

THÈSE

1/86

présentée à

L'ÉCOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DÉPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

par

Slimane FERRAT

POUR L'OBTENTION DU DIPLOME DE MAGISTER

EN ELECTRONIQUE APPLIQUEE

OPTION : TELECOMMUNICATIONS

ETUDE DE LA BASSE ATMOSPHERE EN AIR CLAIR PAR RADAR DOPPLER VHF

Soutenue le 18 janvier 1986 devant la Commission d'Examen

MM. : A. ADANE Président
M. CROCHET Rapporteur
R. PUVVADA
A. ZERGUERRAS { Examineurs
R. AKSAS

THÈSE

présentée à

L'ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

par

Slimane FERRAT

POUR L'OBTENTION DU DIPLOME DE MAGISTER
EN ELECTRONIQUE APPLIQUEE

OPTION : TELECOMMUNICATIONS

ETUDE DE LA BASSE ATMOSPHERE EN AIR CLAIR PAR RADAR DOPPLER VHF

Soutenue le 18 janvier 1986 devant la Commission d'Examen

MM. : A. ADANE Président
M. CROCHET Rapporteur
R. PUVVADA
A. ZERGUERRAS } Examineurs
R. AKSAS

REMERCIEMENTS.

Ce travail a été accompli sous la direction scientifique de Monsieur M. CROCHET, professeur à l'université de Toulon et du Var et responsable de l'équipe atmosphère du laboratoire de sondage électromagnétique de l'environnement terrestre (L.S.E.E.T.).

Je suis très heureux aujourd'hui, de lui exprimer mes sentiments de gratitude pour m'avoir accueilli dans son laboratoire, guidé dans le travail et avoir mis à ma disposition tous les moyens nécessaires afin de mener à terme cette tâche.

Je remercie très particulièrement Monsieur A. ADANE, Maître de conférence et directeur de l'institut d'électronique à l'université des sciences et de la technologie Houari Boumédiène (USTHB), pour l'honneur qu'il me fait de présider ce jury, et pour toutes les suggestions qu'il a bien voulu me prodiguer dans la rédaction de cette thèse.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur BERTIN, chercheur au CNET-CNF de Paris pour avoir bien voulu m'accueillir dans son laboratoire et pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail.

J'adresse mes plus vifs remerciements à l'équipe atmosphère du L.S.E.E.T et en particulier à Monsieur E. BRUN, chercheur stagiaire et à Monsieur F. CUQ ingénieur en informatique qui ont su me faire bénéficier de leur expérience dans ce laboratoire.

Je prie Monsieur R. AKSAS, chargé de cours à l'ENP, de trouver l'expression de ma profonde reconnaissance pour tous les conseils pratiques qu'il m'a prodigués lors de la rédaction de cette thèse et en acceptant de faire partie de la commission d'examen.

Je remercie très sincèrement Monsieur A. ZERGUERRAS, chargé de cours à l'ENP, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail en acceptant de participer à ce jury.

J'adresse mes remerciements à Monsieur R. PUVVADA, professeur à l'ENP qui a bien voulu me faire l'honneur d'être membre de ce jury.

Mes remerciements vont également à Monsieur M. MEHENNI pour avoir su me faire profiter des conseils pratiques lors de la rédaction de cette thèse.

Que toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à l'élaboration de cette thèse soient remerciées et plus particulièrement Monsieur P. SINTES.

SOMMAIRE:

INTRODUCTION GENERALE - - - - -	1
PREMIERE PARTIE: ETUDE DE LA TECHNIQUE RADAR S.T. - - - - -	3
Chapitre I: Radar météorologie et physique de l'atmosphère - - - - -	4
I- Synthèse des radars atmosphériques - - - - -	5
I-1 Introduction	
I-2 Radars atmosphériques	
I-3 Conclusion	
II- Généralités sur la structure atmosphérique - - - - -	10
II-1 Constitution de l'air atmosphérique	
II-2 Structure thermique de l'atmosphère	
II-3 Aspects statique et dynamique de l'atmosphère	
II-4 Caractéristique de l'air atmosphérique	
Chapitre II: Etude de la physique de la mesure - - - - -	18
I- Processus d'interaction des ondes électromagnétiques avec le milieu atmosphérique - - - - -	19
I-1 Introduction	
I-2 Expression du champ diffusé par un milieu turbulent	
I-3 Expression du champ réfléchi par un milieu stratifié	
I-4 Relations paramètres radar-milieu atmosphérique	
II- Modélisation des processus d'interaction - - - - -	26
II-1 Diffusion turbulente	
II-2 Réflexion et diffusion de Fresnel	
II-3 Réflexion spéculaire	
II-4 Diffusion thermique (ou incohérente)	
II-5 Extension de la diffusion et de la réflexion dans un milieu turbulent anisotrope	
II-6 Rétrodiffusion par des diffuseurs discrets	
III- Equations du radar S.T. et du rapport signal sur bruit -	41
III-1 Equations du radar	
III-2 Equations du rapport signal sur bruit	
Chapitre III: Etude de la technique de la mesure par radar S.T. - - - -	46
I- Méthodes de mesures - - - - -	47
I-1 Introduction	
I-2 Vitesse du vent	
I-3 Ondes de gravité	
I-4 Turbulence atmosphérique	

I-5 Stabilité hydrostatique	
I-6 Détection de la hauteur de la tropopause	
I-7 Détermination du profil de la température absolue	
II- Phénomènes physiques importants - - - - -	60
Chapitre IV: Traitement du signal - - - - -	61
I- Introduction - - - - -	62
II- Traitement en temps réel du signal rétrodiffusé - - - - -	62
II-1 Intégration cohérente	
II-2 Intégration incohérente	
III- Equation de la détectabilité - - - - -	66
DEUXIEME PARTIE: RESULTATS OBTENUS ETUDE DU DEVELOPPEMENT DE LA TECHNIQUE	
RADAR S.T. - - - - -	67
Chapitre V: Présentation du radar S.T. de Provence et analyse des données	
brutes - - - - -	68
I- Radar S.T Provence - - - - -	69
I-1 Introduction	
I-2 Description	
I-3 Caractéristiques	
I-4 Mesures	
II- Analyse des données brutes - - - - -	77
II-1 Introduction	
II-2 Influence des paramètres radar sur les spectres Doppler	
II-3 Etude d'une séquence de profils	
II-4 Spectres Doppler pollués	
Chapitre VI: Résultats du traitement des données - - - - -	86
I- Traitement des données brutes - - - - -	87
II- Résultats obtenus en tir vertical - - - - -	87
II-1 Composante verticale du vecteur vitesse-vent	
II-2 Détection des couches atmosphériques stables et de la hauteur de la tropopause	
II-3 Evolution temporelle du rapport signal sur bruit à altitude constante	
II-4 Conclusion	
III- Résultats obtenus en tir oblique - - - - -	98
III-1 Composante horizontales du vecteur vitesse-vent	

- III-2 Variations temporelles de la composante horizontale du vent dans le plan Sud Est
- III-3 Comparaisons des vents horizontaux obtenus par radar S.T. et par Ballon
- III-4 Détection des couches atmosphériques turbulentes
- III-5 Evolution temporelle du rapport signal sur bruit à altitude constante
- III-6 Profils en altitude de la section efficace, de la réflectivité et du coefficient de réflexion
- III-7 Conclusion

Chapitre VII: Etude et représentation de la fonction caractéristique du réseau

d'antennes du radar S.T. Provence - - - - -	111
I- Introduction - - - - -	112
II- Calcul de la fonction caractéristique - - - - -	112
III- Etude de la fonction de réseau - - - - -	115
IV- Représentation en coordonnées cartésiennes de la fonction caractéristique du réseau - - - - -	117
V- Conclusion - - - - -	117

Chapitre VIII: Etude du développement de la technique radar S.T. - - - - - 121

I- Principales améliorations pouvant être apportées au radar S.T. 50 MHz de Provence - - - - -	122
I-1 Diminution de l'altitude minimale observable	
I-2 Augmentation de l'altitude maximale observable	
I-3 Diminution des lobes secondaires des aériens	
I-4 Minimisation des signaux indésirables	
I-5 Amélioration du traitement du signal	
II- Etude fréquentielle de l'instrumentation de la technique radar S.T. - - - - -	124
II-1 Introduction	
II-2 Influence de la fréquence radar sur la détectabilité	
II-3 Recherche d'une fréquence radar	
II-4 Conclusion	

CONCLUSION GENERALE - - - - -	142
BIBLIOGRAPHIE - - - - -	144
ANNEXES - - - - -	153

INTRODUCTION GENERALE.

Depuis quelques années, de puissants instruments, sensibles, à effet Doppler et opérant dans la gamme VHF (30-300MHz) ou UHF (300-3000MHz) ont été développés pour des études "mésoséchelles" de l'atmosphère en air clair. De tels instruments sont nommés radars M.S.T. ou S.T., soit Mésosphère-Stratosphère- Troposphère ou Stratosphère- Troposphère.

Ces radars généralement monostatiques, cohérents et à impulsions, collectent avec souplesse, efficacité et rapidité les signaux rétrodiffusés par l'atmosphère [1]. Les échos reçus sont influencés par les fluctuations de l'indice de réfraction de l'air générées dans l'atmosphère.[2].

L'étude des caractéristiques de ces signaux est utilisée pour la description des phénomènes atmosphériques et pour les études de propagation Hertzienne.

Les échos obtenus en tir oblique ainsi que le renforcement à certaines altitudes de ces échos en tir vertical ont conduit à distinguer divers mécanismes d'interaction [3,4,5,6,], dont les principaux sont:

- L'interaction de l'onde électromagnétique avec le milieu turbulent (diffusion turbulente).
- L'interaction de l'onde électromagnétique avec le milieu stratifié (ou stable) (réflexion partielle).

Notre travail consiste en l'étude de la basse atmosphère par le radar S.T. de Provence (FRANCE). Pour cela, nous avons effectué au préalable des mesures en tir oblique et vertical, qui nous fournissent les principales caractéristiques du signal reçu telles que l'amplitude et la phase.

Ces mesures sont réalisées sur une gamme étendue d'altitudes. Nous avons ensuite élaboré des logiciels de traitement de ces données sur des systèmes spécifiques (les microordinateurs TEKTRONIX 4052/4054 et l'ordinateur NOVA 4 X) en vue d'applications en météorologie.

Les résultats de ces traitements nous donnent essentiellement des informations sur la nature du milieu atmosphérique observé (turbulent ou stable), la hauteur de la tropopause, la vitesse de déplacement du vent et la stabilité temporelle des phénomènes observés

Afin de vérifier la validité de cette technique, nous avons établi un logiciel de comparaison des vents horizontaux obtenus et par le radar S.T de Provence, et par ballon (Station de radiosondage de Nîmes). En fonction des résultats obtenus et dans le cadre du développement de la technique radar S.T., nous nous sommes tout d'abord proposé d'analyser les performances du système radar utilisé et en particulier celles du réseau d'antennes "coaxial-colinéaire".

Ensuite, nous avons effectué une étude fréquentielle de cette technique, afin de déterminer une fréquence radar optimale en vue d'une application donnée (ex: profileur du vent).

Pour aboutir à ces résultats, nous présentons dans la première partie une étude de la physique de la mesure, de la technique de la mesure par radar S.T., ainsi qu'un exposé sur la technique du traitement du signal.

La seconde partie présente le radar utilisé lors de nos mesures, les résultats obtenus en tir vertical et oblique ainsi qu'une étude du développement de la technique radar S.T., en vue de mesures de routines en météorologie.

PREMIERE PARTIE:

ETUDE DE LA TECHNIQUE RADAR S. T.

CHAPITRE I

RADAR METEOROLOGIE ET PHYSIQUE DE L'ATMOSPHERE.

I - Synthèse des radars atmosphériques .

I - 1 Introduction .

Le développement technologique des radars classiques et la recherche d'une haute résolution ont conduit à diminuer les longueurs d'onde dans le but d'améliorer les qualités opérationnelles et d'accroître la sensibilité des équipements dans la détection de petits objets. [7,8].

Cependant, l'accroissement de la qualité des radars fait apparaître des zones d'échos naturels, diminuant l'efficacité de surveillance de l'espace aérien. A partir de ce moment, les météorologistes et les physiciens de l'atmosphère prennent conscience de l'intérêt que représente le radar pour les études des phénomènes atmosphériques.

Tandis que les spécialistes des radars de surveillance s'efforcent de minimiser les échos naturels, les spécialistes de l'atmosphère entreprennent de développer des équipements se prêtant mieux à l'analyse de ces échos naturels, d'où apparition des premiers radars atmosphériques.

I - 2 Radars atmosphériques.

Pour le radar atmosphérique, la cible est constituée par l'atmosphère elle-même et plus précisément par les particules de nuages et de précipitations, par des zones où l'indice de réfraction varie et aussi, parfois, par les insectes et les oiseaux. La cible est la région diffusante dont les dimensions sont importantes par rapport à celles du faisceau [1].

Ces équipements sont des radars tri-dimensionnels [7,8], qui effectuent une exploration en volume du milieu atmosphérique .

1. En présence de nuages et de précipitations.

Les signaux rétrodiffusés proviennent essentiellement de particules de dimensions non négligeables devant la longueur d'onde radar (diamètre de la particule diffusante (goutte d'eau, grêle, flocons de neige, insectes,...) de l'ordre de quelques millimètres pour des longueurs d'onde radar millimétriques ou centimétriques) [1].

La forte amplitude des échos reçus, l'intérêt des phénomènes météorologiques auxquels ils sont associés et la disponibilité de techniques radar éprouvées expliquent le fait que ces études couvrent pratiquement tout le domaine de la radar-météorologie jusqu'au début des années 1970 [9]. Ces types de radars ne sont pratiquement jamais orientés vers la détection d'éventuels échos en air clair.

Les radars météorologiques sont généralement associés aux réseaux pluviométriques pour :

- augmenter la précision des mesures,
- réduire la densité du réseau pluviométrique au sol.

2 . En air clair.

i - Introduction

Les premiers échos en air clair dans la basse atmosphère [4] (lors de sondage ionosphérique par radar HF) ont été observés par COLWELL et FRIEND en 1936 [10] ainsi que par WATSON -WATT, WILKENS et BOWEN en 1937 [11]. A l'époque ,aucune explication sérieuse n'a pu être fournie quant à l'origine de tels échos. Plus tard, grâce au support des recherches effectuées sur les mécanismes responsables de la propagation troposphérique des ondes radios par DU-CASTEL en 1961 [12] et à l'amélioration des techniques d'analyses radar, deux mécanismes tendent à dominer:

- la diffusion turbulente [13,14],
- et la réflexion partielle[15].

