

Région D, un réexamen de la signature du flare effect pour des distances de propagation plus petites que 1 200 kilomètres

J.J. Delcourt Dr.Sc. email : ionosphere.d23@skynet.be

Abstract

La genèse et les modifications de concentration électronique de la région D dépendent pour une bonne part du flux des X de provenance solaire . A partir du seuil d'éclairement de 10^{-6} W.m^{-2} , on note une nette corrélation entre l'évolution du flux des X et les niveaux de réception d'émetteurs VLF qui ont tous la particularité de présenter une altitude virtuelle de réflexion située dans la région D .

La signature des *flares* qui est tantôt en lancée positive correspondant à une augmentation du signal reçu, tantôt en lancée négative correspondant à une atténuation du signal est encore l'objet de nombreuses spéculations . Pour des circuits de plus de 1 500 km, l'outil standard d'étude de la propagation est le programme Long Wavelength Propagation Capability du Naval Ocean Systems Center qui consiste en une simulation itérative aux *éléments finis* du guide d'onde terre – région D . Ce programme ou ses semblables font appel à une segmentation du trajet de l'onde dans le guide d'onde terre - région D et travaillent de proche en proche en *pistant* le front d'onde initial et en intégrant les valeurs de la constante diélectrique du sol et la conductivité de la haute atmosphère .

Pour des distances inférieures à 1 200 km, soit pour des circuits simple réflexion 1D, une étude strictement analytique décrivant les franges d'interférence onde de sol – onde de ciel est une alternative d'autant plus séduisante que le nombre de stations d'enregistrement ne se limite pas à une, soit bien disséminé et fasse du monitoring multi fréquences .

Les outils

1 La différence de trajet optique onde de sol – onde de ciel

Dans le cas d'une propagation qui tienne compte de la sphéricité de la Terre dont le rayon est de 6 378 km, si la distance de sol vaut d_s , si l'altitude virtuelle de réflexion est h , et si λ est la longueur d'onde du signal qui se réfléchit, la différence de trajet optique entre l'onde de sol d_s et l'onde de ciel d_c exprimée en λ vaut, [DEL 03], [DEL 10] et figure 1 :

$$\varepsilon = \frac{2 \cdot \sqrt{2R[R+h] \left[1 - \cos \frac{d_s}{2R} \right] + h^2} - d_s}{\lambda} = f_{[h, d_s, \lambda]} \quad (1)$$

La similitude du résultat de (1) qui s'intéresse seulement à l'évolution de phase de la frange d'interférence avec des enregistrements aéroportés [Al Pert 74], [WAT 67], [BUD 85], connus sous le terme de *Hollingworth interference pattern*, valide l'utilisation de (1) dans une étude analytique .

2 L'incidence et le trajet ionosphériques

L'angle d'incidence ionosphérique θ_i qui présente de l'intérêt pour apprécier les coefficients de réflexion vaut

$$\theta_i = \arctg \frac{R \cdot \sin \frac{d_s}{2R}}{R \cdot \left[1 - \cos \frac{d_s}{2R} \right] + h} \quad (2)$$

qui est une fonction quasiment linéaire, tandis que la distance parcourue dans la région D, en supposant que le plancher de celle-ci soit situé à 60 km d'altitude, vaut, [DEL 10] et figure 2

$$d_{\text{région D}} = 2 \cdot \left[R \cdot \frac{\sin \frac{d_s}{2R}}{\sin \theta_i} - \frac{(R+60) \cdot \sin \left\{ \left(\theta_i + \frac{d_s}{2R} \right) - \arcsin \left(\frac{R \cdot \sin \left[\theta_i + \frac{d_s}{2R} \right]}{R+60} \right) \right\}}{\sin \left(\theta_i + \frac{d_s}{2R} \right)} \right] \quad (3)$$

3 Un schéma de principe de l'aéronomie de la région D (figure 3)

Lors du phénomène d'ionisation, donc de mise en circulation des e^- , la région D se comporte comme un système asservi dans lequel il y a des entrées dont le rendement de production est fixé par la théorie de Chapman et des pertes proportionnelles soit à la concentration électronique $[e^-]$ (pertes dites du premier degré) soit à son carré $[e^-]^2$ (dites du second degré). Le taux de production d'entrée est redevable du flux des UVeX, essentiellement la raie Ly_α agissant sur NO sous le seuil des 100 km, ainsi que de celui des XR agissant sur tous les constituants atmosphériques, donc essentiellement sur O_2 et N_2 puisque la région D est le toit de l'homosphère. Chaque photon Ly_α qui véhicule une énergie de 10 eV est susceptible de libérer un e^- via l'ionisation d'une molécule de NO dont le potentiel d'ionisation est de 9,25 V. Dans le domaine des XR, 30 e^- sont libérés tous les KeV incidents (1KeV \leftrightarrow photon X de $\lambda = 1,24$ nm). L'éclairement standard dans le domaine des XR un jour tranquille est un peu inférieur à 10^{-6} W.m^{-2} dans la tranche spectrale s'étendant de 10^{-1} à 1 nm. Cet éclairement peut être multiplié par un facteur de quelques milliers lors des flares importants de classe X 10. La petitesse des flux photoniques pour $0,1 \text{ nm} < \lambda < 10 \text{ nm}$ comparé à celui de Ly_α , au moins sept ordres de grandeur pour les photons de 10 KeV et six pour les photons de 1 KeV pourrait faire suspecter que l'ionisation par les XR est marginale ou, lors des flares importants quand $I_{\text{ph XR}}$ augmente d'un rapport 10^3 , juste comparable à celle de Ly_α . Il n'en est rien, alors qu'à *e.g.* 75 km d'altitude, l'équation de création dans le cas de Ly_α porte sur une concentration en $[NO] \approx 10^7 \text{ cm}^{-3}$, dans le cas des XR, elle porte sur la concentration en neutres $[n] \approx 9,3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. On se souviendra que l'ionisation n'est pas tant due aux photons X incidents ($\approx 200 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ pour la bande de 0,3 à 0,5 nm et $10 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ pour la bande de 0,1 à 0,3 nm) qu'à l'émission d'électrons par effet Compton ou Auger.

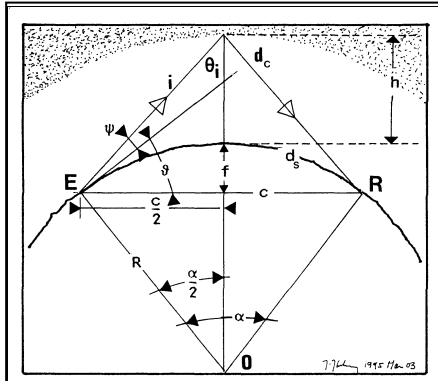


Figure 1 : paramètres intervenant dans le calcul de la différence de trajet optique onde de sol – onde de ciel . Le résultat de l'équation 1 est mis en corrélation avec un relevé aéroporté enregistrant le niveau de réception d'un signal à la fréquence de 85 KHz . La similitude entre l'évolution des phases calculée et enregistrée valide le traitement du calcul de propagation via l'équation (1). L'axe des ordonnées de l'enregistrement aéroporté a été aménagé afin de tenir compte de l'atténuation de sol avec la distance .

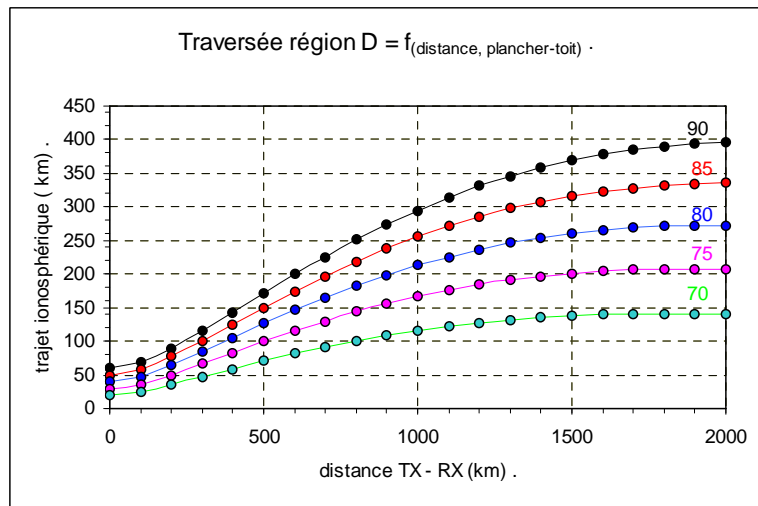
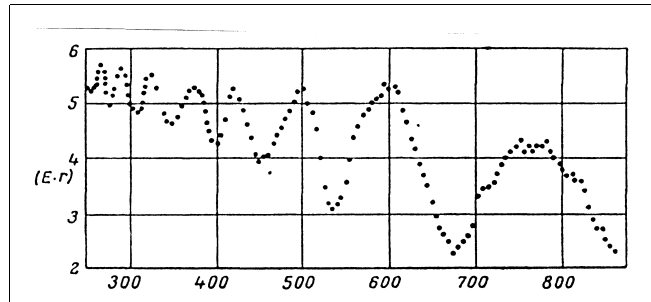
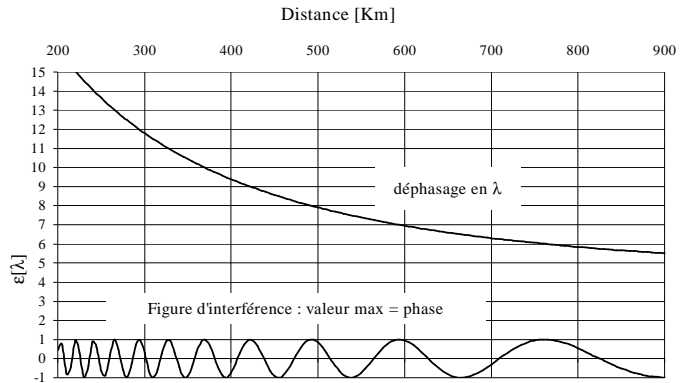


Figure 2 : graphique de la fonction correspondant à l'équation (3) . Les altitudes virtuelles de réflexion exprimées en km sont le paramètre . Le calcul de l'atténuation du signal lors de son transit ionosphérique implique de connaître la valeur de la partie complexe de l'indice de réfraction fourni par les équations de Appleton - Hartree . Le plancher de la région D est supposé être à 60 km . Les coefficients de réflexion, pour autant qu'il y ait réflexion et non pas évolution continue de la courbure de la trajectoire de l'onde de ciel dépendent du gradient de l'indice de réfraction .

