observation du Soleil montrent que l'hydrogène atomique dans les états 2S et 2P (H^*) est nécessaire. Cette propriété de H^* est également montrée par l'observation de périodicités dans les décalages vers le rouge d'astres lointains.

Beaucoup de propriétés de l'effet CREIL sont déduites en section 2 d'observations effectuées dans le système solaire. L'effet CREIL est facile à utiliser, car il ne réclame pas l'étude spectroscopique de la section 3 :

Des faisceaux de lumière réfractés simultanément par un gaz contenant de l'hydrogène atomique excité dans les états 2S ou 2P, échangent leurs énergies pour accroître l'entropie, en produisant des décalages de fréquence. En conséquence, là où les conditions physiques permettent la production de l'hydrogène excité H^ , des décalages de fréquence peuvent apparaître.*

Références:

- [1] Moret-Bailly, J., *Quant. & Semiclas. Opt.* 10, L35-L39 (1998).
- [2] Moret-Bailly, J., *Quant. Spectr. & Rad. Transfer*, 68, 575-582 (2001).
- [3] Moret-Bailly, J., *IEEE TSPS*, 31, 1215-1222 (2003).
- [4] Anderson J. D., P. A. Laing, E. L. Lau, A. S. Liu, M. M. Nieto, & S. G. Turyshev, *Phys. Rev. Lett.* 81, 2858-2861 (1998).
- [5] Anderson J. D., P. A. Laing, E. L. Lau, A. S. Liu, M. M. Nieto, & S. G. Turyshev, *Phys. Rev. D* 65, 082004 (2002).
- [6] Markwardt C. B., arxiv:gr-cq/0208046(2002).
- [7] Scheffer L. K., *Phys. Rev. D* 67 (2003) 08402.
- [8] Peter H. & P. G. Judge *ApJ*, 522, 1148-1166 (1999).
- [9] Bockasten, K., R. Hallin & T. Hughes, *Proc. Phys. Soc.* 81 522 (1963).
- [10] Schwarz, D. J., G. D. Starkman, D. Huterer, C. J. Copi, *Phys. Rev. Lett.* 93, 221301, arxiv:astro-ph/0403353 (2004).
- [11] Land K., & J. Magueijo, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 357, 994 (2005).
- [12] Naselsky P., L.-Y Chiang., P. Olesen & I. Novikov, arxiv:astro-ph/0505011 (2005).
- [13] Lamb G. L. Jr., *Rev. Mod. Phys.* 43, 99-124 (1971).
- [14] Yan Y.-X., E. B. Gamble Jr. & K. A. Nelson, *J. Chem Phys.*, 83, 5391 (1985).
- [15] Moret-Bailly, J., Arxiv:physics/0503070.