Aux environs des années 1970, deux types de développement vont permettre des progrès très rapides dans les études de l'atmosphère en air clair dont:

- les radars Doppler à impulsion, qui les premiers mesurent la vitesse du vent [16,2],
- et les radars à modulation linéaire de fréquence (FM-CW) à haute résolution spatiale destinés à étudier la fine structure de l'atmosphère en air clair [17].

Le radar FM-CW Doppler est utilisé pour obtenir des profils de vent de haute résolution spatiale dans les couches limites [18].

En 1967, C.G. LITTLE suggère que le puissant radar 50 MHz de Jicamarca (PEROU) employé traditionnellement pour le sondage ionosphérique, peut être utilisé pour des études atmosphériques en air clair. Les premiers résultats avec ce radar, ont été obtenus en atmosphère neutre par WOODMAN et GUILLEN en 1974 [19]. Des échos de forte intensité, ont été observés entre 10 et 35 Km ainsi que dans la gamme d'altitudes 55-85 Km

Une multitude de systèmes radars VHF (tableau I -1) pour l'étude de l'atmosphère, ont été construits par la suite.

i i-Radars M.S.T., S.T. et T .

Les mesures effectuées par les spécialistes de l'atmosphère avec les radars VHF montrent que des observations dans la troposphère et stratosphère (20 Km) sont possibles [4].

Avec un système VHF optimal, les observations peuvent atteindre la mésosphère (~ 100 Km). D'où le concept de radars M.S.T. , S.T. et T. , traduisant l'espoir de couvrir l'étude de la structure et de la dynamique de l'atmosphère neutre.

Cependant, le concept de radars S.T. ou T. risque de se montrer dans l'avenir plus fructueux que celui de M.S.T. , vu le rapport coût-performance. Les radars U.H.F. (autres que FM-CW) (tableau I-1) ont été construits pour une autre finalité que les études atmosphériques en air clair (études ionosphériques, radioastronomie, détection de fusée, ...) et ne sont disponibles qu'épisodiquement pour ces études en air clair.

Les mesures en air clair par radar VHF peuvent être très polluées par des échos de précipitations.

I -3 Conclusion.

En comparaison avec les autres moyens d'observations et de mesures atmosphériques, qui sont essentiellement l'avion laboratoire et les sondes véhiculées par ballons ou fusées ou les méthodes photographiques et radiométriques, le sondage par radar offre les principaux avantages suivants [1] :

Station	Lieu	Fréquence (MHz)	Longueur d'onde (m)	$P_t \times A_e$ (W - m ²)	Larg eur de lobe (°)	Configuratio des antenne
icamarca (VHF)	Pérou	49.9	6.01	2.0×10^{10}	1.0	Réseau dipolaire
recibo (UHF)	Porto Rico	430	0.70	8.7×10^9	0.17	
oker Flat*(VHF)	Alaska	49.9	6.01	5.1×10^9	1.5	Réseau dipolaire
iscat*(VHF)	Scandinavie	224	1.34	3.3×10^9	1.9×0.58	Réseaux dipolaire
recibo (Bandes)	Porto Rico	2380	0.13	2.0×10^9	0.25	
u** (VHF)	Japon	48	6.25	5.0×10^8	3	
rbana (VHF)	Illinois	40.9	7.33	4.4×10^8	3.6×4.8	Réseau. dipolaire
iscat*(UHF)	Scandinavie	933.5	0.32	2.4×10^8	0.6	Multistatiq
ltair (VHF)	Pacifique	155	1.94	1.8×10^8	2.8	
ltair (UHF)	Pacifique	415	0.72	1.6×10^8	1.09	
usy (VHF)	R.F.A.	53.5	5.61	7.6×10^7	5	Réseau Yaç
atanika (UHF)	Alaska	1290	0.23	5.8×10^7	0.6	
illstone (UHF)	Massachussets	1290	0.23	5.8×10^7	0.6	
anset (VHF)	Colorado	40.5	7.41	9.4×10^6	5×9	Réseau. dipolaire
oust (UHF)	France St Santin	935	0.32	9.0×10^6	0.4	Parabole
atteville (VHF)	Colorado	49.9	6.01	4.5×10^6	3×3	Réseau. dipolaire
llops (UHF)	Virginie	430	0.70	3.4×10^6	2.9	
ulon (VHF)	Toulon	45	6.667	3.0×10^6		
ovence (VHF)	Fos	47.8	6.27	2.5×10^5	5	Réseau. dipolaire
seau (VHF) SU-Météo	France	72.5	4.137	2.0×10^6	5.6	Réseau. dipolaire
ford (UHF)	G.B	2815	0.107	3.5×10^5	0.33	
ional Severe rms Laboratory SL) (UHF)	Oklahoma	2815	0.105	6.5×10^4	0.8	
eau (UHF) U-Météo	France	961	0.312	1.5×10^3	3.8	Parabole

En construction
En projet

Tableau I-1

Caractéristiques des systèmes radars utilisés dans les études de
l'atmosphère en air clair. (Tiré du rapport de M. CROCHET, 1983 [9])

- l'observation est faite sans déplacer l'instrument, et on peut choisir le volume sondé avec précision,
- l'exploration est réalisée dans les trois dimensions et en fonction du temps dans des volumes importants,
- la résolution spatiale et la continuité des observations dans le temps sont satisfaites pour de nombreuses applications,
- l'observation ne perturbe pas le milieu atmosphérique,
- et les données sont immédiatement disponibles.

II- Généralités sur la structure atmosphérique.

II-1. Constitution de l'air atmosphérique.

L'air atmosphérique est un mélange de gaz contenant généralement en suspension, un certain nombre de particules liquides et solides.

Les gaz constituant l'air atmosphérique peuvent être divisés en deux groupes:

- Les gaz permanents: Azote, Oxygène, Hydrogène, Hélium, et les gaz rares (Argon, Néon, Krypton et Xénon). Ces gaz sont loin de leur point critique et restent toujours à l'état gazeux. Ils se comportent dans les conditions réalisées dans l'atmosphère, comme des gaz parfaits [20].

- Les autres gaz en proportion variable, sont la vapeur d'eau, le dioxyde de carbone et l'ozone.

La vapeur d'eau étant beaucoup plus abondante que les deux autres, joue un rôle primordial en météorologie, rien que par le fait des changements d'états qu'elle peut subir.

En outre, l'air contient en suspension divers corps, notamment des poussières d'origine minérales (particules de charbon, sable, craie,...), végétales (grains de pollen,...) et animales (insectes,...).

Certains de ces corps jouent un rôle important en météorologie, soit comme noyaux de condensation, soit comme polluants de l'atmosphère.

II-2. Structure thermique de l'atmosphère.

La subdivision de l'atmosphère repose essentiellement sur la structure thermique de celle-ci (figure I-1), où les couches à gradient de température négatif alternent avec des couches à gradient de température positif [20].

La figure I-2 montre un profil en altitude de la température que nous avons obtenu à partir de données de la station de radiosondage de Nîmes le 8 février 1984 à 12 h. On constate que dans la troposphère, la température varie de 15°C au sol jusqu'à -60°C à 10 Km d'altitude. Ce profil est en assez bon accord avec celui de la figure I-1 dans la troposphère.

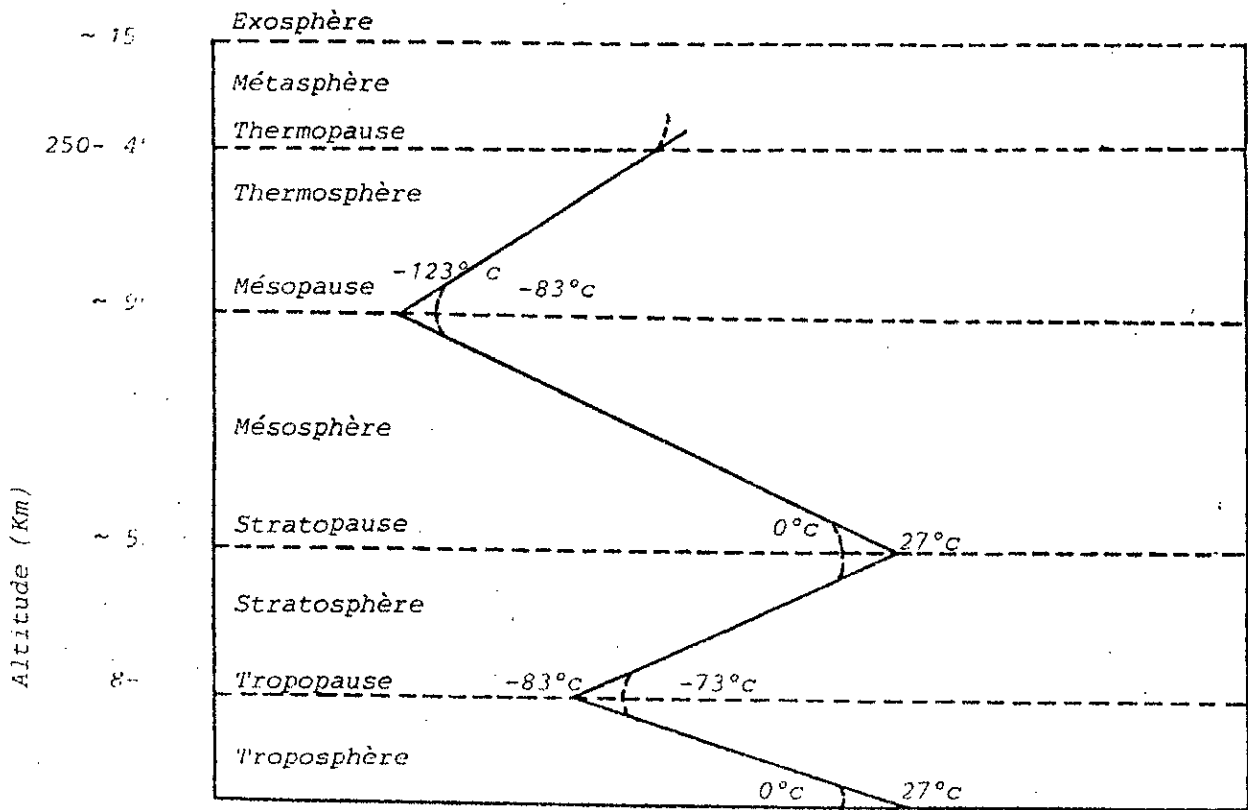


Figure I-1 Schéma du découpage de l'atmosphère du point de vue thermique.

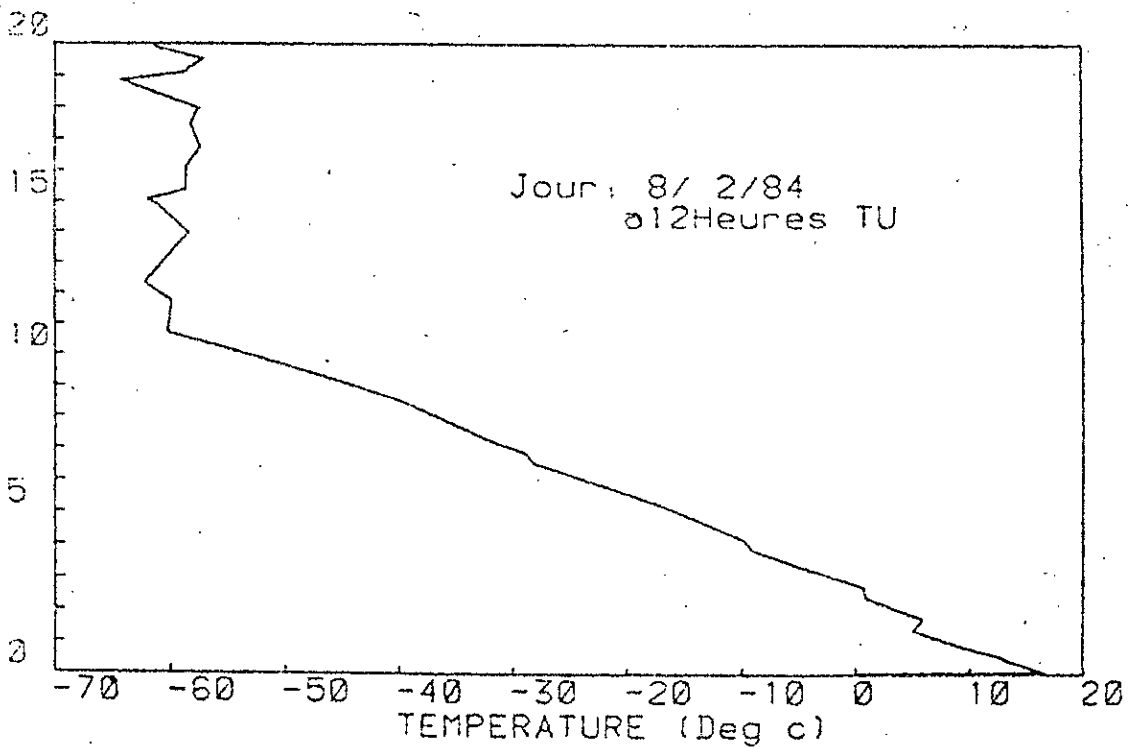


FIG. I.-2 Profil de température obtenu à partir de données météorologiques de la station de Nîmes

Remarque:

D'autres subdivisions de l'atmosphère existent, reposant essentiellement sur la structure ionique de l'atmosphère (neutrosphère entre 0 et 50 Km environ et ionosphère au delà de 50 Km) ou sur la structure physico-chimique de l'atmosphère (homosphère ou basse atmosphère entre 0 et 90 Km et Hétérosphère ou haute atmosphère au de là de 90 Km).

II-3 Aspects statique et dynamique de l'atmosphère.

Le gradient de température peut être pris comme une mesure de la stabilité de l'atmosphère au repos (ANNEXE A1).

Le critère de stabilité se traduit en terme de $\frac{1}{\theta} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial z}$ où θ représente la température potentielle (ANNEXE A2) définie comme suit [21]:

$$\theta = T(1000/P)^k \quad (I-1)$$

Avec T= Température

P= Pression(mb)

et K= 0,28

on a alors:

$$(1/\theta)(\partial\theta/\partial z) = (1/T)(\partial T/\partial z - \gamma_a) \quad (I-2)$$

avec $\gamma_a = -9.83^\circ\text{C/Km}$, représentant le gradient adiabatique en air sec

si $(1/\theta)(\partial\theta/\partial z) > 0$; l'atmosphère est stable (Cas de la stratosphère)

si $(1/\theta)(\partial\theta/\partial z) < 0$; l'atmosphère est instable (Cas de la troposphère)

Il convient, cependant, de considérer un cas très fréquent: celui de l'atmosphère en mouvement, qui sous certaines conditions devient turbulent. En utilisant le nombre de Reynolds défini par [22]:

$$R_e = \frac{vl}{\nu} \quad (I-3)$$

avec v et l représentant respectivement la vitesse caractéristique et la dimension de l'écoulement.

et ν le coefficient de viscosité cinématique du fluide.