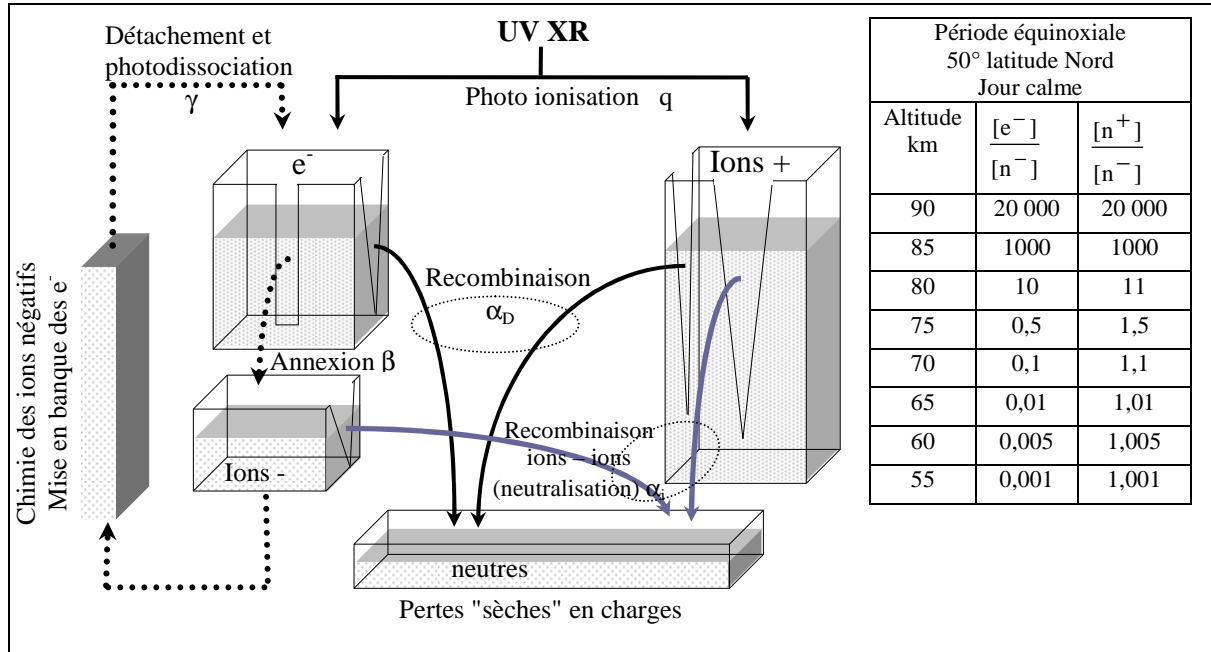


Figure 3 : Schématisation d'un système asservi par opportunité hydraulique simulant l'évolution diurne d'une tranche altimétrique de région D. Les pertes du premier degré sont dès lors simulées par des ouvertures rectangulaires, et les pertes du second degré par des ouvertures triangulaires. Dans une réaction chimique binaire, l'évolution de la concentration des réactants ou des produits de réaction dépend à un coefficient réactionnel près du produit des concentrations immédiates en réactants. Le phénomène de photoionisation créant de concert les e^- et les ions positifs, la recombinaison e^- - ion+ dépend du carré de la concentration électronique. Alors que le phénomène d'annexion est une perte du premier degré puisqu'elle dépend de $[e^-]$ et de la concentration en neutres, la recombinaison des ions+ et des ions- est également une perte en charges du second degré. Ces pertes sont des pertes "sèches" qui évacuent les charges du schéma réactionnel puisqu'elles donnent naissance à des neutres. La chimie des ions négatifs est excessivement complexe, elle fait appel à un canevas d'une vingtaine de réactions dans lequel l'électron passe d'un ion i à un ion j plus stable dont in fine l'électron sera détaché. La rétention des électrons dans les diverses réactions du canevas réactionnel varie de la milliseconde à quelques centaines de secondes et génère une littérale mise en banque des électrons. Les électrons sortent de ce canevas réactif par photodétachement et sont ainsi remis en circulation après un temps de latence. La chimie des ions négatifs constitue donc un système intégrateur qui crée un retard entre la disparition des e^- par annexion et leur restitution sans perte par photodétachement. Autrement dit, il faut un certain temps avant qu'un état d'équilibre entre création et pertes soit atteint. Une fois cet équilibre atteint, on constate que les pertes sont exclusivement du second degré. Cette remarque permet de faire une étude simplifiée du système asservi un jour calme quand les pertes du second degré compensent exactement le phénomène d'ionisation. Le système hydraulique de simulation est loin d'être simpliste, non seulement les dimensions des ouvertures sont modulables, mais également le niveau où elles sont placées. Il s'agit littéralement d'un calculateur analogique. Le tableau annexe donne la répartition des charges en fonction de l'altitude. On en infère que la chimie des ions négatifs évolue fortement avec cette dernière. Pour une vue détaillée et une numérisation on consultera e.g. [DEL 03]. L'analogie hydraulique est puissante : supposons que le contenu électronique de l'ionosphère un jour calme soit simulé par un réservoir de surface unitaire alimenté par un débit de un litre par seconde avec les "fuites" afférentes. La concentration électronique est représentée par la hauteur d'eau présente dans le réservoir. Un flare de classe X10 correspondrait à une augmentation brusque du débit d'alimentation à un mètre cube par seconde ! On peut facilement imaginer une défaillance transitoire de la chaîne de régulation de niveau !

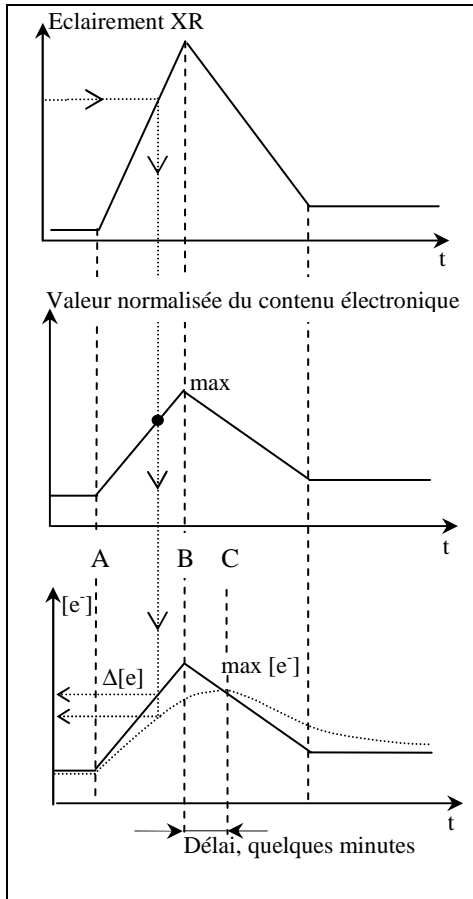


Figure 4 : le phénomène de relaxation ionosphérique est lié à l'effet intégrateur de la région D

Le fait que la région D se comporte comme un intégrateur permet de justifier le délai qui se manifeste entre les instants de maximum de flux des XR et de maximum de contenu électronique, donc de maximum dans la signature de propagation . En effet, si, figure 4, on représente par opportunisme l'évolution d'un flare standard par une évolution en dent de scie, on peut, en renormalisant l'axe des ordonnées obtenir une fonction qui donnerait pour une altitude donnée le contenu électronique correspondant pour chaque point à un état d'équilibre associé au flux énergétique entrant . Cette valeur fixe une concentration électronique hypothétique et maximale qui ne tendrait plus à croître . En réalité, la concentration réelle $[e^-]$ manifeste un certain traînage et s'éloigne de plus en plus entre les instants A et B de la valeur maximale qu'elle pourrait atteindre puisque les pertes augmentent . Le rapport existant entre les taux de mise en circulation et de disparition des électrons, y compris par neutralisation, joue ici un rôle prépondérant . Lorsque le maximum du flux des XR se manifeste au point B, la région D n'est toujours pas en équilibre, et son contenu électronique continue à croître alors que la valeur du flux incident ionisant commence à décroître . Cet état perdure jusqu'au point C avec une diminution de la dérivée de $[e^-]$ puisque le déséquilibre va en s'amenuisant [GLU 92], [DEL 03] . Ce décalage se manifeste peu quand les flares sont de faible amplitude et évoluent suffisamment lentement pour que la région D soit près de l'équilibre . Lors des flares importants, on ne note pas d'accroissement important de Ly_α qui passe de $\approx 3.10^{11}$ photons $cm^{-2}.s^{-1}$ à 5.10^{11} photons par cm^2 et par seconde alors que l'éclairement spectrique dans le domaine des X augmente dans un rapport pouvant atteindre quelques 10^3 . Les XR ionisent N_2 et O_2 produisant transitoirement 90% de O_2^+ et 10% de NO^+ au toit de la région D (alors que O_2^+ et N_2^+ sont les ions primaires, le chaînage des réactions concernant les ions positifs fait que les ions dominants sont *in fine* O_2^+ et NO^+) . La concentration électronique augmente ainsi considérablement, favorise la recombinaison des e^- et en conséquence diminue la conversion par annexion des e^- en ions négatifs, diminuant ainsi l'altitude maximale des réactions d'annexion .

Bien que le tableau annexe de la figure 3 soit établi en période calme, on constate un net déséquilibre entre les concentrations en électrons et en ions négatifs au plancher de la région D indicatif d'une nette rétention des e^- dans des ions négatifs à ces altitudes . Lors d'un flare, aussi longtemps que le taux de production augmente de la même manière à toutes les altitudes, on peut donc inférer que le délai entre le pic de production et le maximum de concentration électronique va croissant avec l'altitude diminuant . D'une fraction de minute à 80 km d'altitude, il peut atteindre une petite dizaine de minutes à 60 km d'altitude . Pour une étude exhaustive, on consultera [MIT 74], [WIN 82] et [ENE 08] qui utilise le *Sodankylä Ion - neutral Chemistry (SIC) model* , valable pour les hautes latitudes, qui inclut 300 réactions concernant 36 types d'ions positifs, 27 types d'ions négatifs et 14 neutres .

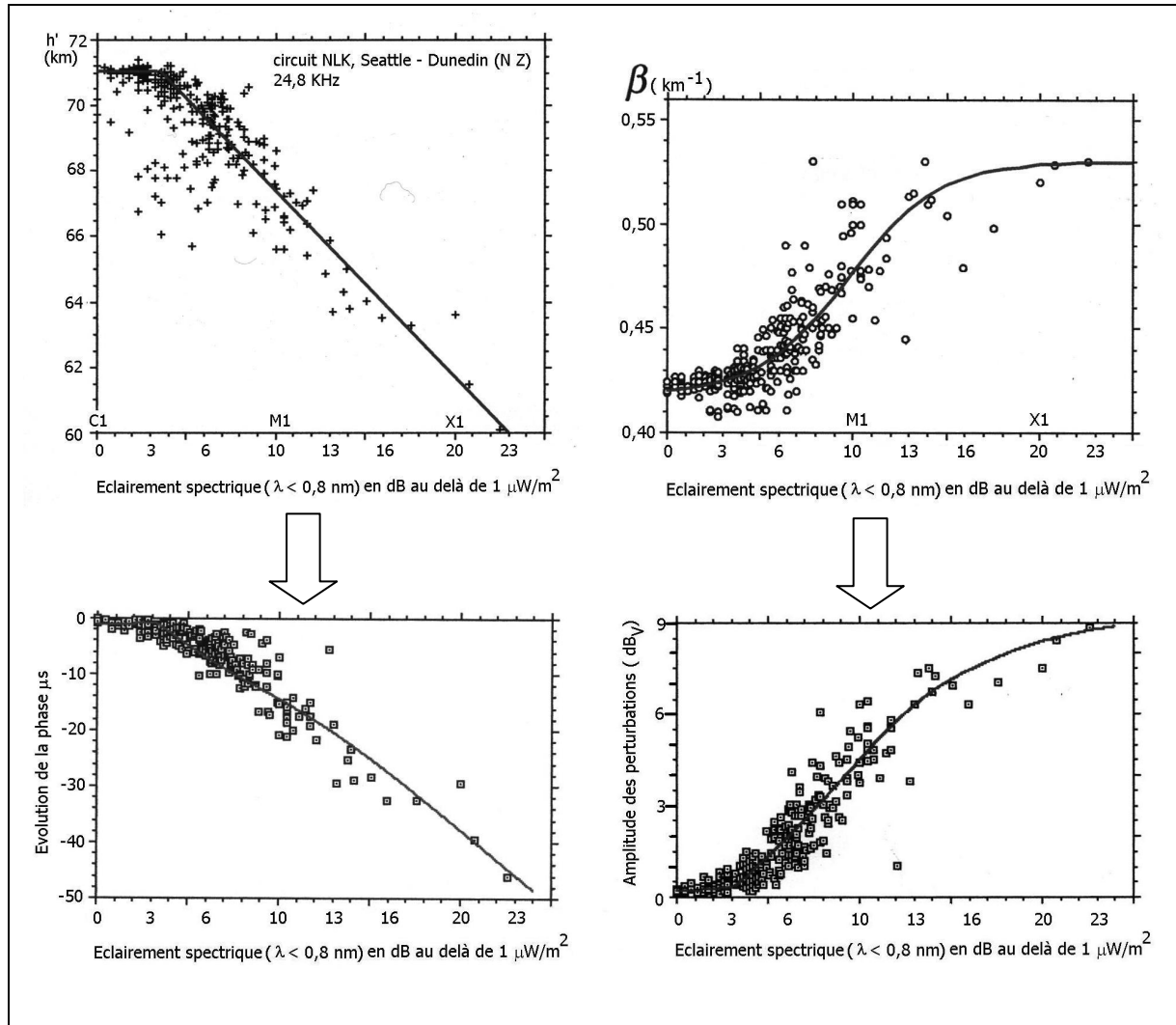


Figure 5 : Mise en corrélation des paramètres de l'équation (4) avec les relevés effectués à l'Université d' OTAGO (Nouvelle Zélande) sur le circuit trans - Pacifique et trans - équatorial Seattle - Dunedin . Les lignes pleines correspondent à la simulation au moyen du LWPC tandis que les plots sont attachés aux mesures . Conformément à la formule (4), au-delà de d'un flare de classe C3, h' et la phase du signal évoluent proportionnellement au logarithme du flux des X, ce qui n'est pas le cas de l'amplitude des perturbations . On en tirera la remarque méthodologique qui dit que "pour les circuits longs, la phase est plus représentative de l'amplitude du flare que la modification d'amplitude du signal reçu" . Cette remarque est particulièrement appropriée quand, lors d'un flare très important, au-delà de la classe X2, les chambres d'ionisation des satellites GOES ($0,1 < \lambda < 0,8 \text{ nm}$: argon ; $0,05 < \lambda < 0,4 \text{ nm}$: xenon) saturent .