Reynolds en 1883, montre que:

Si $R_e < R_{e \text{ critique}}$, l'écoulement est laminaire,

Si $R_e > R_e$ critique, l'écoulement est turbulent.

R_e critique n'est pas une constante universelle, sa valeur ne dépend pas seulement de la géométrie de la structure, mais de comment est introduite la turbulence.

En se basant sur les hypothèses de Reynolds (Nombre de Reynolds élevé) Kolmogorov (1941) [22], avance une théorie importante de la structure locale de la turbulence atmosphérique, selon laquelle l'énergie est introduite dans la turbulence comme résultante de la variation de la vitesse moyenne du vent. La taille (ou dimension) où l'énergie entre dans la turbulence est appelée échelle externe de la turbulence, désignée par L_0 .

La taille l_0 où toute l'énergie est dissipée en chaleur, est appelée échelle interne de la turbulence.

Remarque: Les tourbillons de taille plus faible que l'échelle externe L_0 sont en général isotropes [22].

On montre (ANNEXE B), que si la taille du tourbillon est comprise entre L_0 et l_0 , la vitesse caractéristique V de celui-ci dépend seulement de sa dimension L et de l'énergie de dissipation \mathcal{E} soit:

$$V = (\mathcal{E} L)^{1/3} \quad (I-4)$$

La fonction de structure des fluctuations de la vitesse (ANNEXE B) s'exprime alors par:

$$D_v(r) = \begin{cases} C_v (\mathcal{E} r)^{2/3} & \text{si } L_0 < r < l_0 \\ C'_v (\mathcal{E} / \nu) r^2 & \text{si } r < l_0 \end{cases} \quad (I-5)$$

avec C_v et C'_v représentant les constantes de structure des fluctuations de la vitesse.

Afin d'examiner la méthode de calcul de \mathcal{E} , il est nécessaire d'étudier les propriétés générales de la turbulence atmosphérique, qui s'expriment commodément sous la forme d'équation de bilan d'énergie.

Si E représente l'énergie cinétique moyenne de la turbulence par unité de masse, les variations temporelles de E sont causées par:

- le taux de production d'énergie turbulente par cisaillement du vent, soit M ,
- le taux de production d'énergie par effet thermique, soit B ,
- et le taux de dissipation d'énergie E .

On peut donc écrire que :

$$dE/dt = M + B - E \quad (I-6)$$

avec

$$M = K_m \left[(\partial V_x / \partial z)^2 + (\partial V_y / \partial z)^2 \right]$$

ou V_x et V_y représentent les deux composantes de la vitesse horizontale du vent et K_m le coefficient de viscosité turbulente.

$$B = -K_h (g/\theta) (\partial\theta/\partial z)$$

avec g = accélération gravitationnelle

K_h = Coefficient turbulent de conduction de chaleur

Remarque: En général, K_m est approximativement égal à K_h .

En posant:

$$R_f = \frac{B}{M} \quad (I-7)$$

avec R_f = Nombre de flux de Richardson.

Ce terme est approximativement égal au nombre de Richardson défini par:

$$R_i = \frac{(g/\theta) (\partial\theta/\partial z)}{(\partial V_x / \partial z)^2 + (\partial V_y / \partial z)^2} \quad (I-8)$$

L'expression de dE/dt devient alors:

$$dE/dt = M(1 - R_f) - E \quad (I-9)$$

On montre aisément que:

Si $R_f < 0$, le cisaillement du vent et l'effet thermique alimentent la turbulence.

Si $R_f > 0$ et élevé, la turbulence ne peut pas se développer.

La turbulence est maintenue si:

$$R_i < R_{i \text{ critique}}$$

avec

$$0,15 < R_{i \text{ critique}} < 0,5$$

La limite pour que la turbulence puisse se développer en supposant:

$$R_i < R_{i \text{ critique}} \text{ et } R_e > R_{e \text{ critique}}$$

s'exprime par l'expression:

$$\epsilon = M + B = M (1 - R_f) \quad (I-10)$$

Vinnichenko et Dutton (1969) [22], ont donné quelques valeurs de ϵ

	$\epsilon > 100 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$, turbulence sévère,
12×10^{-3}	$< \epsilon < 100 \times 10^{-3}$, turbulence modérée,
3×10^{-3}	$< \epsilon < 12 \times 10^{-3}$, turbulence légère,
	$\epsilon < 3 \times 10^{-3}$, presque pas de turbulence.

Durant l'expérience "Fronts84" à termes d' Armagnac (Toulouse) l'équipe atmosphère du L.S.E.E.T. a trouvé que pour une faible turbulence dans la stratosphère ($\approx 13\text{Km}$), ϵ est de l'ordre de $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$

II-4 Caractéristique de l'air atmosphérique.

Le milieu atmosphérique est caractérisé par l'indice de réfraction n . Les inhomogénéités de l'atmosphère modifient l'indice de réfraction de l'air dans l'espace et dans le temps.

Cet indice est proche de l'unité et s'exprime par la relation [4] :

$$N = (n-1)10^6 = \frac{0.373 \times 10^6 \times e}{T^2} - \frac{77.6P}{T} - \frac{10^6 N_e}{2 N_c} \quad (I-11)$$

avec

N = Coindice de réfraction

P = Pression atmosphérique (Millibars)

e = Pression partielle de la vapeur d'eau (millibars)

T = Température absolue (degré Kelvin)

N_e = Densité des électrons libres

N_c = Densité de plasma pour la fréquence radar f ($N_c = 124 \times 10^{-2} f^2$ (MHz)/m³)

La contribution relative des trois termes de cette expression, dépend fortement de l'altitude.

- Le premier terme caractérise l'importance de l'humidité et domine dans la basse troposphère,

- Le deuxième terme caractéristique de l'air sec est dominant dans la haute troposphère et la basse stratosphère,

- Le troisième terme caractéristique de l'air ionisé intervient au dessus de 50 Km d'altitude.

La fonction de structure des fluctuations de la température potentielle s'exprime d'une façon analogue et pour les mêmes conditions que les fluctuations de vitesse par l'expression:

$$D_{\theta}^2(r) = \begin{cases} C_{\theta}^2 r^{2/3} & \text{pour } l_0 < r < L_0 \\ C_{\theta}^2 l_0^{2/3} (r/l_0)^2 & \text{pour } r < l_0 \end{cases}$$

où C_{θ}^2 s'exprime par:

$$C_{\theta}^2 = b N_{\theta} / \epsilon^{1/3}$$

avec $b \approx 2,8$

N_{θ} = Taux de dissipation des fluctuations de la température potentielle. Les fluctuations de l'indice de réfraction étant directement proportionnelle à celles de la température potentielle, on déduit aisément que la fonction de structure des fluctuations de l'indice de réfraction s'écrit:

$$D_n^2(r) = \begin{cases} C_n^2 r^{2/3} & l_0 < r < L_0 \\ C_n^2 l_0^{2/3} (r/l_0)^2 & r < l_0 \end{cases} \quad (I-13)$$

ou C_n^2 s'exprime par:

$$C_n^2 = b N_n / \epsilon^{1/3}$$

Avec N_n = Taux de dissipation des fluctuations de l'indice de réfraction.

C_n^2 = Constante de structure réfractive de l'indice de réfraction

C_{θ}^2 et C_n^2 sont des caractéristiques de l'intensité de la turbulence.

L_0 est définie par [22]:

$$L_0 = (27 \times \epsilon^3)^{3/4} (\epsilon^3 / \epsilon)^{1/4} \quad (I-14)$$

et L_0 s'exprime par [23] :

$$L_0 = 10 \epsilon^{1/2} N^{-3/2}$$

avec N = Fréquence de Brunt-Vaissala.

(I-15)

CHAPITRE II

ETUDE DE LA PHYSIQUE DE LA MESURE PAR RADAR S.T.

I- Processus d'interaction des ondes électromagnétiques avec le milieu

atmosphérique.

I-1 Introduction. [4,5,9,24]

Le milieu atmosphérique présente aux différentes "pauses" et sur les couches d'inversion [21], des variations brutales de la température et donc de l'indice de réfraction $n(\vec{r}, t)$ qui affectent les ondes électromagnétiques émises par le radar S.T. et peuvent donner naissance à des échos réfléchis. Les processus d'échos associés à cette structure sont exprimés en termes de réflexion ou de diffusion de Fresnel.

La diffusion de Fresnel se produit quand le milieu diffusant est cohérent dans les deux dimensions transversales au sondage, et aléatoire dans la direction parallèle à l'onde.

La cohérence transversale peut s'étendre de quelques longueurs d'onde au mieux sur une zone de Fresnel [25].

La structure turbulente de certaines couches atmosphériques se caractérise par l'existence de fluctuations de l'indice de réfraction $\delta n(\vec{r}, t)$, contribuant à la formation des échos diffusés. Le processus d'écho associé à la structure turbulente est exprimé en terme de diffusion turbulente isotrope.

Les fluctuations de l'indice de réfraction peuvent posséder des dimensions comparables à la demi-longueur d'onde radar [4]

Il existe d'autres mécanismes donnant naissance au signal observé par le radar S.T. tels que la réflexion spéculaire, la réflexion diffuse et la diffusion thermique ou incohérente.

Ces différents mécanismes permettent de rendre compte de l'interaction des ondes radars avec le milieu atmosphérique. Parmi tous ces processus, le mécanisme de la diffusion turbulente isotrope est à caractère dominant.

D'autres processus, tels que la réfraction l'absorption et l'atténuation par les particules atmosphériques (diffusion de Rayleigh et de Mie) ont des effets assez marginaux pour les radars S.T. monostatiques, ce qui n'est pas le cas pour la propagation Hertzienne bistatique [1,26].

I-2 Expression du champ électrique diffusé par un milieu turbulent [27]

En partant des équations de Maxwell et en supposant que:

- l'onde électromagnétique incidente est plane
- Le champ de l'indice de réfraction est une fonction aléatoire indépendante du temps, soit $n(\vec{r})$.
- La conductivité du milieu est nulle,
- La perméabilité magnétique du milieu est égale à l'unité,
- et sous certaines conditions, le champ électromagnétique possède une dépendance temporelle donnée par le facteur $e^{-i\omega t}$.

L'équation de propagation du champ électrique s'écrit par:

$$\Delta \vec{E} + k^2 n^2 \vec{E} = \text{grad div } \vec{E} \quad (\text{II-1})$$

En supposant que les fluctuations de l'indice de réfraction δn , sont faibles ($n = \langle n \rangle + \delta n$) avec une valeur moyenne de l'indice $\langle n \rangle$ très proche de l'unité, l'équation (II-1) devient:

$$\Delta \vec{E} + k^2 \vec{E} = -2 \text{grad}(\vec{E} \cdot \text{grad}(\log(1+\delta n))) - 2k^2 \delta n \vec{E} - k^2 \delta n^2 \vec{E} \quad (\text{II-2})$$

En appliquant la méthode des faibles perturbations, la solution est donnée sous la forme:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots \quad (\text{II-3})$$

où le $j^{\text{ième}}$ terme de la série a une valeur proportionnelle à δn^j

En substituant cette série dans l'équation (II-2), et en identifiant les termes du même ordre, on trouve:

$$\begin{aligned} \Delta \vec{E}_0 + k^2 \vec{E}_0 &= 0 \\ \Delta \vec{E}_1 + k^2 \vec{E}_1 &= -2k^2 \delta n \vec{E}_0 - 2 \text{grad}(\vec{E}_0 \cdot \text{grad} \delta n) \end{aligned} \quad (\text{II-4})$$

Avec \vec{E}_0 = vecteur champ électrique incident

\vec{E}_1 = vecteur champ électrique diffusé

Les termes de la série venant après \vec{E}_0 et \vec{E}_1 sont négligeables.

L'onde incidente étant plane, on peut écrire que:

$$\vec{E}_0 = \vec{A}_0 \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (\text{II-5})$$

La solution de l'équation de propagation (ANNEXE C1) s'exprime par:

$$\vec{E}_1(\vec{r}) = \frac{k^2 \exp(ikr)}{2\pi r} \vec{A}_0 \int_{\Delta V} \partial n(\vec{r}') \exp[i(\vec{k} - k\vec{u})] \vec{r}' dV' \quad (\text{II-6})$$

$$\frac{ik \exp(ikr)}{2\pi r} \vec{u} \int_{\Delta V} (\vec{A}_0 \cdot \text{grad}(\partial n(\vec{r}')) \exp[i(\vec{k} - k\vec{u})] \vec{r}' dV'$$

Cette expression exprime la relation entre les champs électriques diffusé et incident et le milieu turbulent par l'intermédiaire des fluctuations de l'indice de réfraction.

I-3 Expression du champ électrique réfléchi par un milieu stratifié [28].

Un milieu présentant des variations brusques de l'indice de réfraction dans une direction donnée peut être considéré comme un milieu à couches stratifiées horizontalement. La stratification horizontale du milieu empêche les échanges verticaux entre les différentes couches.

L'équation de propagation unidimensionnelle déduite de (II-1) est de la forme:

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} + q^2(z) \right] E(z) = 0 \quad (\text{II-7})$$

avec $q^2(z) = k^2(z) - p^2$

et $k(z) = k_0 n(z)$

k_0 = Nombre d'onde dans le vide

P = Constante décrivant les variations du champ électrique suivant l'axe normal à la propagation.

En utilisant la méthode de Wentzel-Kramers et Brillouin (WKB) (ANNEXE C2) la solution, pour un milieu stratifié s'étendant de $-\infty$ à $+\infty$ suivant l'axe Z s'écrit:

$$E_1(z) = -\frac{A_0}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{n(z)} \frac{dn(z)}{dz} \right] \exp(-2ik_0 \int_0^z n(z) dz) dz \quad (\text{II-8})$$

Cette expression exprime la relation entre les champs électriques réfléchi et incident et le milieu par l'intermédiaire du gradient de l'indice de réfraction.

I-4 Relation paramètres radar-milieu atmosphérique.

1- Processus de diffusion turbulente [21,27].

L'efficacité de ce mécanisme est traduit par σ , qui représente la section efficace de diffusion définie par:

$$\sigma(m^2) = \frac{\text{Puissance totale diffusée (Watts)}}{\text{Densité de puissance incidente (Watts/m}^2\text{)}} \quad (\text{II-9})$$

Cette efficacité peut également se définir par η , qui est la section efficace de diffusion par unité de volume ou encore la réflectivité en volume reliée à σ par l'expression:

$$\sigma(m^2) = \eta (m^{-1}) \cdot \delta V(m^3) \quad (\text{II-10})$$

avec: δV = volume élémentaire de ΔV

La réflectivité en volume s'écrit:

$$\eta = (1/\Delta V) \langle |\vec{E}_1|^2 / |\vec{E}_0|^2 / 4\pi r^2 \rangle \quad (\text{II-11})$$

En utilisant l'équation (II-6) (le deuxième terme étant négligé de part sa faible valeur), la réflectivité en volume devient:

$$\eta = \frac{4\pi}{\Delta V} \frac{k^4}{(2\pi)^2} \iint_{\Delta V \Delta V} \langle \partial n(\vec{r}_1) \cdot \partial n(\vec{r}_2) \rangle \exp[i(\vec{k} - k\hat{u})(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)] dV_1 dV_2 \quad (\text{II-12})$$

Avec: $\langle \partial n(\vec{r}_1) \cdot \partial n(\vec{r}_2) \rangle = B_n(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$

$B_n(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ = Fonction d'autocorrélation des fluctuations de l'indice de réfraction.

Les différentes grandeurs de cette équation sont définies sur la figure (II-1). En supposant que les fluctuations de l'indice de réfraction sont homogènes, alors:

$$B_n(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = B_n(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (\text{II-13})$$

Posons:

$$\begin{aligned} \vec{r}_d &= \vec{r}_1 - \vec{r}_2 \\ \vec{r}_c &= \frac{1}{2}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2) \end{aligned} \quad (\text{II-14})$$

En appliquant, le théorème de Wiener-Kinchine, la densité spectrale des fluctuations de l'indice de réfraction est donnée par:

$$\Phi_n(\vec{k}-k\vec{u}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{\Delta V} |\epsilon_n(\vec{r}_d)| \exp[i(\vec{k}-k\vec{u})\vec{r}_d] dV_d \quad (II-15)$$

En remplaçant l'équation (II-15) dans l'équation (II-12), la réflectivité en volume s'exprime en fonction de la densité spectrale par l'expression:

$$\mathcal{R} = \frac{\pi^2}{2} k^4 \Phi_n(\vec{k}-k\vec{u}) \sin^2 \chi \quad (II-16)$$

avec χ = Angle entre la direction de polarisation de l'onde incidente et la direction d'observation (voir figure II-2).

Le vecteur $(\vec{k}-k\vec{u})$ a une direction perpendiculaire au plan formé par les vecteurs \vec{k} et \vec{u} et un module égal à:

$$|\vec{k}-k\vec{u}| = |\vec{k}_s| = 2k \sin \frac{\theta_s}{2} \quad (II-17)$$

avec θ_s = Angle de diffusion

k_s = Nombre d'onde de Bragg

Pour le cas du radar monostatique, on a:

$$\theta_s = \pi, \quad k_s = 2k, \quad \lambda_s = \frac{\lambda}{2}$$

λ_s = Echelle des fluctuations sélectionnées.

Remarque:

Bien que $\Phi_n(\vec{k}_s)$ est définie dans tout l'espace des nombres d'onde, seule la région du spectre correspondant à la direction de propagation et à l'échelle spatiale $\lambda/2$ contribue à la rétrodiffusion.

L'intégration de $\Phi_n(\vec{k}_s)$ suivant les deux dimensions de l'espace des vecteurs d'onde, conduit au spectre unidimensionnel $S_n(\vec{k}_s)$ définie par [1,9]:

$$S_n(\vec{k}_s) = A E^{2/3} \cdot k_s^{-5/3} \quad (II-18)$$

Avec A = Constante sans dimension

E = Taux de dissipation de l'énergie

La densité spectrale $\Phi_n(\vec{k}_s)$ s'exprime en fonction de la pente du spectre unidimensionnel $S_n(\vec{k}_s)$ par l'expression [22]:

$$\Phi_n(\vec{k}_s) = \frac{1}{2\pi k_s} \frac{\partial S_n(k_s)}{\partial k_s} \quad (\text{II-19})$$

La réflectivité en volume s'exprime donc en fonction du spectre unidimensionnel par la relation:

$$\eta = -\frac{\pi}{\epsilon_3} k_s^3 \frac{\partial S_n(k_s)}{\partial k_s} \sin^2 \chi \quad (\text{II-20})$$

avec $k_s > 0$

2- Processus de réflexion [28,6]

L'efficacité de ce processus est définie par $|p|^2$, qui représente le coefficient de réflexion en puissance défini par:

$$|p|^2 = \frac{\text{Puissance réfléchie (Watts)}}{\text{Puissance incidente (Watts)}} \quad (\text{II-21})$$

Le coefficient de réflexion s'écrit:

$$|p|^2 = \frac{\langle |\vec{E}_1|^2 \rangle}{\langle |\vec{E}_0|^2 \rangle} \quad (\text{II-22})$$

Dans le cas d'une simple couche d'épaisseur 1 (voir figure II-3) $|p|^2$ peut être déduit à partir des équations (II-8) et (II-22), soit:

$$|p|^2 = \frac{1}{4} \left| \int_{-1/2}^{+1/2} \frac{1}{n(z)} \frac{dn(z)}{dz} \exp[-2ik_0 \int_0^z n(z) dz] dz \right|^2 \quad (\text{II-23})$$

or $n(z) = 1 + \delta n(z)$

$$\delta n(z) \ll 1$$

$$\text{d'où } \int_0^z n(z) dz = z$$

L'expression (II-23) devient:

$$|p|^2 = \frac{1}{4} \left| \int_{-1/2}^{+1/2} \frac{1}{n(z)} \frac{dn(z)}{dz} \exp[-4\pi i z / \lambda] dz \right|^2 \quad (\text{II-24})$$

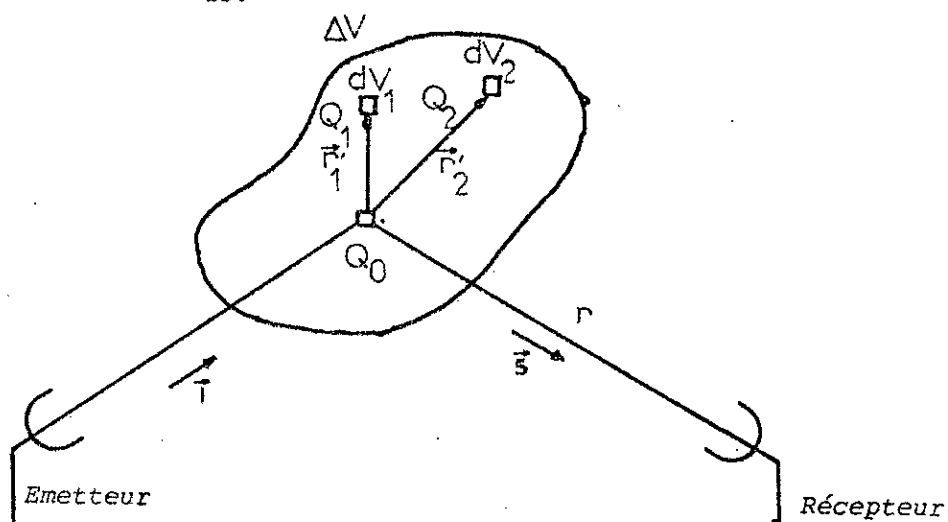


Figure II-1 : Géométrie montrant l'émetteur, le récepteur, le volume diffusant, les volumes élémentaires dv_1 et dv_2 ainsi que les directions des ondes incidente et diffusée.

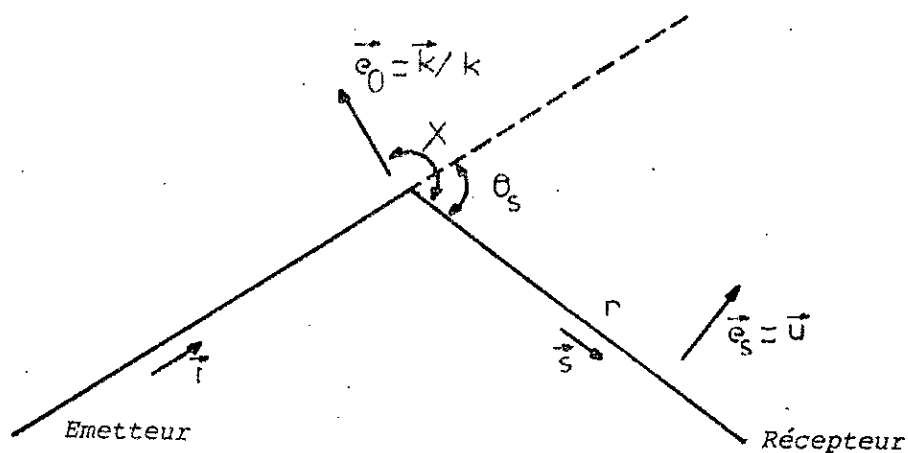


Figure II-2 : Géométrie définissant les quantités des équations (II-16) et (II-17)

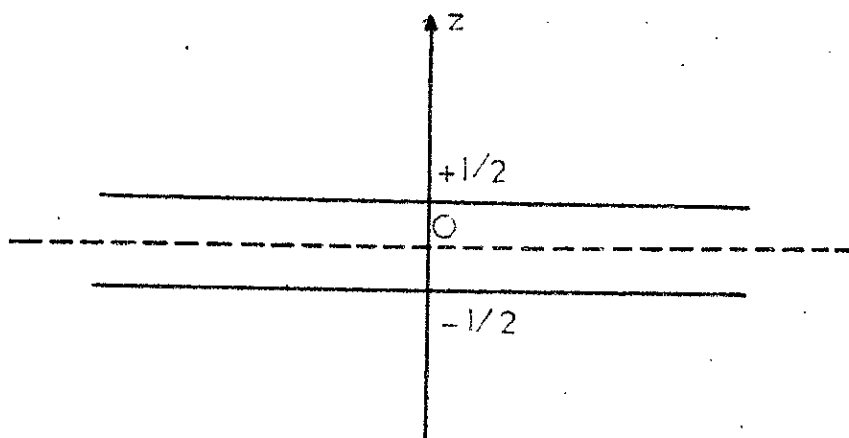


Figure II-3 : Géométrie d'une simple couche stratifiée d'épaisseur l .

II- Modélisation des processus d'interaction.

II-1 Diffusion turbulente.

1- Isotrope.

L'approche de Booker et Gordon (1950) [29], exprime la fonction d'auto-corrélation $B_n(r_d)$ par une fonction exponentielle définie par:

$$|B_n(r_d)| = (\overline{\Delta n})^2 \exp(-r_d/l) \quad (II-25)$$

avec

$(\overline{\Delta n})^2$: variance moyenne des fluctuations de l'indice de réfraction.

l : distance de corrélation.

Pour le cas du radar S.T. monostatique, et en utilisant les équations (II-15) (II-16) et (II-25), la réflectivité du volume diffusant devient:

$$\eta = \frac{(\overline{\Delta n})^2}{2l} \quad (II-26)$$

On remarque que la réflectivité est indépendante de la longueur d'onde. Une autre approche basée sur la théorie de la turbulence atmosphérique isotrope [22] (théorie de Kolmogorov) exprime la densité spectrale

$\Phi_n(k_s)$ dans le domaine inertiel du spectre de Kolmogorov par l'expression: (voir figure II-4)

$$\Phi_n(k_s) = 0.033 C_n^2 k_s^{-11/3} \quad \text{pour} \quad \frac{2\pi}{L_0} < k_s < \frac{2\pi}{l_0} \quad (II-27)$$

Avec C_n^2 = Constante de structure réfractive de la turbulence.

En remplaçant l'expression de la densité spectrale $\Phi_n(k_s)$ dans l'équation (II-16), la réflectivité s'écrit:

$$\eta = 0.3\{3 C_n^2 \lambda^{-1/3} \quad \text{pour} \quad l < \lambda < L_0 \quad (II-28)$$

2- Anisotrope.

L'approche de Booker et Gordon semble la plus appropriée pour cette modélisation. Les surfaces de la section efficace de la turbulence anisotrope prenant la forme d'ellipsoïdes, les fonctions d'autocorrélations le long de chaque axe s'expriment par [5]:

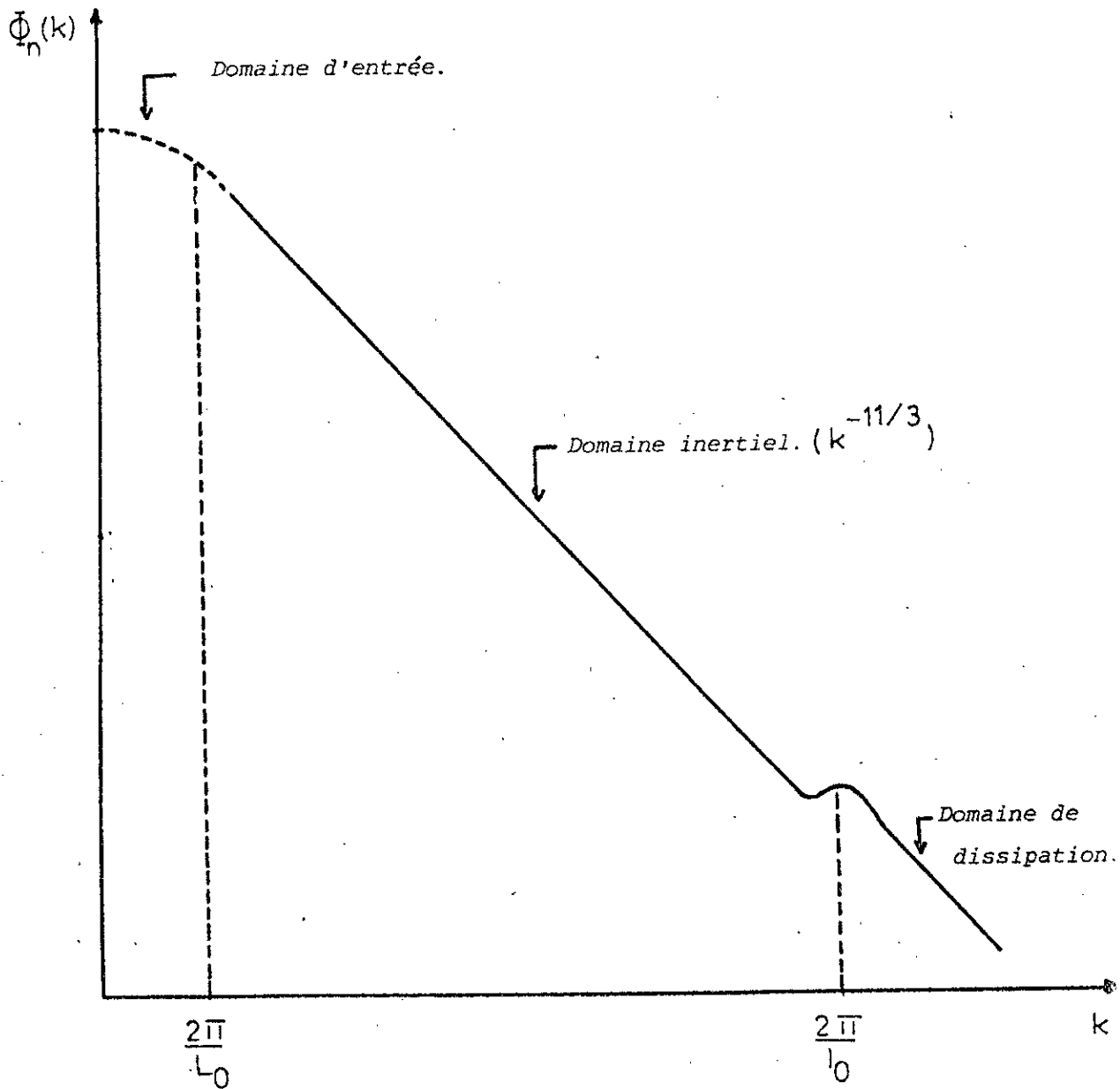


Figure II-4 Spectre de Kolmogorov de la densité spectrale des fluctuations de l'indice de réfraction.