Devant la difficulté de connaître en chaque point la conductivité de la région D, les programmes tels que le LWPC utilisent fréquemment pour les propagation à très longue distance caractérisées par une onde de sol faible un profil exponentiel de concentration électronique simplifié [WAI 64]

$$[e^-] = 1,43 \cdot 10^{13} \cdot e^{-0,15 h'} \cdot e^{(\beta - 0,15) \cdot (z - h')} \quad \text{avec } [e^-] \text{ en m}^{-3} \quad (4)$$

où, en kilomètres, z est l'altitude, h' une hauteur de référence [WAT 67, § 3.3, p216], et β , en km^{-1} , un paramètre (*sharpness*) qui fixe la pente de l'exponentielle. Fixant la vitesse à laquelle $[e^-]$ évolue, donc le gradient de l'indice de réfraction associé, β est lié de manière inhérente au coefficient de réflexion, donc à l'amplitude du signal de ciel reçu, tandis que h' fixant la longueur du trajet de ciel est liée intrinsèquement à la phase du signal. Le terme exponentiel en $e^{-0,15 \cdot h'}$ est associé avec le coefficient numérique d'entrée à la fréquence de collision e^- -neutre. h' varie d'approximativement 71 km en période calme à 60 km en cas de flare sévère, tandis que β passe de $\approx 0,4$ à $\approx 0,55 \text{ km}^{-1}$. Ces évolutions sont associées logiquement à une avance de phase du signal reçu et à un coefficient de réflexion donc une amplitude du niveau de réception accrues.

Thomson [THOM xx] a collationné pour l'année 2000, soit quasiment au maximum du cycle 23 une série de données mettant en corrélation les évolutions des paramètres $h' \leftrightarrow$ phase du signal reçu et $\beta \leftrightarrow$ amplitude des perturbations en fonction de l'éclairement des flares (figures 5). On trouvera (figure 6) un enregistrement du grand flare du 4 novembre 2003 qui a affecté toute la zone Pacifique.

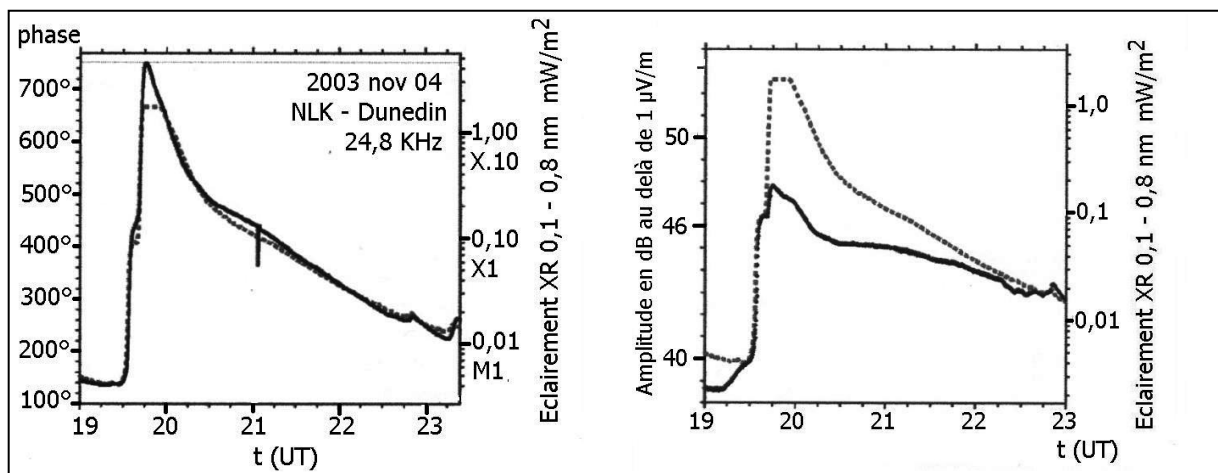


Figure 6 : Enregistrement du grand flare (estimé X45) du 04 novembre 2003 . Les lignes pointillées représentent la mesure du flux des XR par GOES . Le capteur dans la bande XL (L pour Long) du satellite sature à partir de $1,7 \text{ mW/m}^2$. Dans la bande XS non représentée ($0,05 \rightarrow 0,4 \text{ nm}$, avec S pour Short), la saturation a commencé à se marquer à partir de $0,5 \text{ mW/m}^2$. On remarquera que l'évolution de phase est synchrone et proportionnelle au logarithme du flux des X, tandis que l'évolution de l'amplitude de l'onde de ciel n'est pas une exacte représentation de celui-ci (on prêter attention au fait que sur le même graphique cohabitent des dB_W et des $\text{dB}_V \dots$) . Lors de ce flare, le plancher de la région D s'est abaissé jusque 40 km avec une concentration électronique $[e^-] \approx 10 \text{ cm}^{-3}$, concentration que l'on mesure habituellement à une altitude de 55 km . La variable h' de l'équation (4) valait alors approximativement 53 km, soit plus basse de 17 km par rapport à sa valeur standard à midi local un jour calme .

4 La répartition des émetteurs européens et des stations de réception .

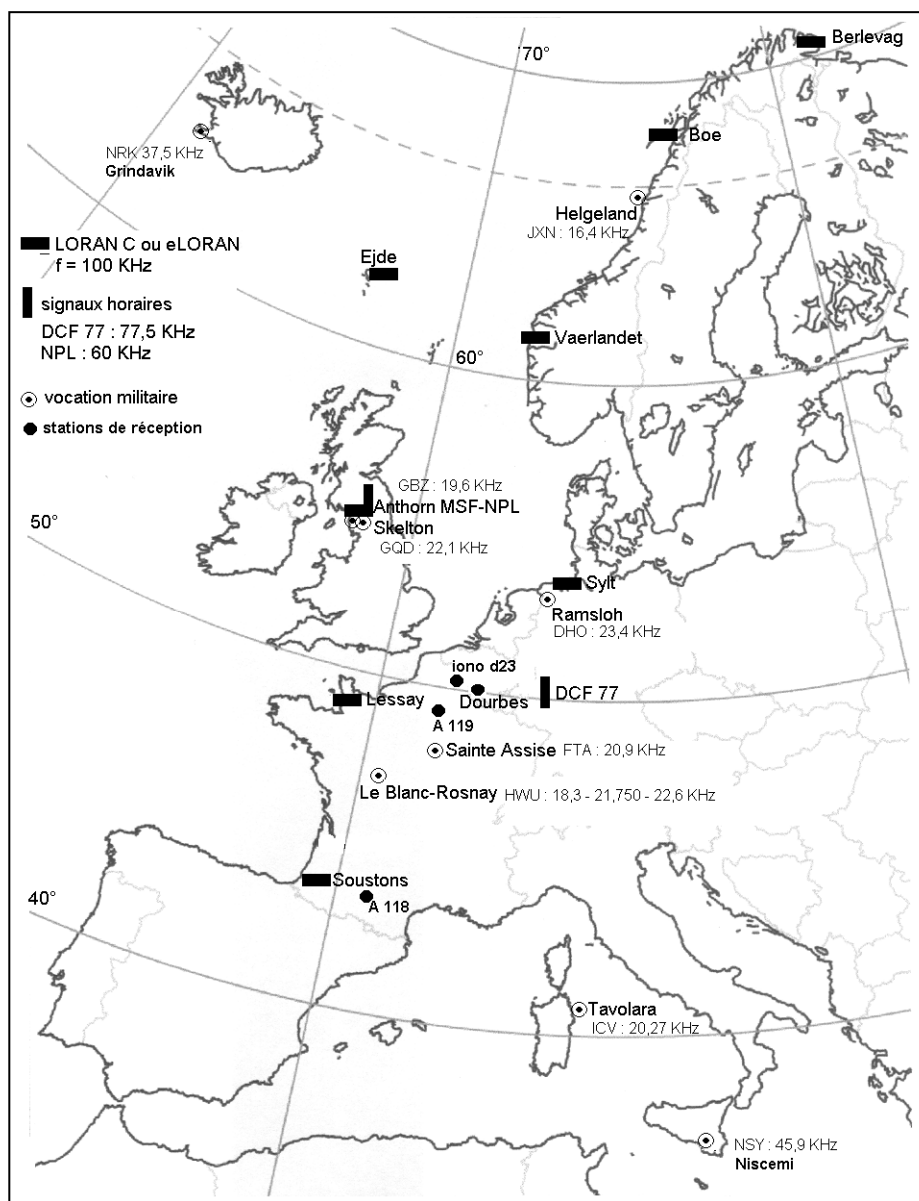


Figure 5 : Répartition pour l' Europe Occidentale des différents émetteurs VLF . On pourrait joindre pour les stations de réception d' Italie ou des Balkans, l'émetteur turc TBB, 26,7 KHz situé près de Denizköy, en bordure de Méditerranée . Dans la mesure où l'on ne s' intéresse qu' à des circuits ID, il n'est pas utile de joindre des circuits trans - atlantiques .

5 Les enregistrements

Un dogme dont on pourrait s'affranchir ...

Le bruit de bande étant ce qu'il est, à des distances excédant quelques centaines de kilomètres, la dynamique des niveaux de réception est toujours inférieure à 10. Un des premiers soucis lors de l'élaboration des récepteurs est d'avoir une amplification linéaire. Les systèmes de réception sont d'ailleurs exempts de tout contrôle automatique de gain. Or, l'habitude ou le réflexe est de présenter les relevés en $\text{dB}_{(V)}$? Il y a là un paradoxe dont on pourrait se libérer en présentant des enregistrements linéaires beaucoup plus faciles et rapides à interpréter et surtout, plus conformes à la philosophie de la chaîne de réception ...