$$\begin{aligned}
 B_n(x) &= (\overline{\Delta n})^2 \exp(-x/l_x) \\
 B_n(y) &= (\overline{\Delta n})^2 \exp(-y/l_y) \\
 B_n(z) &= (\overline{\Delta n})^2 \exp(-z/l_z)
 \end{aligned}
 \tag{II-29}$$

En choisissant un système d'axes convenable, et en utilisant les équations (II-15), (II-16) et (II-29) la réflectivité s'écrit:

$$\eta_a = \frac{3\overline{\Delta n}^2 l_x l_y l_z}{\lambda^4 [(l_x k_x)^2 + (l_y k_y)^2 + (l_z k_z)^2]^2}
 \tag{II-30}$$

avec

$$k \gg \frac{1}{2} (l_x^2 + l_y^2 + l_z^2)^{1/2}$$

Cas particuliers:

Il existe deux cas spéciaux de la diffusion turbulente anisotrope;

- La fonction d'autocorrélation prend la forme d'un "disque" dans la basse atmosphère telle que:

$$l_x = l_y = l_h$$

$$l_z = l_v$$

$$l_h > l_v$$

Avec l_h = Distance de corrélation horizontale.

l_v = Distance de corrélation verticale.

- La fonction d'autocorrélation prend la forme d'un "cigare" pour n'importe quelle direction et on a:

$$l_v > l_h$$

La réflectivité devient:

$$\eta_a = \frac{(\overline{\Delta n})^2 (l_z/l_x)}{2 l_x [\sin^2 \alpha + (l_z/l_x)^2 \cos^2 \alpha]^2}
 \tag{II-31}$$

On définit le facteur d'anisotropie par rapport

$$A(\eta_a, \alpha) = \frac{\eta_{\text{anisotrope}}}{\eta_{\text{isotrope}}} = \frac{\eta_a}{(\sin^2 \alpha + \eta_a^2 \cos^2 \alpha)^2}
 \tag{II-32}$$

Avec α = angle zénithal

Pour un "disque", $r_a = lz/lx < 1$

Pour un "cigare", $r_a = lz/lx > 1$

Les figures II-5 a, b, et c représentent les variations du facteur d'anisotropie en fonction des angles zénithaux et azimuthaux pour différentes valeurs de r_a . On remarque une dépendance des angles, du facteur d'anisotropie pour n'importe quelle forme de la fonction d'autocorrélation.

II-2 Réflexion et diffusion de Fresnel.

1- Réflexion de Fresnel.

En introduisant un échelon de la variation de l'indice de réfraction ∂n , l'équation (II-24) devient:

$$|p|^2 = \frac{|\partial n|^2}{4} \left| \int_{-l^*/2}^{+l^*/2} \frac{d(n/\partial n)}{dz^*} \exp(-4\pi i z^*) dz^* \right|^2 \quad (\text{II-33})$$

$$l^* = l/\lambda$$

$$z^* = z/l$$

Il existe plusieurs modèles de variations de l'indice de réfraction, permettant d'exprimer le coefficient de réflexion [5,3].

- pour un échelon d'amplitude ∂n , on peut écrire que:

$$|p|^2 = \frac{|\partial n|^2}{4} = \rho_0^2 \quad (\text{II-34})$$

- pour un gradient constant, on obtient:

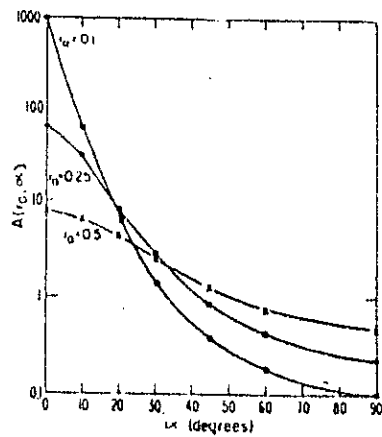
$$|p|^2 = \frac{\rho_0^2}{(4\pi)^2} \frac{\sin 2\pi l^*}{l^*} \quad (\text{II-35})$$

- pour une variation de la forme:

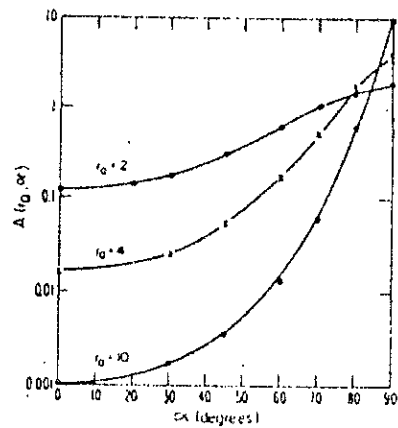
$$n = n_0 + \partial n (\exp 4z^* / (1 + \exp 4z^*))$$

le coefficient de réflexion s'exprime par:

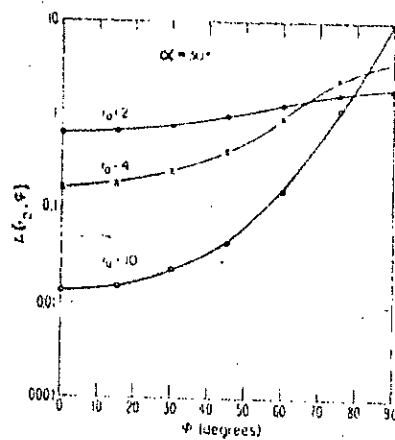
$$|p|^2 = \frac{\rho_0^2}{4} \cdot \left(\frac{\rho l^*}{\sinh(\rho l^*)} \right)^2 \quad (\text{II-36})$$



a)



b)



c)

Figure II-5: Dépendance des angles zénithaux et azimutaux du facteur d'anisotropie

a) Cas de l'angle zénithal pour un disque avec différents rapports de l_z/l_x

b) Cas de l'angle zénithal pour un cigare avec différents rapports de l_z/l_x

c) Cas de l'angle azimutal pour un cigare horizontal avec différents rapports de l_z/l_x

(d'après K.S Gage et B.B Balsley, 1980 [5]).

Ces modèles simples de réflexion de Fresnel peuvent être généralisés à des cas plus complexes (Couches horizontales plus petites que la zone de Fresnel, couches rugueuses, multicouches).

Pour cela, on adopte l'approche statistique de la diffusion de Fresnel qui représente un cas plus réel.

2- Diffusion de Fresnel

Pour une couche horizontale d'épaisseur Δr , le coefficient de réflexion en puissance (équation II-24), s'exprime par:

$$|P|^2 = \frac{1}{4} \left| \int_{-\frac{\Delta r}{2}}^{+\frac{\Delta r}{2}} \frac{dn}{dz} \exp(-4\pi iz/\lambda) dz \right|^2 \quad (\text{II-37})$$

avec Δr = Résolution spatiale du radar.

La réflexion est effective pour la valeur de la composante de Fourier des fluctuations de l'indice de réfraction possédant une dimension égale à la demi-longueur d'onde radar .

On suppose que la dimension verticale du volume diffusant est très grande devant la longueur d'onde.

L'indice de réfraction prend la forme [5]:

$$n = (\partial n)_{\lambda/2} \sin(4\pi z/\lambda) \quad (\text{II-38})$$

avec $(\partial n)_{\lambda/2}$ = Amplitude de la composante de Fourier.

L'équation (II-37) devient alors:

$$|P|^2 = (\partial n)_{\lambda/2}^2 \cdot \left(\frac{\Delta r}{\lambda}\right)^2 \cdot \pi^2 \quad (\text{II-39})$$

ou encore:

$$|P|^2 = (\partial n)_{\lambda/2}^2 \cdot \frac{N^2 \pi^2}{4} \quad (\text{II-40})$$

avec N = Nombre de demi-longueur d'onde contenue dans une zone illuminée instantanément.

II-3 Réflexion spéculaire [30].

Un modèle de variations de l'indice de réfraction est donné par l'expression [31]:

$$n(z) = n_0 - \Delta n \cdot \tanh(2z/l) \quad (\text{II-41})$$

avec Δn = Différence totale de l'indice de réfraction potentiel de part et d'autre de la transition.

n_0 = Valeur de l'indice au centre de la couche.

Remarque: L'indice de réfraction potentiel (observé dans un mélange adiabatique [32]) est défini de façon analogue à la température potentielle.

L'épaisseur de la couche est définie par l'expression:

$$l = (\Delta n) / \left(\frac{dn}{dz} \right)_{\max} \quad (\text{II-42})$$

avec $\left(\frac{dn}{dz} \right)_{\max}$ = Gradient maximal au centre de la couche.

En utilisant les équations (II-24) et II-41), le coefficient de réflexion prend la forme:

$$|R|^2 = (\Delta n)^2 \frac{(\pi^2 l/\lambda)^2}{\sinh^2(\pi^2 l/\lambda)} \quad (\text{II-43})$$

Ce modèle présente l'avantage de ne pas posséder de discontinuités pouvant mener à de fausses valeurs du coefficient de réflexion, pour certains rapports épaisseur de la couche et longueur d'onde.

Afin de comparer la réflexion partielle et la diffusion de Bragg [9], on définit la quantité correspondante à $|R|^2$, par la réflectivité radar η (équation (II-28)) multipliée par l'épaisseur de la couche l , soit [33]:

$$\eta l = 0.3 \left(\frac{l}{\lambda} \right) C_n^2 \lambda^{2/3} \quad (\text{II-44})$$

Les variations de $|R|^2$ et de ηl en fonction de $\frac{l}{\lambda}$, pour différents paramètres Δn et $C_n^2 \lambda^{2/3}$ fixés [figure II-6] montre que:

- la puissance reçue est pratiquement comparable pour les mécanismes de réflexion et de diffusion pour:

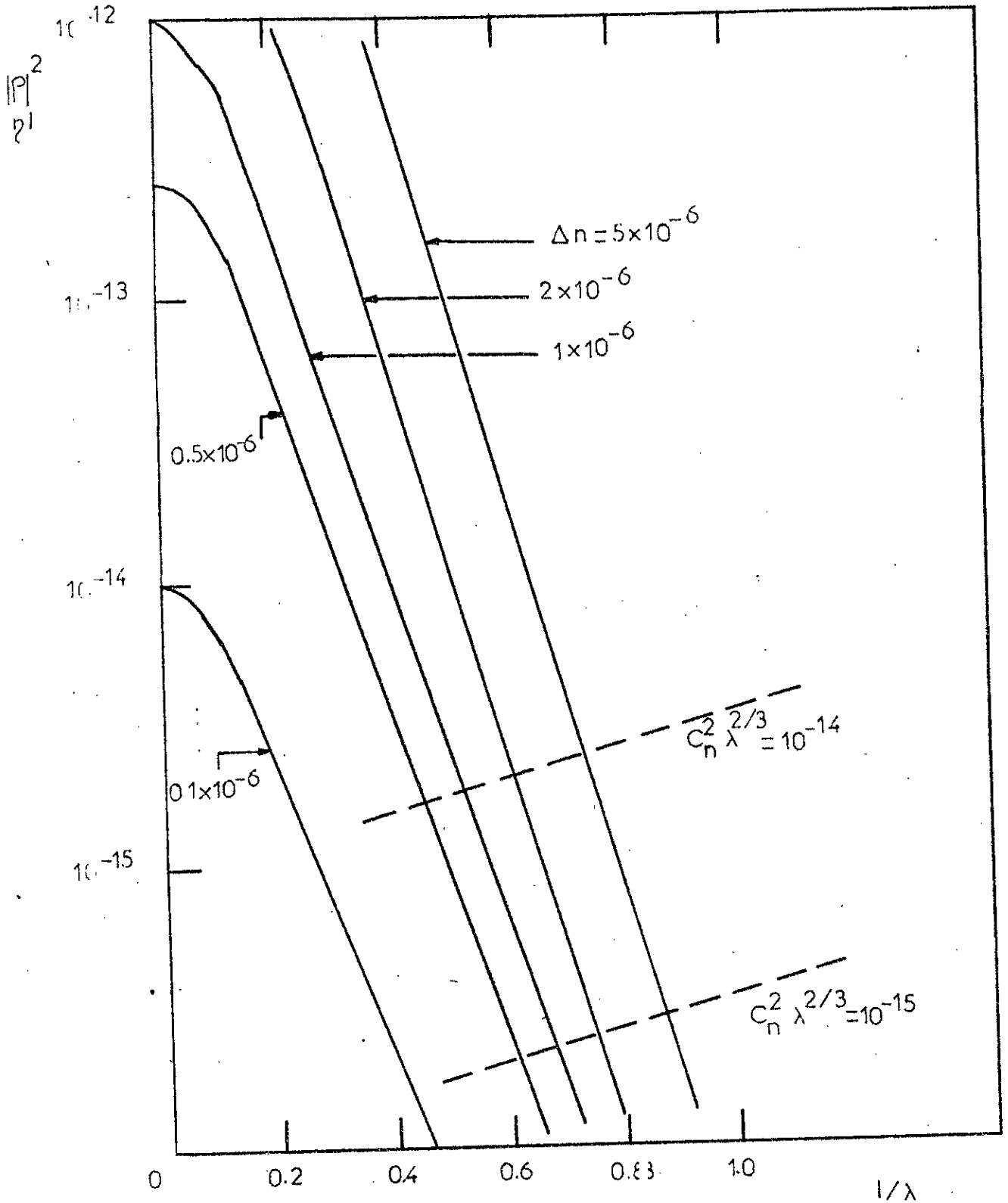


Figure II-6 : Comparaison de la réflexion partielle par les couches refractives avec à la retrodiffusion de Bragg.