Pour les circuits 1D, on note des signatures de flares tantôt en lancée positive, tantôt en lancée négative. Les signatures en lancée positive présentent parfois un petit affaissement initial avant le phénomène de croissance. Grubor *et al.* [GRU 05] avancent l'explication suivante liée à la classe des flares pour le circuit Belgrade – Skelton à la fréquence de 22,1 KHz, $d_{\text{sol}} \approx 2\,000$ km, probablement de type 2D :

"Les petites décroissances liées à des flares de classe C sont dues à une absorption dite déviative (sic) qui correspond à une pénétration de l'onde VLF dans une région D dont l'ionisation croît modérément. Les points hauts de réflexion du signal sont situés plus profondément dans la région D occasionnant ainsi un trajet au travers de la région D caractérisé par une plus grande concentration électronique qu'en période calme. Quand l'éclairement par les XR augmente, deux phénomènes se développent : le premier est un accroissement de la concentration, le second une redistribution de cette dernière avec l'altitude. L'altitude du toit du guide d'onde diminue et la réflexion du signal de type miroir se développe sans pénétration profonde dans la région D. Le passage de la réflexion caractérisée par une absorption déviative (sic) à la réflexion spéculaire prend quelques minutes, soit le temps qu'il faut à l'éclairement par les XR pour évoluer des $5 \cdot 10^{-6}$ à 10^{-5} W/m^2 . Ainsi, le passage de la classe C5 à la classe M1 induit une chute dans l'amplitude du signal lors des premières minutes suivie par la croissance de ce dernier jusqu'à un maximum lié à la réflexion spéculaire décalé de quelques minutes sur le maximum du flux des XR. La décroissance du flux des XR modifie alors les caractéristiques du point de réflexion en altitude et la réflexion repasse de spéculaire à déviative (sic) avec une pénétration de l'onde plus importante dans la région D. L'amplitude du signal décroît donc. Cette description couvre les flares de type plus grand que M et X... finalement, si l'irradiance X approche les 10^{-4} W/m^2 , l'évolution d'amplitude est strictement positive. Toutefois, si le flare se produit alors que l'angle zénithal du Soleil est grand, la signature du flare est négative puisque l'accroissement de l'ionisation est insuffisant pour donner naissance à une réflexion spéculaire ..."

description qui ne peut être que difficilement étendue à des circuits 1D. En effet :

1. à des distances de l'ordre de 2 000 km, l'amplitude de l'onde de ciel est de l'ordre de dix fois supérieure à celle de l'onde de sol [YOS 08] alors que pour les distances de l'ordre de 500 à 1 200 km, la figure de réception est une figure d'interférence franche sol – ciel (figure 6).
2. les parcours trans – ionosphériques pour une altitude virtuelle de réflexion de l'ordre de 75 km sont grossièrement deux fois plus petits dans le cas d'un circuit court (figure 2).
3. les signatures des flares sont parfois quasi inexistantes sur un site de réception (figure 7)
4. sans être inexistantes, les petits ressauts antagonistes de début de flare sont rares quelle que soit la classe du flare (figure 7)

5. les signatures des flares sont fréquemment de sens opposés malgré l'unicité du point réflectif (enregistrements du doublet GBZ-GQD), (figure 8)
6. dans le cas du doublet GBZ-GQD, en une station de réception donnée, les signatures d'un flare sont marquantes pour un émetteur et quasi inexistantes pour l'autre (figure 9)
7. pour une station de réception donnée, les sens des signatures sont indépendants de la classe du flare hors phénomène de lever ou de coucher (figure 10) .
8. avant de devenir un flare de classe M ou X, l'évolution du flux incident est de classe C, et le temps de montée des flares dépend peu de la classe de ceux-ci (figure 11), rendant une systématisation basée sur la classe difficile . On se référera à Veronig *et al.* [VER 02] .

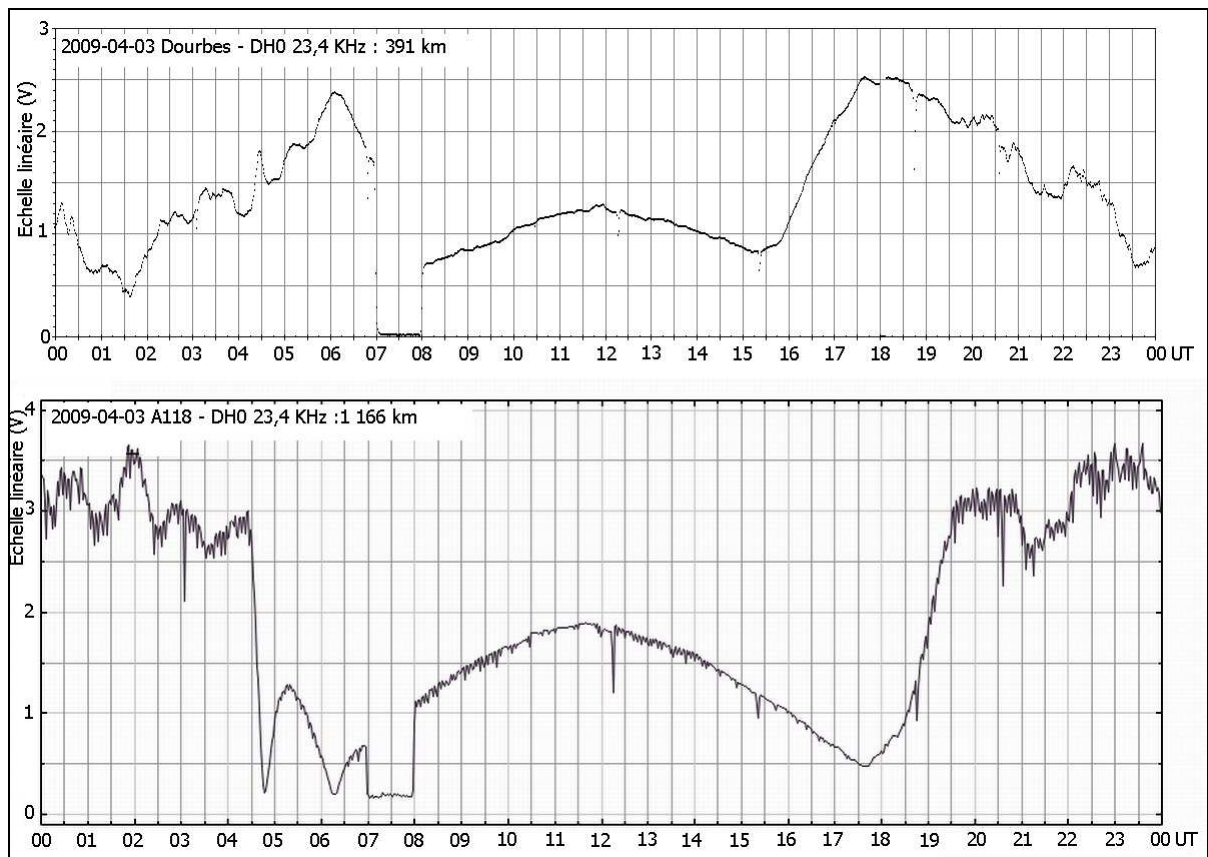


Figure 6 : Enregistrement du même signal en deux sites de réception distants de 800 km . A première vue, les deux franges semblent avoir la même morphologie .Elles correspondent à une relative mise en phase de l'onde de sol et de l'onde de ciel . Toutefois, sur le site de Dourbes, la frange est plus "étroite" que sur le site A118 . Les phénomènes de prélever et de coucher sont différents .On se référera à figure 12 pour une interprétation réfléchie . L' éclairement des XR était de l'ordre de 4.10^9 W.m^{-2} . La plupart du temps, les programmes voisins de LWPC dans leur version simplifiée la plus souvent utilisée ne tiennent pas compte de la position du terminateur . On remarquera que le niveau de nuit est loin d' être erratique puisque les pseudo périodes des phénomènes associés sont de l' ordre du quart d' heure à deux heures .

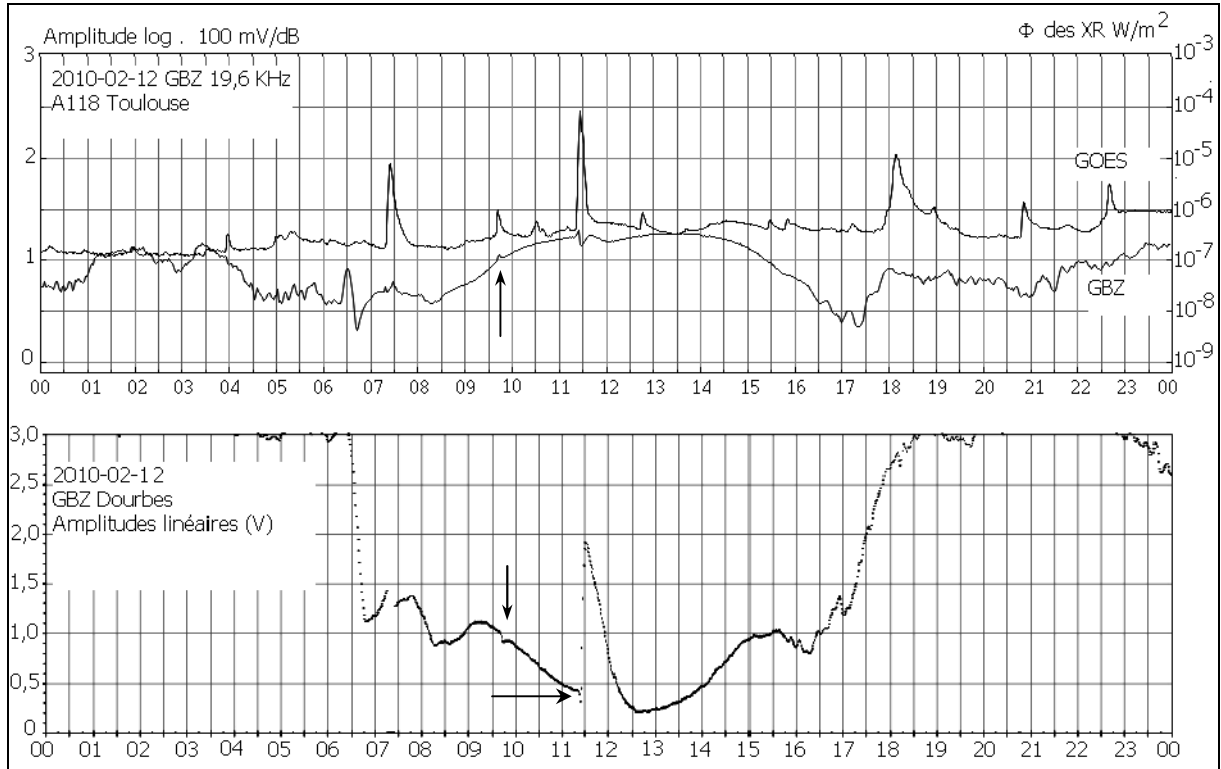


Figure 7 : Enregistrement le 12 février 2010 de la signature du flare de 11^h 24^m UT de classe M8 sur la propagation de GBZ 19,6 KHz sur les sites A118 et de Dourbes (un pointé par minute pleine) . La signature est faible à Toulouse et importante à Dourbes . On remarquera sur le site de Dourbes un petit ressaut en lancée négative au début de la signature .

A Dourbes, l'évolution de la frange d'interférence qui présente un minimum marqué aux environs de 12^h30^m UT est probablement due à l'anomalie d'hiver . Cette anomalie apparaît également sur les relevés de la station A119 non représentés . D'une manière globale, les effets des flares ne commencent à se manifester qu'au-delà de la classe C1 soit d'un éclairement spectrique XR de 10^{-6} W.m⁻² . On notera cependant deux petits incidents en lancées opposées pour le petit flare de classe B9.6 de 9^h 42^m UT . Ces incidents correspondent peu à l'explication donnée dans [GRU 05] . Lors des mises en corrélation des signatures des flares avec l'évolution de ces derniers, pour les heures de début, maximum et fin, on se référera aux prescrits du NOAA :

Début : 3 conditions durant 4 minutes consécutives d'observation :

1. Les quatre valeurs du flux spectrique sont situées au dessus du seuil B1
2. Les quatre valeurs sont strictement croissantes
3. La dernière valeur doit être au moins 1,4 fois plus grande que la valeur mesurée 3 minutes auparavant

Maximum : heure du pic XR dans la bande 0,1 → 0,8 nm

Fin : heure de retour de l'éclairement à la moitié de la valeur de crête mesurée à partir du niveau de pré - flare .

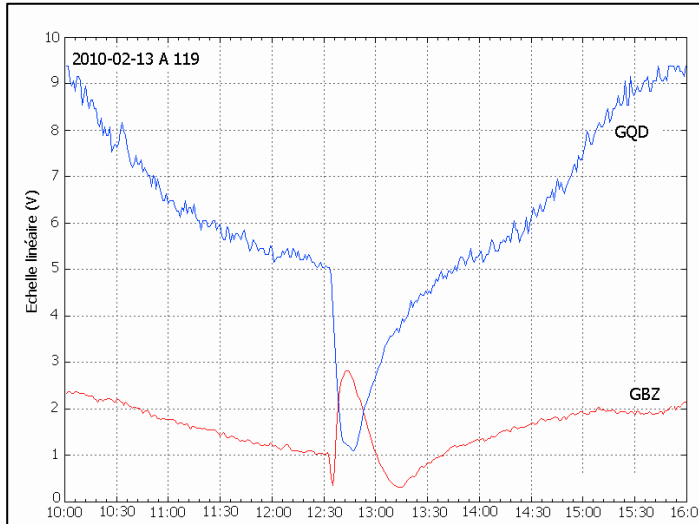


Figure 8 : signatures le 13 février 2010 du flare de classe C9.6 à 12^h 33^m sur les circuits A119 – Skelton et A119 – Anthorn ($d_s \approx 700$ km) . Les deux émetteurs étant distants de 30 km, et les points subréflectifs étant quasiment confondus, on pourrait s'attendre en suivant [GRU 05] à ce que les effets soient identiques, d'autant plus que les fréquences d'émission ne diffèrent que de 2,5 KHz. On peut suspecter que les deux effets soient en lancée négative et qu'à 12^h 35^m, une évolution de la phase de l'onde de ciel sur le circuit GBZ – A119 donne naissance à une relative mise en phase de l'onde de ciel avec l'onde de sol . Le phénomène est d'autant plus probable que la pente de la signature, identique de part et d'autre du point de rebroussement, est significative d'une cause inductrice unique . Il ne serait ici pas question de phénomène d'absorption mais bien d'une évolution de la figure d'interférence .