(d'après E.B Gossard et Al, 1984 [3d])

$$0.5 < \Delta n < 2.0 \text{ et } 10^{-15} < C_n^2 \lambda^{2/3} < 10^{-14} \text{ quand } 0.5 < \frac{l}{\lambda} < 1.0$$

L'épaisseur l est cependant inférieure à l'échelle de Bragg pour des longueurs d'onde radar VHF.

En conséquence, l'isotropie et l'homogénéité ne sont pas respectées dans les volumes diffusants, l'échelle de Bragg étant quelquefois plus grande que l'échelle externe de la composante verticale dans le spectre du nombre d'onde.

De fortes valeurs de C_n^2 sont ainsi attribuées à la couche de transition.

La puissance de Bragg n'entre pas en ligne de compte, chaque fois que l est assez faible.

- L'épaisseur de la couche est une notion importante pour la réflexion partielle. A proximité de $\frac{l}{\lambda} = 0,6$, un accroissement d'un facteur 2 de la longueur d'onde, entraîne celui de la réflectivité d'un facteur $\sqrt{2}$, pour une épaisseur donnée
- Sous certaines conditions, où la réflexion partielle est importante, la puissance reçue provient d'une faible fraction de la cellule de résolution spatiale du radar.

Le signal est alors proportionnel au nombre de couches.

II-4 Diffusion thermique (ou incohérente) .

Des observations de la diffusion thermique au dessus de 65 Km, sous certaines conditions [5], ont montré que la réflectivité du volume diffusant s'exprime par:

$$\eta = \frac{N_e \sigma_e}{2} \quad (\text{II-45})$$

avec N_e = densité d'électrons

σ_e = section efficace de rétrodiffusion d'un électron ($\approx 10^{-28} \text{ m}^2$).

II-5 Extension de la diffusion et de la réflexion dans un milieu turbulent

anisotrope.

L'expression du champ électrique diffusé par un milieu turbulent (équation II-6) a été formulée en supposant que les distances de corrélation des irrégularités de l'indice de réfraction sont petites devant les longueurs

de Fresnel ($\cong (\lambda r)^{1/2}$) où λ représente la longueur d'onde radar et r la distance radar-volume diffusant.

Les irrégularités diffusantes pouvant être hautement anisotropes [13], peuvent posséder des longueurs de corrélation transversales comparables ou plus importantes que les longueurs de Fresnel [34].

Ce paragraphe considère le cas où le rayon de Fresnel ($r_f = (\lambda r)^{1/2} / 2$) est comparable ou inférieur aux distances de corrélation des irrégularités de l'indice de réfraction et discute une solution statistique qui englobe plusieurs processus (diffusion de Fraunhofer, diffusion de Fresnel, diffusion turbulente isotrope ou anisotrope, ...) prépondérants certaines conditions.

1- Analyse de l'extension.

Afin d'effectuer cette analyse, plusieurs hypothèses sont faites [35]:

- utilisation de l'approximation de Born (théorie d'une seule couche),
- les fluctuations de l'indice de réfraction sont des variables aléatoires de moyenne zéro et possédant des propriétés statistiques homogènes,
- la largeur de voie est étroite,
- le filtre du récepteur est de type Gaussien [36],
- L'application à r_s (défini sur la figure II-7) du développement de Taylor de second ordre,
- la taille du volume diffusant doit vérifier l'inégalité:

$$d_t^2 < 2r_0 \left(\left(\frac{r_s^2}{\pi} + d_1^2 \right)^{1/2} - |d_1| \right) \quad (\text{II-46})$$

où $2 d_t$ et $2 d_1$ représentent respectivement les dimensions transversale et parallèle à r_s du volume diffusant V_s avec $d_1 \ll r_0$

r_0 = distance radar- Origine du volume diffusant.

En 1984, R.J. Doviak et D.S. Zrnic [35] montrent que dans ce cas, l'intensité de l'écho ne dépend pas seulement de la résolution en volume, mais aussi d'un important terme, appelé terme de Fresnel.

Si l'inéquation (II-46) n'est pas vérifiée, l'extension est possible à condition que:

$$r_s^2 < 2r_0 \left(\left(\frac{r_s^2}{\pi} + d_1^2 \right)^{1/2} - |d_1| \right) \quad (\text{II-47})$$

avec ρ_f = distance de corrélation transversale.

Remarque: En comparant l'inéquation (II-47) avec l'inéquation définie par:

$$\rho_f \ll r_f / \pi^{1/2} \quad (\text{II-48})$$

On constate que le développement du deuxième ordre augmente la limite de la taille du volume diffusant et celle de la distance de corrélation

$$r_s \gg \lambda \text{ et } r_s \gg D \text{ (diamètre de l'antenne)}$$

On peut alors considérer que r_s est constant dans le terme d'amplitude et le terme de phase et le développement du deuxième ordre n'est pas valable, le terme de Fresnel n'existe pas. On se trouve alors en présence d'une diffusion de Fraunhofer incohérente.

$$r_s \leq 2D^2/\lambda$$

La distance limite déterminée par IRE Standarts Antennas en 1948, correspond à une différence de marche inférieure ou égale à $\lambda/16$ entre 0 et le bord de l'ouverture. Dans cette zone, appelée zone de Fresnel, on peut encore considérer que r_s reste constant dans l'expression de l'amplitude, mais qu'il varie dans le terme de phase, le développement de Taylor est donc valable, et le terme de Fresnel est alors important. On a alors une diffusion de Fresnel incohérente.

$$d_f < (2\rho_f)^{1/2}$$

Le développement de Taylor est possible et le terme de Fresnel existe.

On se trouve dans la situation de diffusion de fresnel cohérente.

Les propriétés statistiques des fluctuations de l'indice de réfraction pouvant être décrites par la fonction de la densité spectrale, entraîne que les effets sur la résolution en volume et le terme de Fresnel peuvent être examinés par ce biais.

En 1962, GIESSING [37] montre que dans l'espace des nombres d'onde, une expression simple de la section efficace de rétrodiffusion peut être formulée ($\sigma(k) \equiv \Phi_n(k)$) pouvant inclure les conditions d'anisotropie, et où les axes de symétrie ne sont ni verticaux, ni horizontaux.

Si la densité spectrale $\Phi_n(k)$ est fortement anisotrope, la puissance moyenne reçue décroît à partir de sa valeur de pic ($\theta = \frac{\pi}{2}$), avec une dépendance angulaire du modèle de rayonnement de l'antenne.

(figure II-8)

Si la puissance d'écho décroît lorsque Ψ croît, on se trouve en présence d'une réflexion de type spéculaire en supposant que:

$$0.54 \lambda / D \ll 1 \text{ et } \rho_h > \rho_z$$

ρ_h et ρ_z représentent respectivement les distances de corrélation horizontale et verticale.

Si la diffusion est indépendante de Ψ on a alors une diffusion isotrope prépondérante les conditions:

$$2k_0 > \rho_z^{-1} \text{ et } 2k_0 \gg \sqrt{2}/r$$

avec $k_0 =$ nombre d'onde.

Remarque: La densité spectrale des fluctuations d'indice $\Phi_n(k)$ peut être décomposée en deux composantes:

- la densité spectrale isotrope $\Phi_i(k)$
- la densité spectrale anisotrope $\Phi_a(k)$

$k_i =$ représente le nombre d'onde pour lequel $\Phi_i(k_i) \geq \Phi_a(k_i)$
avec $\Phi_i(k) \equiv k^{-11/3}$

2- Différents types de diffusion effectives en fonction du nombre d'onde.

Le tableau II-1 présente les types de diffusion qui sont effectives en fonction du nombre d'onde $2k_0$ pour le cas où $\rho_h > \rho_z$ (figure II-9)

Les limites de ces divers types de diffusion sont fonctions des paramètres ρ , D , ρ_0 et des densités spectrales Φ_i et Φ_a [35]

$$\underline{k_i < 2\rho_0/\rho_h^2}$$

La diffusion de Fraunhofer peut être isotrope ou anisotrope suivant la valeur de $2k_0$

$$\underline{k_i = \infty}$$

La diffusion est anisotrope quelque soit la valeur aussi grande de $2k_0$

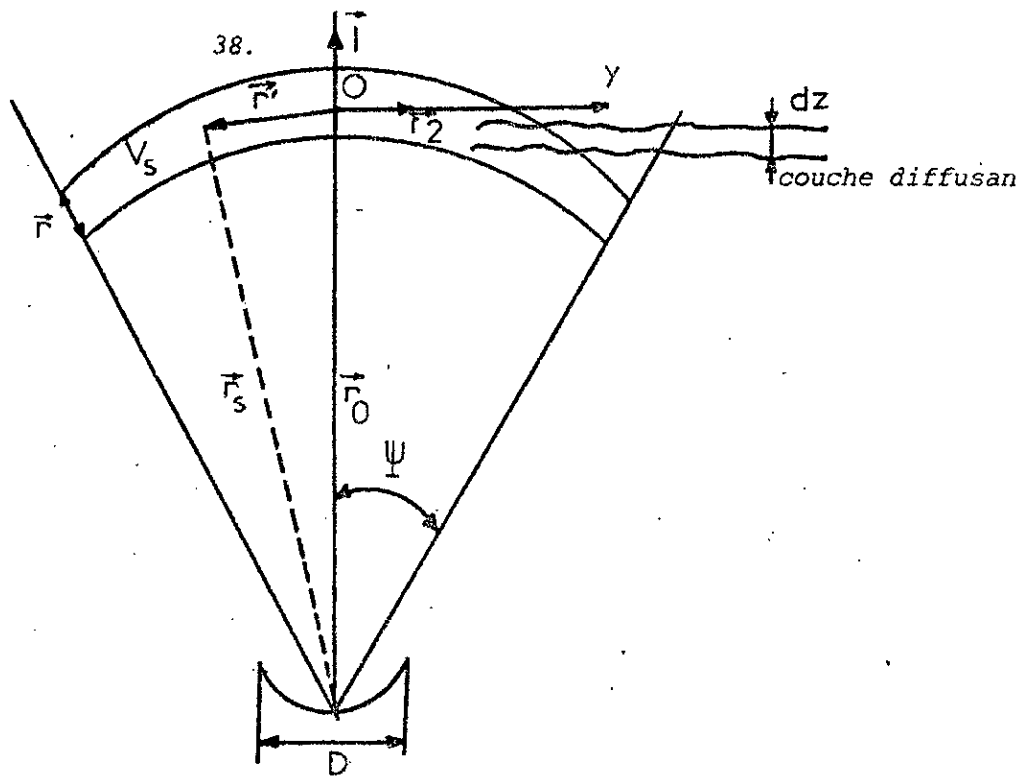


Figure II-7 : Géométrie de la rétrodiffusion.

Les distances l et t sont mesurées à partir de l'origine O du volume de résolution dans les directions parallèle (longitudinale) et perpendiculaire (transversale) à l'axe de la voie z ; t_1 est parallèle à l'axe des x et perpendiculaire à t_2

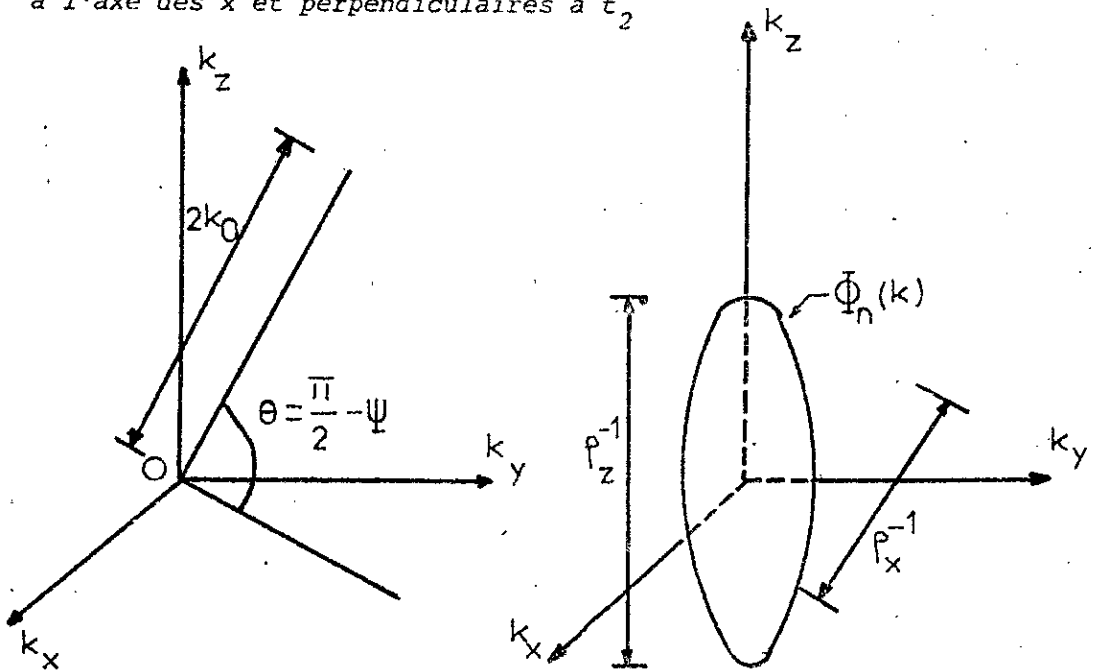


Figure II-8 Géométrie définissant les quantités θ , ψ et $2k_0$

Fig II-9: Contour de surface de la densité spectrale $\Phi_n(k)$ pour les fluctuations ayant des longueurs de corrélation symétriques le long de x et y et supérieures à la longueur de corrélation le long de z .

$$k_i < 2\pi r_0 / R_h^2 \text{ et } 2k_0 > 2 \text{ (m}^{-1}\text{)}$$

on se trouve dans une région de diffusion isotrope.

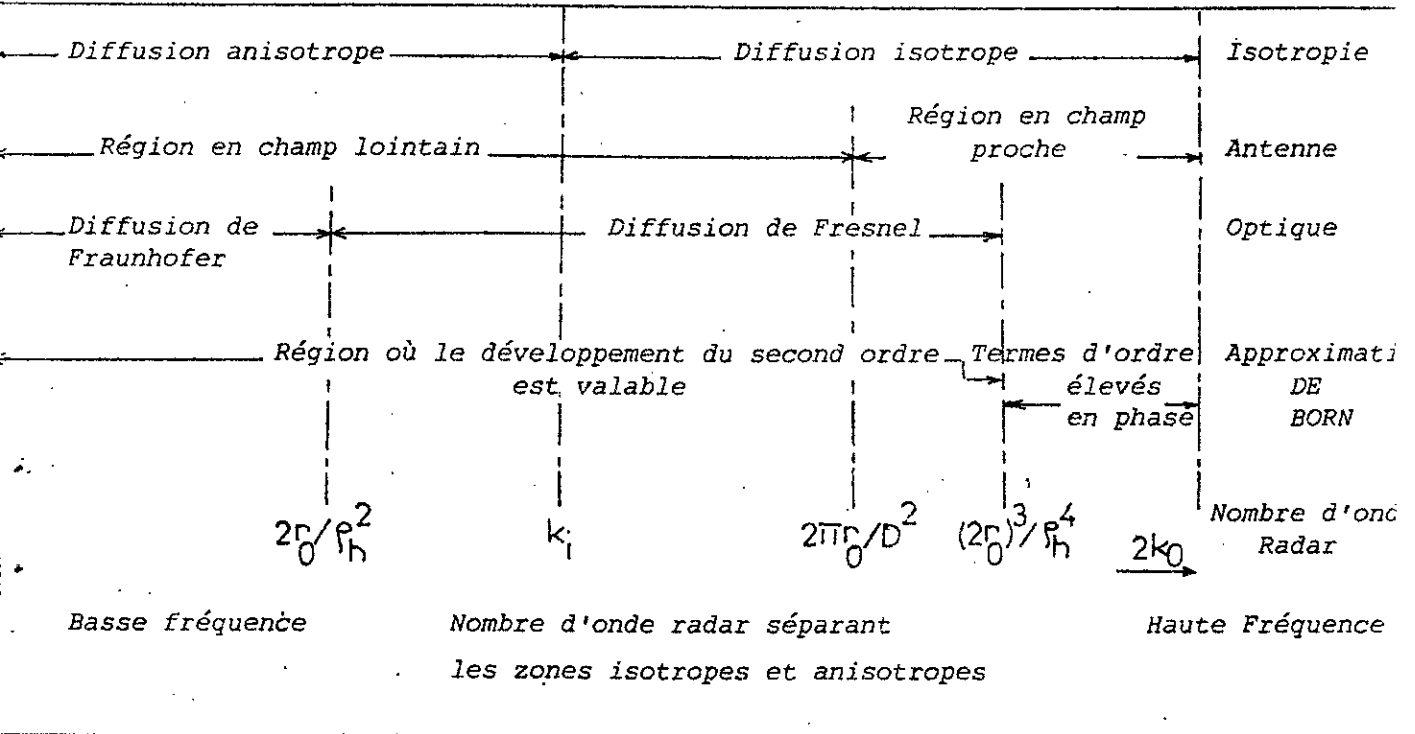


Tableau II-1

Diffusions effectives en fonction du nombre d'onde
 (Tiré de R.J. Doviak et D.S. Zrnik, 1984 [35])

Les valeurs numériques de ces limites sont les suivantes [35]:

- $2k_0 < 2r_0/R_h^2 = 137.5$ représente la condition pour la diffusion de Fraunhofer.
- $2k_0 < k_i = 3$ représente la condition pour la diffusion isotrope.
- $2k_0 < 2\pi r_0/D^2 = 1.6$ représente la condition du champ d'antenne lointain.
- $2k_0 < (2r_0)^3/R_h^4 = 93832$ représente la condition où le développement du second ordre du terme de phase est valable.

II-6 Rétrodiffusion par des diffuseurs discrets [1].

La diffusion résulte de la combinaison des multipôles électriques et magnétiques oscillants, induits par l'onde électromagnétique dans le corps. L'approximation de Rayleigh consiste dans de nombreux cas pratiques à considérer que la taille radioélectrique des sphères ($\pi D / \lambda$) est petite, car le diamètre des diffuseurs météorologiques est faible en comparaison aux longueurs d'onde utilisées. Dans ces conditions, les moments multipolaires peuvent être négligés et la réflectivité effective d'une particule sphérique est obtenue approximativement en remplaçant la sphère par un dipôle équivalent dont la longueur est le diamètre de la sphère.

La section efficace de rétrodiffusion s'écrit:

$$\sigma = \frac{\pi^5}{\lambda^4} |K|^2 D^6 \quad (\text{II-49})$$

où K s'exprime par:

$$K = \frac{m^2 - 1}{m^2 + 1} \quad (\text{II-50})$$

Avec $m =$ indice de réfraction complexe ($m = n - iq$)

$n =$ indice de réfraction ordinaire

$q =$ coefficient d'absorption du matériau constituant la sphère

$D =$ diamètre de la sphère

$\lambda =$ longueur d'onde radar

Le signal rétrodiffusé par les précipitations peut ne pas être négligeable pour les longueurs d'onde aussi grande que 6m, si celles-ci remplissent totalement le faisceau radar. Par contre, l'atténuation des ondes par la pluie est considérée comme négligeable pour les fréquences employées par les radars S.T.

Comme les précipitations, les insectes et oiseaux donnent naissance à des échos épisodiques.

III- Equations du radar S.T. et du rapport signal sur bruit.

III-1 Equations du radar.

Aux deux mécanismes principaux (diffusion turbulente isotrope et réflexion partielle) donnant naissance aux échos en air clair sont associés deux équations du radar [9,3,38,39,], qui expriment la puissance reçue en fonction des paramètres du radar et des caractéristiques du milieu atmosphérique.

1- Diffusion turbulente isotrope.

L'expression de la puissance reçue s'exprime par (ANNEXE D1):

$$P_s = \frac{\alpha^2 P_t A_e c \tau}{\{3\sqrt{2}\pi r^2\}} \quad (II-51)$$

Avec :

- α : Pertes dans l'antenne et les guides d'onde
- P_t : Puissance de pic émise
- A_e : Surface effective de captation de l'antenne
- c : Célérité des ondes électromagnétiques
- τ : Largeur de l'impulsion émise
- r : Distance entre le radar et la cible

2- Réflexion partielle .

La puissance reçue s'écrit (ANNEXE D2):

$$P_r = \frac{\alpha^2 P_t G^2 \lambda^2}{(\{3\pi r\}^2)} |P|^2 \quad (II-52)$$

Avec :

- G : Gain à l'émission
- λ : Longueur d'onde radar

III-2 Equations du rapport signal sur bruit.

La puissance reçue est essentiellement polluée par le bruit cosmique et le bruit du récepteur.

La puissance de bruit peut s'écrire:

$$P_n = k T B_n = k (\alpha T_c + T_r) B_n \quad (\text{II-53})$$

avec: $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/}^\circ\text{K}$ (Constante de Boltzman)

T_c = Température équivalente du bruit cosmique

T_r = Température équivalente du bruit dans le récepteur ($\approx 300^\circ\text{K}$)

$B_n = \frac{1}{\delta}$ = Bande de bruit du récepteur accordé

1- Cas de la diffusion turbulente.

En utilisant les équations (II-28), (II-51) et (II-53) le rapport signal sur bruit s'écrit:

$$\frac{S}{N} = \frac{P_r}{P_n} = \frac{0.3\{3}{\{3\sqrt{2}\pi} \frac{\alpha^2 P_t A_e c \delta \lambda^{-1/3}}{k T B_n r^2} C_n^2 \quad (\text{II-54})$$

On remarque que ce rapport est directement proportionnel à la constante de structure réfractive de la turbulence C_n^2 qui caractérise l'intensité de la turbulence.

2- Cas de la réflexion partielle.

Pour calculer $|R|^2$, il faut connaître les variations du gradient de l'indice de réfraction dans la couche considérée, ainsi que le rapport $1/\lambda$.

Dans notre cas, une estimation de l'amplitude de ce coefficient est suffisante soit β .

En tenant compte de cette hypothèse, et des équations (II-52) et (II-53), le rapport signal sur bruit s'exprime par:

$$\frac{S}{N} = \frac{P_r}{P_n} = \frac{1}{64\pi^2} \frac{\alpha^2 P_t G^2 \lambda^2}{k T B_n r^2} \beta^2 \quad (\text{II-55})$$

Remarque:

En réalité, ces formules ne sont pas utilisées directement car le rapport signal sur bruit est amélioré par le traitement du signal.

3- Contribution simultanée de la diffusion turbulente et de la réflexion partielle. [6]

Les échos de faible intensité dus aux réflexions partielles, sont reçus dans des directions inclinées de quelques degrés par rapport à la verticale. De même, les signaux dus à la diffusion sont captés dans toutes les directions. Il existe donc, des situations où les échos reçus sont composés de signaux diffusés et réfléchis. Il est intéressant de connaître les effets et les grandeurs de chaque composante et de savoir quel phénomène est responsable de l'écho reçu.

i- Comparaison.

Le rapport des équations (II-55) et (II-54) est de la forme:

$$R = 0.1 \frac{\beta^2 G \lambda^{1/3}}{C_n^2 \Delta r} \quad (\text{II-56})$$

La puissance réfléchiée par une couche stratifiée pour une valeur de β de l'ordre de 10^{-7} est comparable à la puissance diffusée pour un C_n^2 de l'ordre de $10^{-14} m^{-2/3}$. Ceci prouve la contribution des 2 mécanismes dans l'écho reçu.

L'étude des caractéristiques du signal reçu, permet de déterminer le mécanisme dominant.

ii- Différenciation des échos.

Une première possibilité afin de séparer les deux effets, est d'étudier le temps de cohérence du signal (figure II-10c).

Pour une diffusion turbulente, le temps de corrélation des fluctuations de l'intensité du signal est proportionnel à [22]:

$$t_c = \frac{\lambda}{(\epsilon L)^{1/3}} \quad (\text{II-57})$$

avec:

ϵ = Taux de dissipation de l'énergie turbulente

L = Dimension linéaire du volume turbulent

λ = Longueur d'onde radar

Remarque:

Le temps de cohérence t_c du signal est faible pour la diffusion turbulente ($\sim 1s$) et important pour la réflexion partielle ($\sim 5s$ ou plus) [19].

Le problème peut être ramené à l'étude de la largeur spectrale Δf qui est directement accessible par l'expérience [21], et qui est relié à t_c par:

$$\Delta f \equiv \frac{1}{t_c} \quad (\text{II-58})$$

Un processus turbulent donne de fortes largeurs spectrales, tandis que celui de la réflexion fournit de faibles largeurs spectrales.

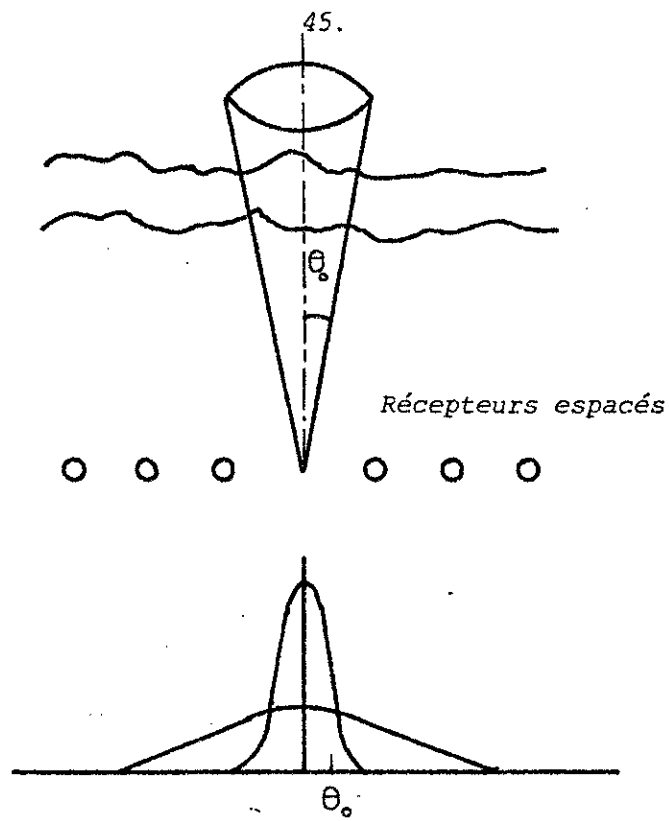
La largeur spectrale est directement proportionnelle à l'intensité de la turbulence.

Cependant, des études ont montré que le temps de cohérence n'est certainement pas le seul facteur modifiant la largeur spectrale [41]. Il se peut, en effet qu'une largeur de faisceau θ_0 trop importante induise une pollution de ce paramètre par la vitesse horizontale du vent (figure II-10a).

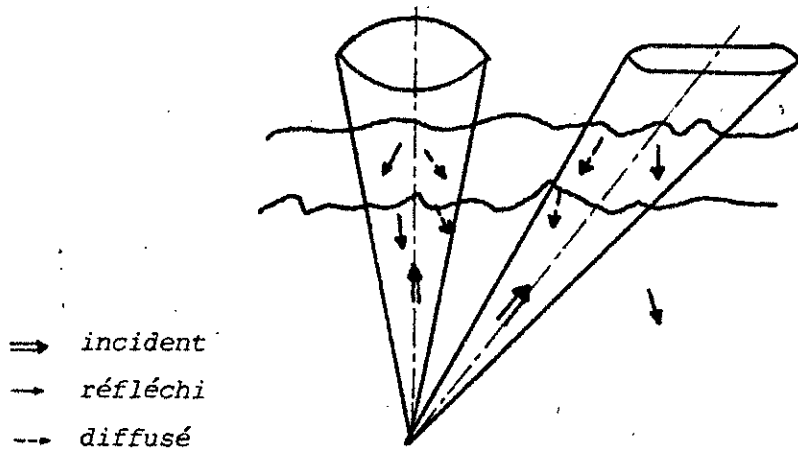
Ces phénomènes sont encore assez mal connus, aussi c'est avec la plus grande précaution qu'il faut utiliser la notion de largeur spectrale.

Une deuxième possibilité pour détecter la contribution des échos réfléchis, est de balayer l'antenne à partir du zénith et de comparer les puissances reçues (figure II-10b).

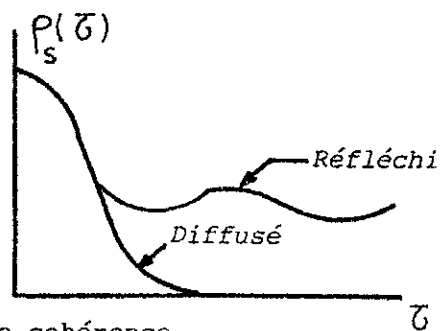
La contribution de la réflexion doit décroître quand l'antenne s'écarte du zénith.



a/ Spectre Angulaire



b/ Aspect sensitif



c/ Temps de cohérence

Figure II-10: Trois méthodes de différenciation entre les échos réfléchis et diffusés.

[Tiré de P.K. RASTOGI ET J. RÖTTGER, (40)]

CHAPITRE III

ETUDE DE LA TECHNIQUE DE LA MESURE PAR RADAR S.T.

I- Méthodes de mesures.

I-1 Introduction.