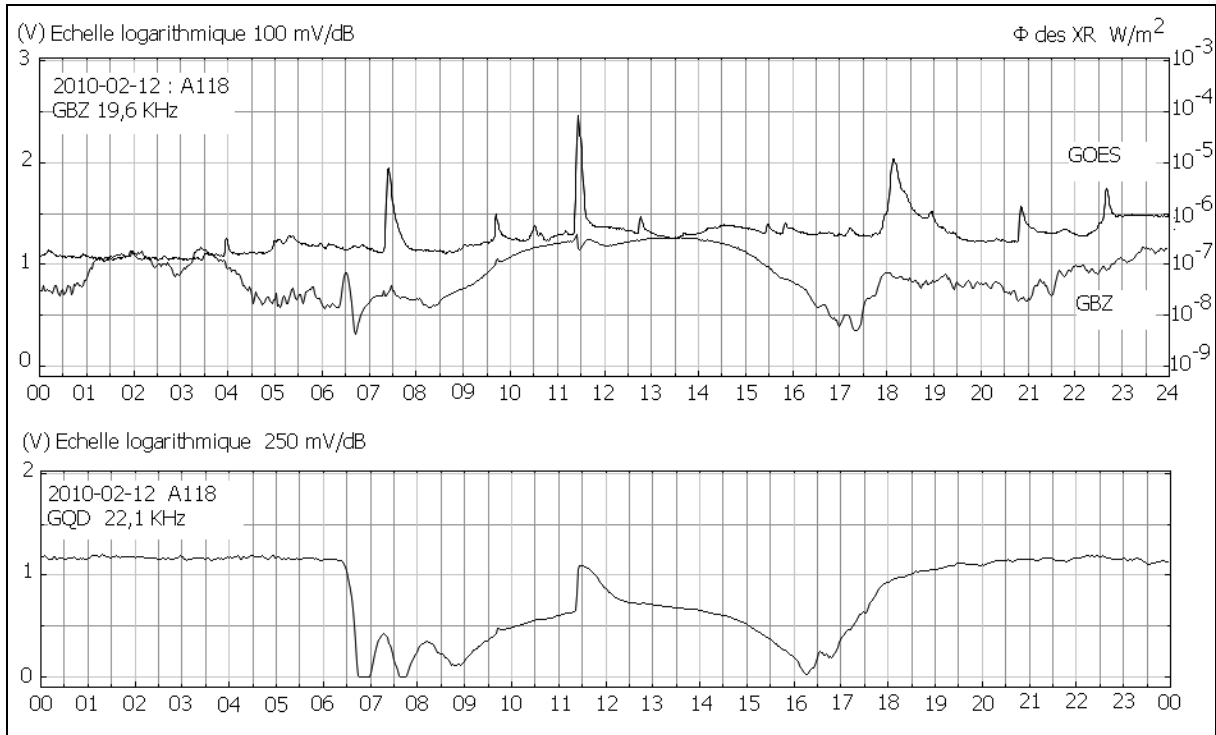


Figure 9 : relevé sur le site A118 des signatures du flare de 11^h 24^m UT du 12 février 2010 . Alors que les émetteurs sont distants de 30 km, et les points subréflectifs quasi confondus, l'une des signature est très apparente, l'autre pas, bien que les absorptions non déviative et même déviative soient équivalentes .

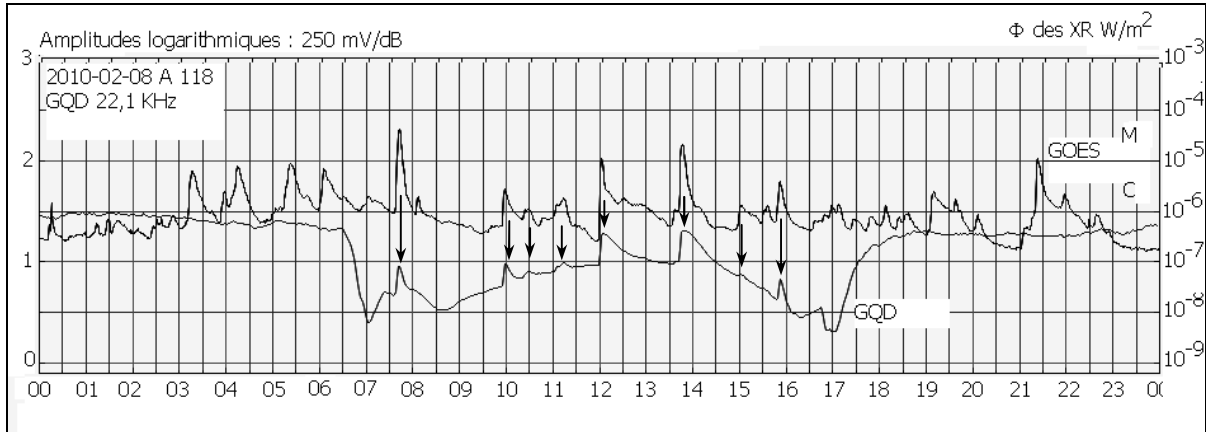


Figure 10: sur cet enregistrement du 08 février 2010, on remarque que toutes les signatures des flares sont en lancée positive, donc indépendantes de la classe du flare . Circuit A118 - GQD Skelton, distance 1 291 km . Lever ionosphérique au point subréfléctif (altitude 100 km) 06^h 19^m UT ; région D complètement éclairée : 06^h 33^m UT ; coucher ionosphérique 18^h 05^m UT .

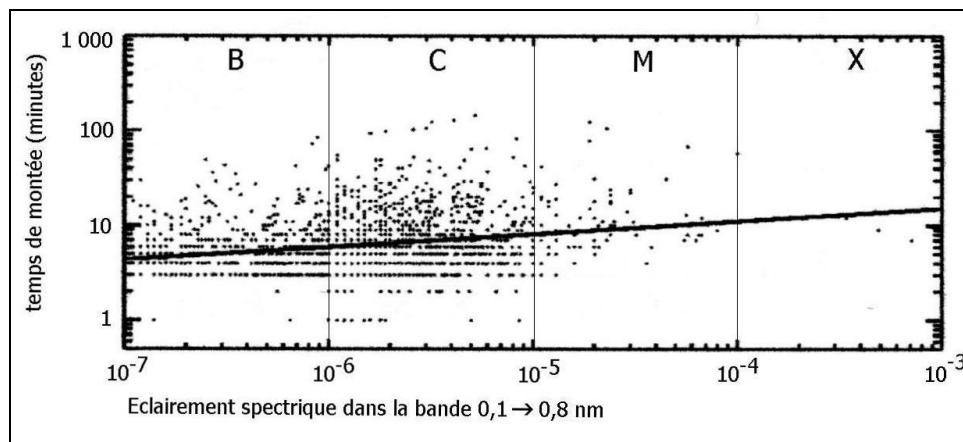


Figure 11 : Emprunté à Veronig et al [VER 02] . Extraction parmi 50 000 flares de 1 500 flares sélectionnés au hasard dont on a représenté le temps de montée en fonction de la classe . Sous le seuil des huit minutes, les alignements horizontaux qui apparaissent en classe B et C indiquent que les temps de montée sont peu dépendants de la valeur de crête de l'éclairement spectrique ou, si l'on préfère, que beaucoup de flares ont des temps de montée compris entre 3 et 8 minutes, tandis que les alignements verticaux indiquent que les mêmes valeurs d'éclairement de crête de l'ordre de 1 ou $2 \cdot 10^{-6} \text{ W.m}^{-2}$ sont susceptibles d'être attachées à des temps de montée très différents . La ligne pleine est représentative la régression linéaire . Le coefficient de corrélation est faible, $\approx 0,25$ caractéristique d'une faible liaison causale entre les valeurs du flux spectrique de crête et le temps de montée du flare, donc la signature ionosphérique .

Le traitement analytique de la figure d'interférence

Si on reprend la formule (1) et la figure (1), on peut, en chaque lieu de réception calculer l'évolution de la figure d'interférence avec l'altitude virtuelle de réflexion. On se référera à figure (12) qui couvre trois sites ainsi qu'aux enregistrements afférents (figure 13). Les enregistrements ont été faits en période équinoxiale alors que l'éclairement des XR était légèrement supérieur à 10^{-7} W.m^{-2} . La journée du 23 mars 2010 peut donc être qualifiée de calme.

- Si, figure 12 on considère pour le site de Dourbes la figure d'interférence attachée à GBZ, 19,6 KHz, on constate, après une opposition de phase intervenant en début de matinée pour une altitude virtuelle de réflexion de 82 km, une remise en phase non aboutie pour une altitude de l'ordre de 75 km, phénomène corroboré par la remontée de niveau aux environs de 12^h UT (fig 13). Le niveau, loin d'atteindre les valeurs de début de matinée et de soirée atteste d'une remise en phase partielle de l'onde de ciel et de l'onde de sol, en ce conforme à figure 12 qui indique un déphasage proche ou un peu plus petit que 90°.
- Si on considère le site de réception A119, on constate, figure 12, qu'aux environs de 12^h UT la figure d'interférence attachée à GQD présente un minimum bien établi, que GBZ présente une remise en phase avec une dérivée grande puisque le déphasage ciel – sol est proche de 90°, tandis que ICV doit présenter un maximum local avec évolution lente puisque l'on est au maximum de la frange d'interférence. On remarquera que la croissance du niveau de réception de GBZ est postérieure le matin, ou antérieure le soir à l'évolution de ICV, conforme à l'évolution des franges d'interférence. On prêter une attention particulière à la chronologie des minima locaux de 09^h 30^m et 15^h pour GBZ qui s'imbriquent, conformément à l'évolution des franges de fig (12) à l'intérieur des minima locaux de 05^h et de 17^h 40^m de ICV. Ces minima locaux sont d'ailleurs, logiquement absents de l'enregistrement de GQD. Il n'est bien entendu pas question ici des minima correspondant aux phénomènes de lever – coucher.
- La même étude peut être menée pour le site A118 où trois mises en phase (deux partielles, une totale) interviennent aux environs de 12^h UT. On remarquera, figure (12) que la frange attachée à GBZ est une frange claire à son maximum, phénomène caractérisé par une signature de niveau élevé à dérivée lente (figure 13). DHO semble, conformément à figure 12 présenter la plus grande dérivée, évolution qu'il convient de relativiser puisque l'enregistrement de la signature de DHO est linéaire, tandis qu'il est logarithmique pour GBZ et GQD.
- La figure (9) devient dès lors plus explicite. L'effet du flare de 11^h 24^m à la base d'un abaissement de la hauteur virtuelle de réflexion n'a que peu d'influence sur la frange claire de GBZ qui est à son niveau maximal tandis qu'il est bien marqué sur GQD. De la même manière, figure 10, l'effet de tous les flares sur GQD ne peut se manifester que par une signature positive puisqu'entre 85 et 70 km d'altitude virtuelle de réflexion, la frange évolue d'obscur vers claire et donc que toute surionisation ne peut que provoquer une augmentation du signal. On retiendra qu'un flare intervenant en début de matinée ou en milieu d'après midi donne naissance à une signature qui tend à se rapprocher de celle de midi local (figure 14). Le même raisonnement permet de justifier la morphologie des deux petits ressauts associés au flare de 9^h 42^m de la figure 7.

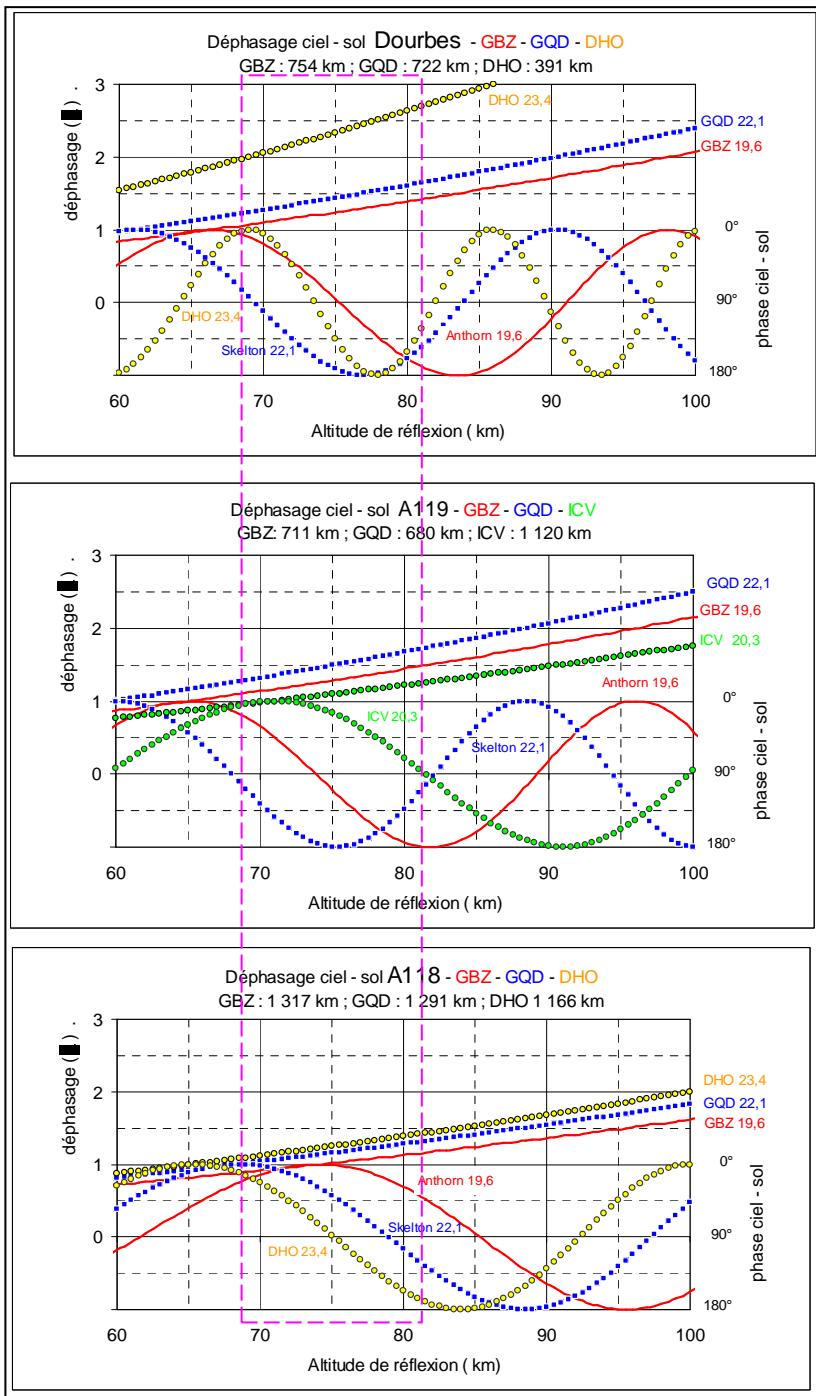


Figure 12 : Figures d'interférence sur les sites de Dourbes, A119 (Nord de Paris), et A118 (Toulouse). Au départ du raisonnement, on peut admettre qu'un jour calme avec un éclairage solaire d'entrée de l'ordre de $\mu\text{W.m}^{-2}$ dans le domaine des X, l'altitude de réflexion aux environs du midi local est de l'ordre de 75 km et que la partie des franges qui nous intéresse correspond aux altitudes comprises entre 80 et un peu moins de 70 km. Lors du déroulement de la matinée, on lira donc la figure d'interférence de la droite vers la gauche, et la présence d'un flare se manifestera par un glissement excédentaire vers la gauche. Durant le déroulement de l'après midi vers le coucher, l'évolution de la figure d'interférence s'interprétera de la gauche vers la droite. Les altitudes dont il est ici question sont des altitudes virtuelles de réflexion.

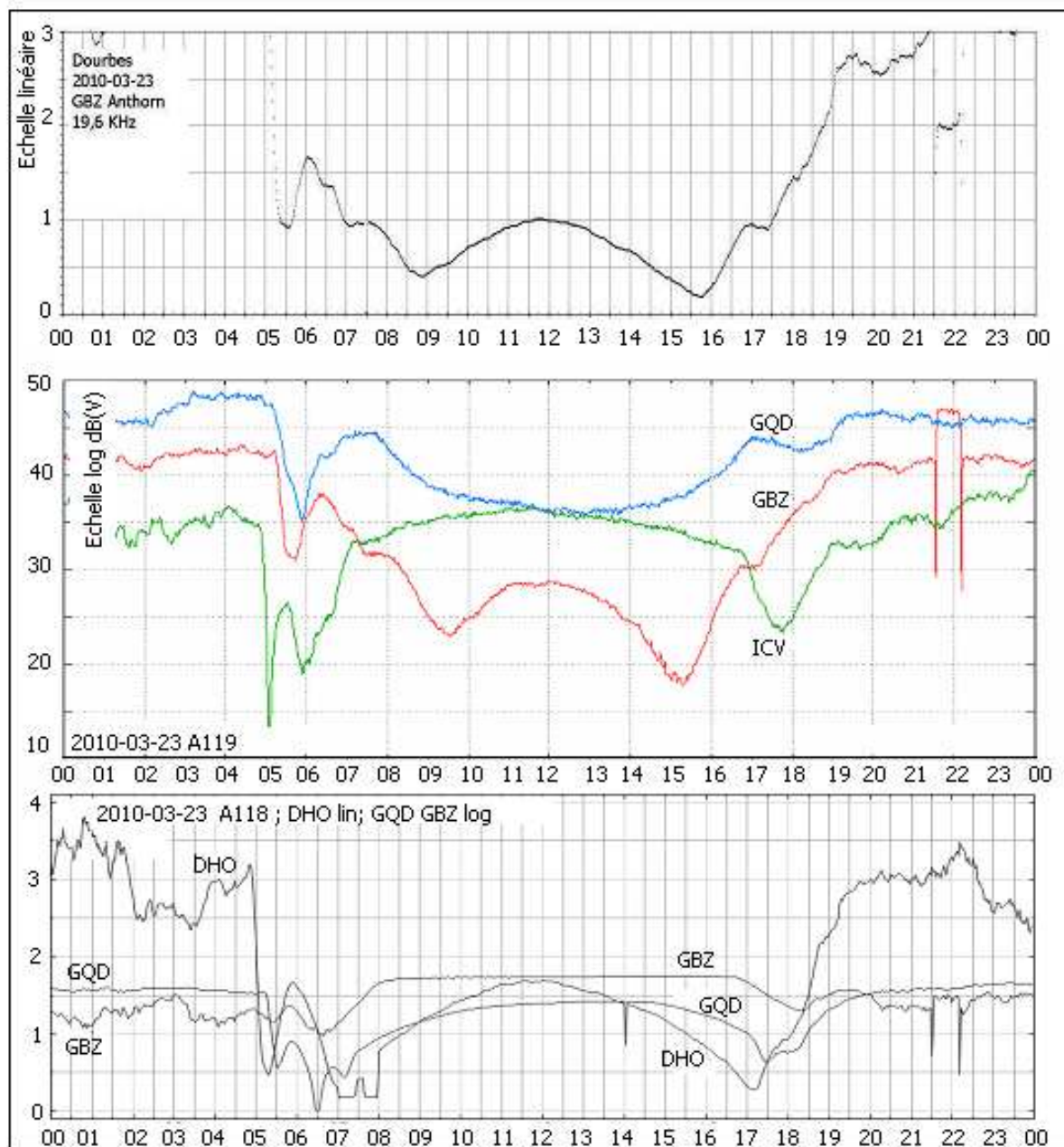


Figure 13 : 2010 période équinoxiale de printemps : Figures interférentielles obtenues en trois sites de réception différents cfr texte . Eclaircissement spectrique de l'ordre de 10^{-7} W.m^{-2} .

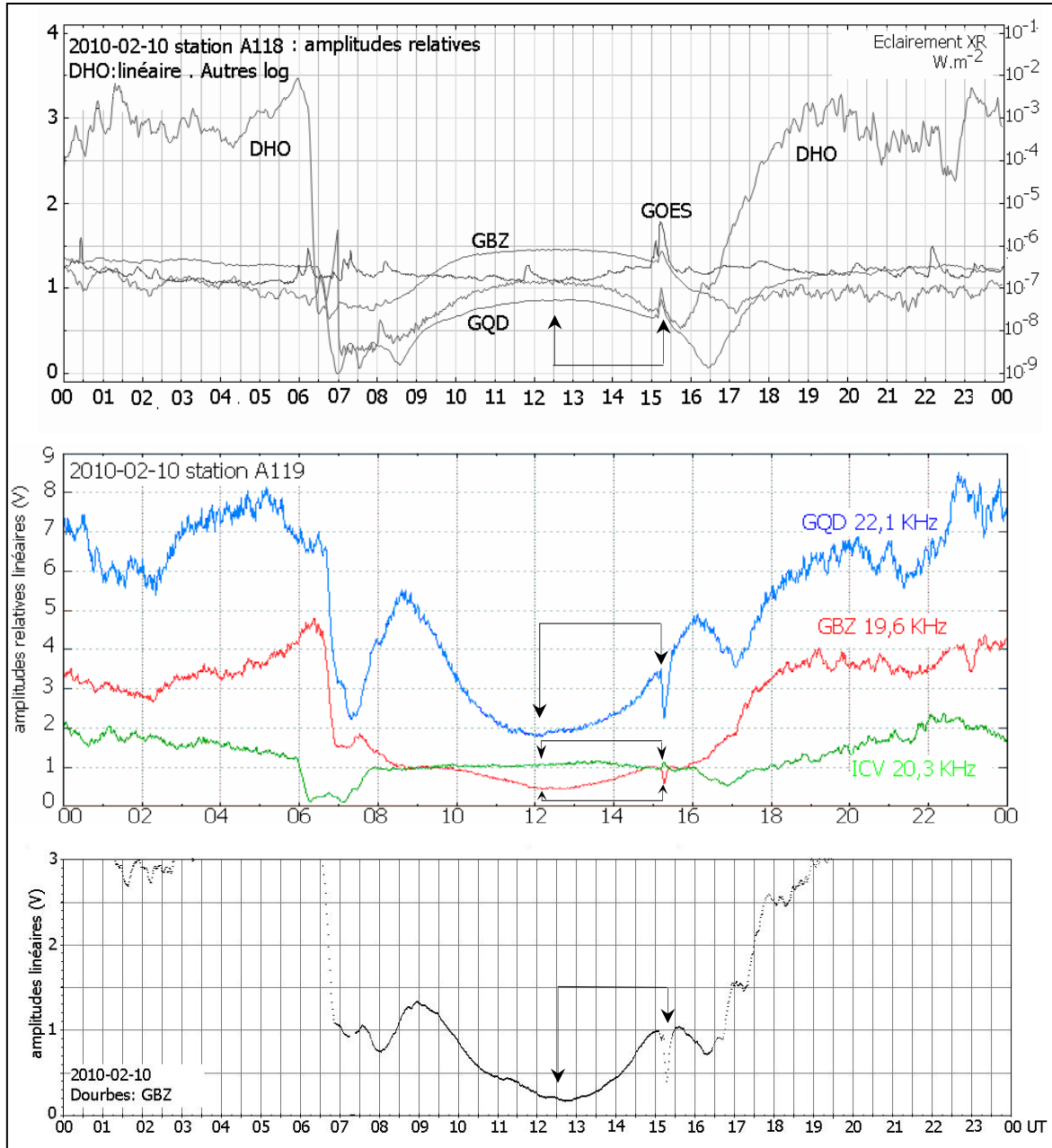


Figure 14 : L'effet des flares de matinée et d'après midi crée une surionisation qui introduit une modification des niveaux de réception qui les rapproche du niveau du midi local quand l'ionisation était maximale .Ce jour là, le niveau de GBZ était anormalement bas à 12h locales, aussi bien sur le site de Dourbes que sur le site A119 . Voir également figure 7 .

Il reste à interpréter la figure 8 où les comportements de deux signaux de fréquences très voisines et de même point réflectif sont différents ...

Le 2010-02-13, le flux spectrique des XR est passé de $3,24 \cdot 10^{-7} \text{ W.m}^{-2}$ à $12^{\text{h}} 31^{\text{m}}$ UT à $9,63 \cdot 10^{-6} \text{ W.m}^{-2}$ à $12^{\text{h}} 39^{\text{m}}$ UT, correspondant à une augmentation de l'éclairement d'un facteur proche de 30 en 8 minutes, ce qui est loin d'être exceptionnel. La numérisation du canevas réactif de la figure 3 fournit les profils ionosphériques de la figure 15 auxquels sont associés les évolutions des indices de réfraction (figure 16).

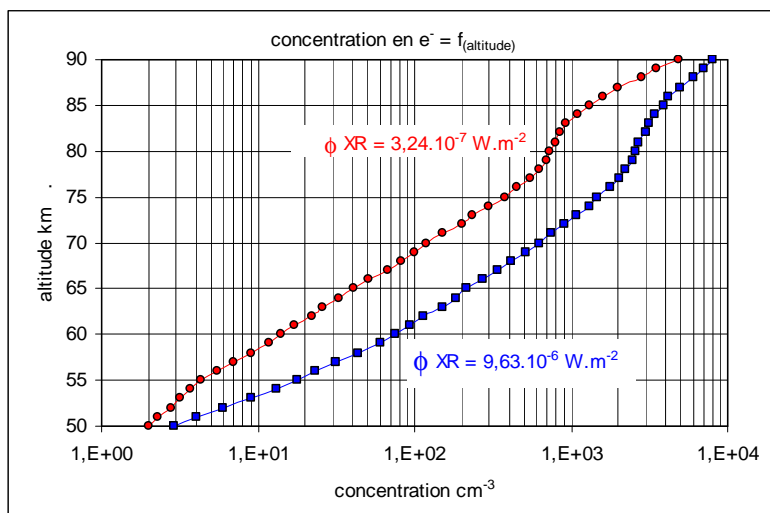


Figure 15 : Evolution du profil ionosphérique de la région D lors d'un flare de classe C 9,6. Le profil correspond à la numérisation de la figure 3 dans laquelle l'éclairement incident XR a été équiréparti entre des photons de 1, 3, 5, 7, 9 KeV. Pour la tranche originelle qui s'étend de 65 à 75 km, on note un abaissement dans l'altitude de concentrations égales de l'ordre de 8 km. Conditions équinoxiales. Les profils sont cohérents avec le modèle IRI 2007 bien que ce dernier ne commence qu'à 60 km d'altitude.

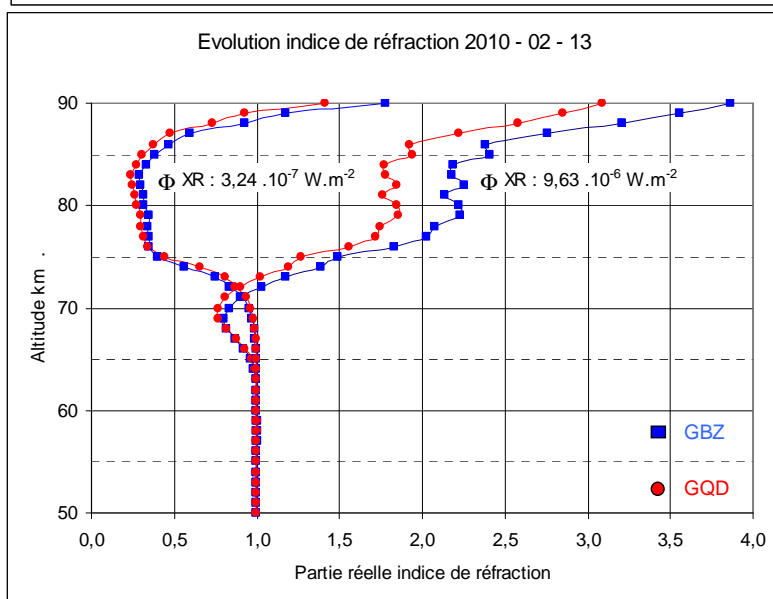


Figure 16 : Evolution des parties réelles des indices de réfraction en mode transverse extraordinaire. Les indices sont calculés à partir d'une résolution de l'équation complète de Appleton - Hartree en tenant compte de la fréquence de collision e^- - neutres et du champ d'induction terrestre [DEL 03]. Une valeur d'indice < 1 est associée à une concavité tournée vers le bas. Etant donné l'angle d'incidence ionosphérique proche de 75° , dès que l'indice devient légèrement inférieur à 1, la trajectoire du front d'onde est infléchi. Il se manifeste donc lors du flare une diminution de l'altitude réelle de réflexion de l'ordre ou un peu plus grande que 5 km. L'indice Ordinaire, toujours > 1 n'a pas été représenté. Les altitudes seront ici interprétées comme des altitudes réelles de réflexion.

Pour $\Re n < 1$ (fréquemment μ dans la littérature), l'évolution itérative des angles de transmission et des Facteurs Energétiques de Transmission est excessivement rapide . En effet, en entrée, pour une évolution de $\Re n$ de $1 \rightarrow 0,98$, à un angle d' incidence θ_i de 75° correspond un angle de transmission θ_t de $80,3^\circ$ et un FET de $0,96$. Dès que $\Re n$ atteint la valeur de $0,96$, θ_i dépasse les 89° , définissant ainsi l'altitude réelle de "réflexion" où le front d'onde se déplace horizontalement . On constate donc, figure 16, que l'inflexion de trajectoire est susceptible de se développer en un $\Delta h \ll \frac{\lambda_{\text{locale}}}{4}$. On peut adopter entre le point d'entrée et le point de sortie de la région D un raccord de type parabolique [BUD 85] .

On peut facilement montrer que si h_{in} est l'altitude du plancher de la région D et si h_v est l'altitude virtuelle de réflexion, la culmination de la trajectoire réelle parabolique du front d'onde se fera à une altitude h_p telle que

$$\Delta h = h_v - h_p = 0,5.(h_v - h_{\text{in}}) \quad (5)$$

Ainsi, si on fixe le plancher de la région D à 60 Km, et si l'altitude virtuelle de réflexion est située à 80 km, l'altitude de culmination de la trajectoire parabolique interviendra dans la tranche altimétrique médiane de

$$h_p = 80 - 0,5.(80-60) = 70 \text{ km}$$

L'enregistrement du 13 février 2010 (figure 8) est dès lors compatible avec les évolutions de phase de la figure 12, l'amplitude de GBZ passant rapidement par un minimum pour une altitude virtuelle de réflexion ≈ 80 km correspondant à une altitude réelle de culmination de 70 km compatible avec l'indice de réfraction de figure 16, puis augmentant légèrement puisque l'on est situé près ou légèrement au delà d'un minimum local, tandis que l'amplitude de QGD reste en phase de décroissance avec la concentration électronique augmentant (figures 15 et 16) .

L'attaque du plancher de la région D par un front d'onde divergent sous une incidence évoluant rapidement vers l'incidence critique incite à un examen de l'onde évanescence de Fresnel et de l'effet Goos – Hänchen fréquemment associés au terme évocateur de *Théorie du poisson volant* où le point de sortie du poisson de l'océan (pénétration dans le plancher de la région D) est différent de son point de réentrée (sortie de la région D après inflexion de la trajectoire du front d'onde) . Nous ne nous intéresserons pas tant à la distance qui sépare ces deux points qu'à la "profondeur" dans laquelle se développe l'onde évanescence [VIG 03], [LOT 70] , [JOUG 73] . Toutefois, l'application des formules est particulièrement périlleuse puisque, le milieu étant continu, la valeur des parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction évoluent vite avec l'altitude . L'onde évanescence se développe dans un milieu 2 d'indice de réfraction n_2 à partir d'une incidence dans le milieu 1 d'indice n_1 telle que $n_1 \cdot \sin \theta_i \geq n_2$. L'amplitude de l'onde décroît exponentiellement avec la distance qui la sépare de l'interface entre les deux milieux et se propage parallèlement à l'interface .

Sa profondeur de pénétration (facteur de transmission = e^{-1}) dans le milieu 2 est donnée par

$$p = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2}} \quad \text{avec } \lambda \text{ la longueur d'onde dans le vide ou le milieu de plus grand indice} \quad (6)$$

ou par

$$p = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{\sin^2 \theta_i - \sin^2 \theta_c}} \quad \text{avec } \theta_c \text{ l'incidence critique et } \theta_i \geq \theta_c \quad (7)$$

malaisément utilisables puisque l'on est en incidence quasi rasante avec n_1 de peu inférieur à 1 présentant une évolution continue (altitude de l'ordre de 70 km hors flare) et qu'il n'est pas tenu compte pour l'onde évanescente des chocs e^- - neutres. Selon les raffinements apportés aux formules (6) et (7) on trouve pour p une valeur comprise entre 1 km et l'entièreté de la région D ... Un calcul rigoureux de l'indice de réfraction par le biais des formules de Appleton – Hartree fournit, de manière itérative, pour la propagation transversale e_Xtraordinaire une profondeur de pénétration de l'ordre de 10 km $\approx 0,5 \lambda$ compatible avec [REN 64] ou [LOT 70].

Etant donné la relativement faible distance parcourue par le front d'onde dans la région D (figure 2), on peut supposer la stratigraphie de cette dernière plane et non sphérique. Dans cette optique, la stricte application de la loi de Snell- Descartes appliquée à une succession de couches simulant l'évolution de la concentration électronique et de l'indice de réfraction associé permet de déterminer l'altitude réelle de réflexion (figure 17).

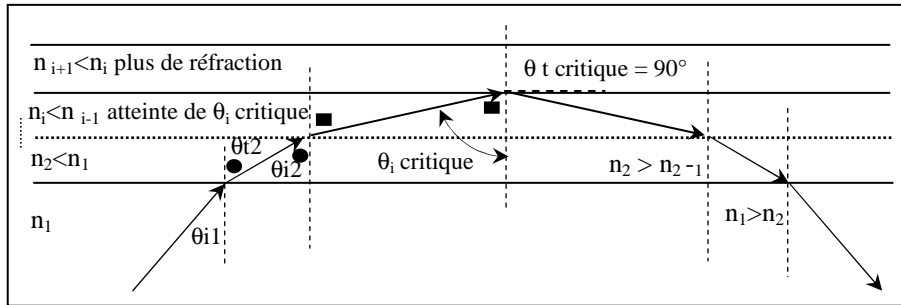


Figure 17 : application de la loi de Snell – Descartes à une basse ionosphère caractérisée par un gradient d'indice, ici échantillonné par sous-couches didactique.

En admettant que le milieu 1 soit l'atmosphère neutre et le milieu 2 une tranche peu épaisse formant plancher de la région D d'indice n_2 supposé par opportunité constant :

$n_1 \cdot \sin \theta_{i1} = n_2 \cdot \sin \theta_{t2}$ où les indices i et t signifient "incident" et "transmis".
soit encore

$$1 \cdot \sin \theta_{i1} = n_2 \cdot \sin \theta_{t2} \quad \text{où } \theta_{t2} = \theta_{i2} \quad \text{et } n_2 < 1 \quad (8)$$

En procédant de manière itérative, on aboutit à

$$n_{i+1} \cdot \sin \pi/2 = \sin \theta_{i1} \quad (9)$$

qui, pour les distances qui nous occupent et un angle d'incidence θ_{i1} de l'ordre de 75° fournit pour la réflexion totale un indice de réfraction de l'ordre de 0,96, correspondant hors flare à une altitude réelle de réflexion de 70 km (figure 16). Cette altitude réelle de réflexion correspond à une altitude virtuelle de réflexion proche des 80 km, valeur conforme à l'interprétation de figure 12 pour l'événement du 13 février 2010.

Conclusion : la signature des flares en vlf, une composante ultime du GPS ?

Sous le seuil des 1 200 km, l'étude analytique des signatures VLF des flares est une technique fiable . Bien que sous utilisée, voire ignorée, elle est susceptible de rendre de précieux services aux utilisateurs exigeants du GPS .

Primitivement dédié à la navigation terrestre, ce système qui a été étendu à la géodésie a été conçu pour échapper aux aléas de la propagation ionosphérique, notamment par le choix des fréquences porteuses situées au-delà du GHz . L'utilisation du GPS à des fins de tomographie ionosphérique à vocation télémétrique, notamment en période de flare, est donc dès le départ une opération théorique et technique complexe . La plupart du temps, elle ne tient compte que de la région E moyenne et haute et de la région F .

On gardera présentes à l'esprit les remarques suivantes :

- Les cadences de sondage des ionosondes sont trop faibles pour rendre compte des détails accompagnant les *flares effects* .
- Alors que les couches E et F sont sous dépendance du flux des UVeX, la région D est pour l'essentiel dépendante du flux des XR .
- Le contenu électronique global de l'ionosphère attaché à un point de mesure (TEC) est apprécié par le biais du nombre d'électrons contenus dans un cylindre de section droite unitaire bien entendu dépendant de l'angle de site de la mesure (LOS : Line Of Sight) . On standardise la plupart du temps cette appréciation au contenu d'un cylindre vertical local de section unitaire (VTEC) .
- Le contenu électronique de ce cylindre de référence se mesure en TECU avec $1 \text{ TECU} = 10^{16} \text{ e}^- \cdot \text{m}^{-2}$ ou, fréquemment pour les mésosphéristes, $1 \text{ TECU} = 10^{12} \text{ e}^- \cdot \text{cm}^{-2}$.
- Globalement, avec une signature saisonnière importante, l' évolution diurne du TEC d'une station européenne oscille entre quelques et 100 TECU .
- Sous dépendance solaire, le TEC est très logiquement soumis à des variations liées à l'heure locale, la latitude, la saison ainsi qu'à l'activité géomagnétique .
- L'évolution diurne du TEC local est d'autre part sujette à des irrégularités liées aux Travelling Ionospheric Disturbances, aux phénomènes de houle ionosphérique ou à des phénomènes de scintillation .
- Lors d'un positionnement GPS avec porteuse unique, une méconnaissance du TEC de 1 TECU induit une erreur de positionnement absolu de 16 cm .
- La précision des mesures de phase et d'amplitude des signaux GPS permet de détecter statistiquement des anomalies de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-4} fois l'excursion diurne du TEC .
- Toutefois, la valeur absolue du TEC n'est connue qu'à 2 ou 3 TECU .
- La réponse aux sollicitations solaires des régions E et F étant quasi simultanée pour toutes les liaisons GPS appartenant à l'hémisphère éclairé, une mise en corrélation des différents signaux reçus est possible . Cette mise en corrélation correspond grossièrement à un calcul de moyenne . En général une centaine de LOS sont pris en compte . Le procédé permet de faire apparaître statistiquement et *a posteriori* les petites fluctuations (flares de classe C) dont l'amplitude pour un LOS unique est du même ordre que celle du bruit .
- Globalement, le maximum du flux des XR anticipe pour des raisons de chimie ionosphérique d'à peu près 6 minutes le maximum du TEC .
- Le profil d'évolution du TEC est comparable à celui des XR durs dans la fourchette énergétique des 25 – 35 KeV . Il ne faut pas y voir une corrélation directe entre le flux des XR et l' évolution du TEC puis

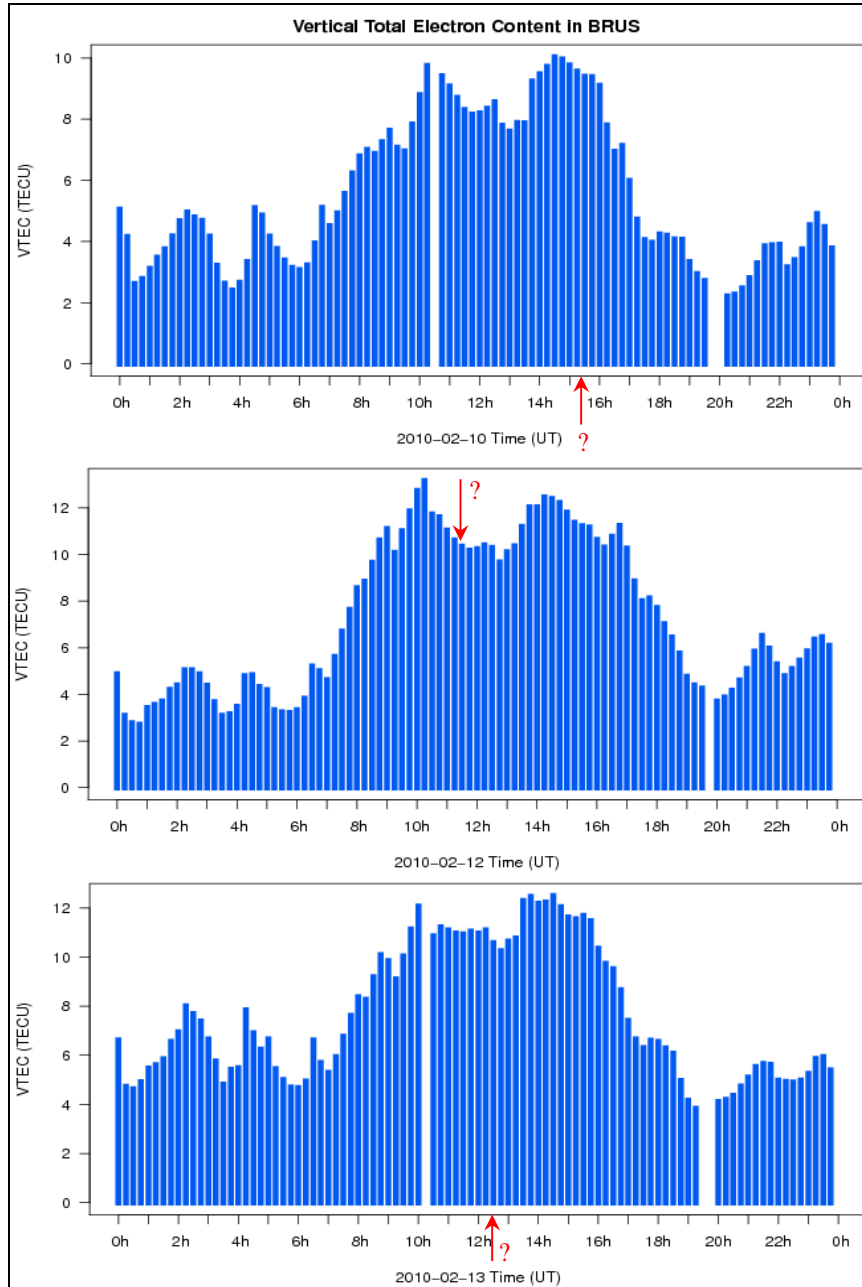


Figure 18 : Relevé du VTEC à l'Institut Royal Météorologique de Belgique par le team du SWANS (Space Weather And Navigation Systems) . Par le biais de quatre stations de référence en Géodésie Spatiale (Dentergem, Bruxelles, Dourbes et Waremme), le SWANS gère entre autres le Real Time Kinematic positioning technique . Les nouveaux radiotélescopes basses fréquences à synthèse d'ouverture (≈ 10 MHz \rightarrow 250 MHz ; $\approx 10\ 000$ antennes) qui couvriront chacun des surfaces au sol de l'ordre du km^2 (Low Frequencies Array) nécessiteront de connaître la valeur du TEC à au moins 10^{-3} TECU .

que la quantité de matériau absorbant est très faible, mais une corrélation à la source puisque l'émission des UVeX solaires est liée à celle des XR .

- Une intégration numérique sur le profil de la région D le 2010-02-13 correspond, avant flare, à un DEC(60 → 90 km) de 0,003 TECU, et au maximum du flare à un DEC = 0,019 TECU soit à une différence de 0,017 TECU, évolution remarquablement marquée sur la figure 8 .

Pour comparaison, les TEC des journées du 10, du 12 et du 13 février 2010 relevés à Bruxelles et correspondant aux signatures VLF des figures 7, 8, 9, 10 et 14 sont présentés figure 18 . Bien que les TEC *classiques* soient moyennés, donc à priori impropres à détecter les effets des petits flares, il apparaît nettement que les enregistrements VLF sont un outil dont les utilisateurs du système GPS pourraient tirer profit .

Bibliographie

- [BUD 85] K.G. Budden : *The propagation of radio waves* .Cambridge University Press 1985
- [DEL 03] J.J.Delcourt : *Ionosphère région D* , Hermes Lavoisier 2003
- [DEL 10] J.J.Delcourt – Luc Lejeune : *Murmures ionosphériques*, Ellipses Editions, 2010.
- [ENE 08] C. – F. Enell *et al.* . *Case study of the 8 mesospheric and lower thermospheric effects of solar R-ray flares : coupled ion-neutral modelling and comparison with EISCAT and riometer measurements* . Ann. Geophys.,26, 2008
- [GOD 10] J.P Godet, *relevés journaliers* hébergés auprès de : <http://jpmere.online.fr/VLF.htm>
- [GLU 92] V.S.Glukhov and V.P. Pasko : *Relaxation of Transient Lower Ionospheric Disturbances Caused by Lightning Whistlers Induced Electron Precipitation Burst* . Journal of Geophysical Research, Vol 97, NO A11, nov 1 , 1992
- [GRU 05] D.Grubor, D.Sulic and V. Zigman : *Influence of Solar X-Ray Flares on the Earth – Ionosphere Waveguide* . Serb. Astron. J; n° 171 , 2005
- [ITU 94] *ITU-R Recommendations, Propagation in ionized media, 1994 PI Series Volume*
- [JOUG 73] M. Jouguet : *Ondes électromagnétiques, 1- propagation libre* , Bordas – Dunod technique (CNET) 1973
- [LOT 70] Helmut K. V. Lotsch , *Beam Displacement at Total Reflection : The Goos – Hänchen Effect* : Optik Zeitschrift für Licht und Elektronenoptik, Stuttgart 1970
- [LOU 10] L. Loudet, *relevés journaliers* : sidstation.lionelloudet.homedns.org
- [MIT 74] A. P. Mitra : *Ionospheric effects of solar flares* .D. Reidel Publishing Company 1974
- [REN 64] R.H. Renard : *J. Opt. Soc. Am.* 54 (1964)
- [THOM xx] Neil. R. Thomson *et al.* : *D region electron densities during solar flares from vlf radio measurements* . Physics Department, University of Otago, Dunedin New Zealand . URSI Proceedings
Neil . R. Thomson and Craig J. Rodgers, Mark A. Cliverd : *Large Solar Flares and their Ionospheric D region Enhancements* . Space Physics Group, University of Otago, New Zealand
- [VER 02] A. Veronig *et al.*: *Temporal aspects and frequency distributions of solar soft X – ray flares* . A & A 382, ESO 2002
- [VIG 03] J.M. Vigoureux : *De l' onde évanescence de Fresnel au champ proche optique* , Annales de la Fondation Louis de Broglie, Vol 28, no 3-4, 2003
- [WAI 64] J.R. Wait and K.P. Spies : *Characteristics of the Earth Ionosphere Waveguide for VLF Radio Waves* . Tech. Note 300 . Nat. Burr. Of Stand., Boulder Colorado 1964
- [WAT 67] Watt : *VLF Radio Engineering , International Series of Monographs in Electromagnetic Waves Volume 14*. Pergamon Press 1967
- [WIN 82] Jeremy R. Winick : *Photochemical processes in the mesosphere and lower thermosphere* . Solar – Terrestrial Physics . Carovillano and Forbes . Reidel Publishing Company 1982 .
- [YOS 08] M. Yosida, T. Yamauchi, T. Horie , and M. Hayakawa : *On the generation mechanism of terminator times in subionospheric propagation and its possible application to seismology* .Nat. hazards Earth Syst. Sci., 8, European Geosciences Union 2008 .