Il existe principalement deux concepts de radar S.T. [9,42]:

- Les radars à réseaux d'antennes demi-onde ou coaxiales collinéaires [43] basés sur la méthode doppler et ses variantes telles que les systèmes VAD (Velocity Azimuth Display) . (figure III-1).
- Les radars à réseaux d'antennes Yagis, pour lesquels les antennes d'émission et de réception ne sont pas les mêmes. Ces radars sont basés sur la méthode des antennes espacées (figure III-2) .

Ce deuxième concept est partiellement abandonné au profit du premier, du fait de la lourdeur du traitement du signal et de la difficulté du choix de la distance entre les antennes, qui n'est pas indépendante de la vitesse du vent. Cette méthode présente cependant, des avantages tels que la mesure des trois composantes au même point et l'utilisation des forts échos en vertical uniquement.

La détermination par la méthode Doppler des principaux paramètres atmosphériques tels que la vitesse du vent, la turbulence , la stabilité atmosphérique et la détermination de la hauteur de la tropopause repose essentiellement sur l'examen:

- du déplacement Doppler pour la mesure de la vitesse du vent,
- de la puissance du signal rétrodiffusé par le milieu atmosphérique pour la détermination des autres paramètres.

I-2 Vitesse du vent.

L'écart de fréquence subi par le signal émis, après avoir été diffusé (ou réfléchi) par une cible en mouvement de vitesse V_r , représente la fréquence Doppler f_D définie par [44]:

$$f_D = f_e - f_r = -\frac{2V_r}{\lambda} \quad (III-1)$$

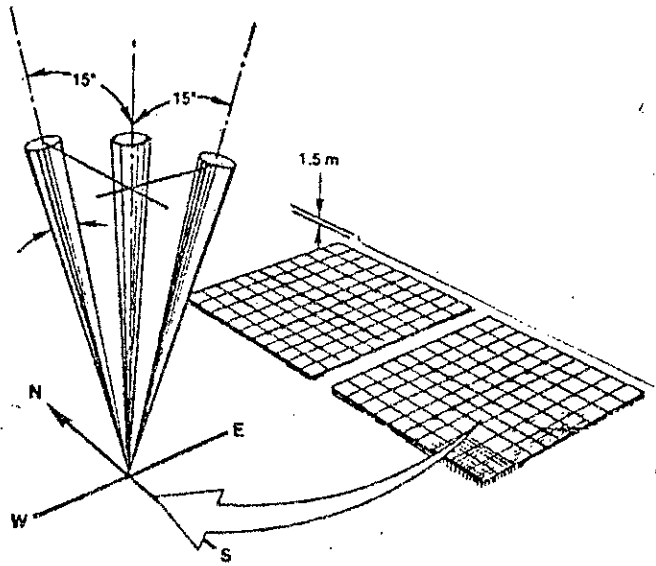


Figure III-1 Méthode Doppler

(configuration utilisée par le radar S.T. Provence.)

(Tiré de K.S. Gage et B.B. Balsley, 1981 [4])

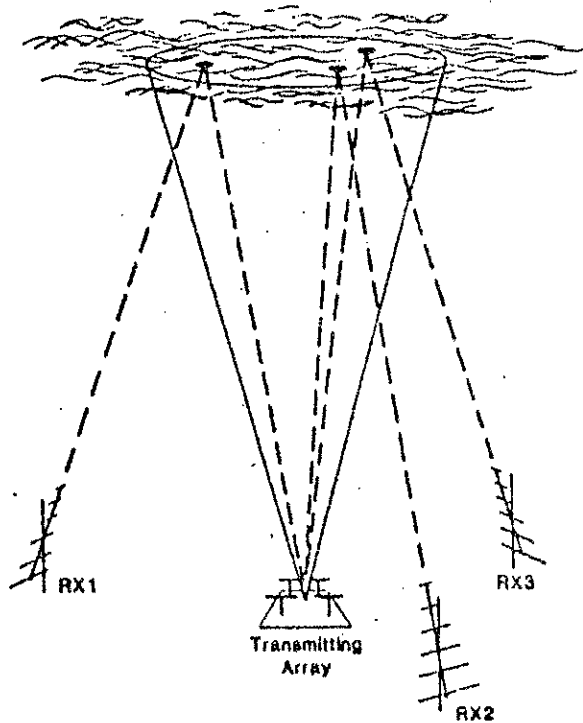


Figure III-2 Méthode des antennes espacées

(Tiré de B.B Balsley et K.S. Gage, 1982 [42])

Avec f_e = Fréquence du signal émis
 f_r = Fréquence du signal rétrodiffusé
 λ = Longueur d'onde radar

Afin d'obtenir la vitesse du vent, trois mesures sont nécessaires dans les directions: verticale (V), Nord-Est (SE) et Sud-Est (SE)

1- Mesure de la composante verticale.

Cette mesure est réalisée à l'aide du réseau d'antennes pointant à la verticale.

Cette composante peut être polluée par les vitesses horizontales \vec{v}_1 et \vec{v}_2 , sur les bords du cône du faisceau (figure III-3) et deux cas peuvent se présenter:

Si $\vec{v}_1 = \vec{v}_2$ de part et d'autre du cône, la pollution est nulle et on mesure exactement la vitesse verticale du vent.

Si $\vec{v}_1 \neq \vec{v}_2$, la composante verticale du vent est alors polluée par le gradient de la vitesse horizontale.

Pour minimiser cette erreur, on propose soit:

- de diminuer la largeur du faisceau,
- ou de déterminer le gradient de la vitesse horizontale, afin de l'éliminer par la suite.

2- Mesures des composantes horizontales.

Ces mesures sont effectuées à l'aide des deux réseaux d'antennes pointant en oblique à 15° de la verticale dans les directions Nord-Est et Sud-Est.

Pour chacune des directions, la vitesse horizontale V est donnée par l'expression: (voir figure III-4)

$$V = \frac{V_m}{\sin(15)} \quad (\text{III-2})$$

avec V_m = Vitesse du vent mesurée dans la direction de tir considérée.

La hauteur réelle de visée h s'exprimant par:

$$h = h_m \cos(15) \quad (\text{III-3})$$

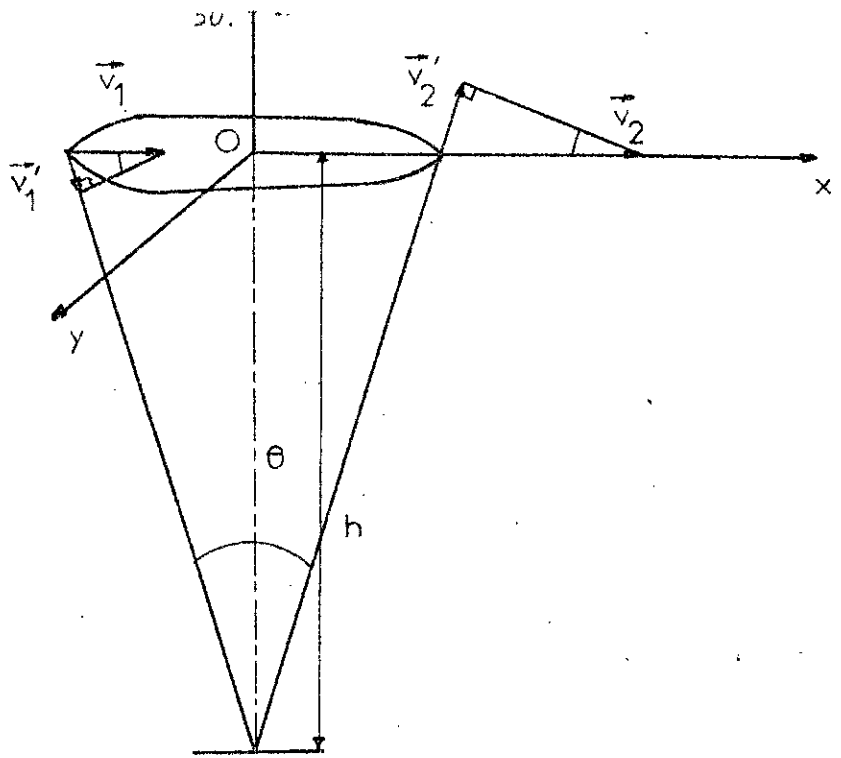


Figure III-3: Pollution de la composante verticale du vent par les vitesses horizontales sur les bords du cône du faisceau.

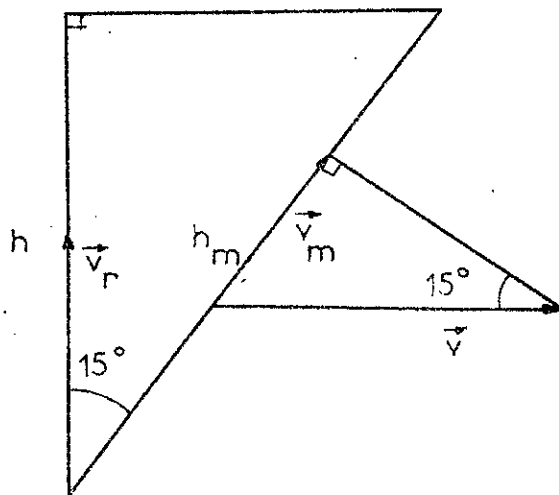


Figure III-4: Construction des composantes horizontales du vecteur vitesse-vent à partir des vitesses mesurées en oblique.

Avec hm = Distance sur la ligne de visée.

En tenant compte de l'effet de la composante verticale du vent, l'expression de la composante horizontale devient:

$$V = \frac{V_m - V_r \cos(15)}{\sin(15)} \quad (\text{III-4})$$

Remarque:

Le radar mesure une vitesse de vent moyenne sur un volume donné.

Cette mesure est plus représentative de la vitesse réelle en comparaison avec une mesure locale même précise [21]

I-3 Ondes de gravité.

Les mesures de la composante verticale de la vitesse du vent effectuées par l'équipe "atmosphère" du L.S.E.E.T pour des périodes s'étalant sur quelques mois, ont permis de déterminer les variations temporelles de celle-ci (fig III-5) et d'étudier par ce biais les ondes de gravité dont les origines sont diverses (Orographie, phénomènes convectifs, cisaillement du vent ...)

I-4 Turbulence atmosphérique. [3,45]

L'intensité de la turbulence atmosphérique peut être caractérisée par [46]:

- La constante de structure réfractive de la turbulence C_n^2 (pour une turbulence de type Kolmogorov),
- ou la largeur du spectre Doppler,
- ou par une analyse en série temporelle des vents moyennés.

Seule la première technique de mesure est prise en considération dans cette étude.

1- Mesure de la constante de structure réfractive de la turbulence.

L'expression de C_n^2 , déduite de l'équation (II-54), s'écrit:

$$C_n^2 = 10^{-13} \cdot \frac{T \lambda^{1/3}}{P A_e} \cdot \left(\frac{r}{\Delta r} \right)^2 \cdot \left(\frac{S}{N} \right) \quad (\text{III-5})$$

Pour le cas du radar S.T, que nous avons utilisé en Provence, on a :

$$\begin{aligned} P_t &= 35 \text{ KW} \\ A_e &= 3700 \text{ m}^2 \\ T &= 6000^\circ \text{ K} \\ \lambda &= 6 \text{ m} \end{aligned}$$

La constante de structure réfractive de la turbulence devient:

$$C_n^2 = 0.834 \times 10^{-17} \left(\frac{r}{\Delta r} \right)^2 \left(\frac{s}{N} \right) \quad (\text{III-6})$$

La structure de la turbulence atmosphérique de grosse échelle est intermittente dans le temps et inhomogène dans l'espace. Par contre, la structure de petite échelle de la turbulence à l'intérieur des couches turbulentes approche une homogénéité locale et une isotropie approximativement conforme à la théorie de la turbulence dans le domaine inertiel de Kolmogorov.

Au vu de l'inhomogénéité des structures de grosses échelles, il apparaît utile de distinguer entre les mesures locales, et en volume de la constante de structure réfractive de la turbulence C_n^2 .

Le radar mesure une valeur moyenne $\overline{C_n^2}$ des C_n^2 locaux telle que [46]:

$$\overline{C_n^2} = F \cdot C_n^2 \quad (\text{III-7})$$

Avec F = Fraction du volume turbulent observé.

2- Mesure du taux de dissipation des tourbillons.

Le taux de dissipation ϵ (chapitre I) est souvent utilisé pour paramétrer l'intensité de la turbulence atmosphérique.

Par analogie à C_n^2 , on peut écrire que:

$$\overline{\epsilon} = F \epsilon \quad (\text{III-8})$$

C_n^2 est relié à ϵ par l'expression [46,47] :

$$C_n^2 = a_n^2 \cdot \alpha' \cdot R_{icrit} \cdot N^{-2} \cdot \epsilon^{2/3} \cdot M^2 \quad (\text{III-9})$$

Avec a_n^2 = Constante ($\approx 2,8$)

α' = Proportion des tourbillons diffusants ($\approx 1,0$)

R_{icrit} = Nombre de Richardson critique ($\approx 0,25$)

N = Fréquence de Brunt-Vaissala ($\approx (g \frac{\partial}{\partial z} (\log \theta))^{1/2}$)

g = Accélération gravitationnelle

θ = Température potentielle

M = Gradient de l'indice de réfraction

M a pour expression [33]:

$$M = -77.6 \times 10^{-6} \cdot \frac{P}{T} \left(\frac{\partial \log \theta}{\partial z} \right) \left[1 + \frac{15.5q}{T} \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \log q}{\partial z} / \frac{\partial \log \theta}{\partial z} \right) \right) \right] \quad (\text{III-10})$$

Avec P = Pression atmosphérique

T = Température absolue

q = Humidité spécifique

En posant:

$$X = 1 + \frac{15.5q}{T} \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \log q}{\partial z} / \frac{\partial \log \theta}{\partial z} \right) \right)$$

et en utilisant les équations (III-7), (III-8), (III-9) et (III-10) on montre aisément que:

$$\bar{E}(P, T, z) = 3.43 \times 10^{15} \left(\frac{T(z)}{P(z)} \right)^3 (F^{1/3} N^2)^{-3/2} X^{-3/2} (C_n)^{3/2} \quad (\text{III-11})$$

En atmosphère sèche, on a X de l'ordre de l'unité et par suite les valeurs climatologiques de $T(z)$ et $P(z)$ peuvent être utilisées sans introduire de grandes erreurs [46,47]. Il reste donc à évaluer $F^{1/3} \cdot N^2$ afin de pouvoir déterminer \bar{E} .

Un modèle paramétrant F en termes de cisaillement du vent moyen et du gradient de la température potentielle a été développé par Vandzandt et Al en 1978 [45]. Le cisaillement du vent étant déterminé par radar, le gradient de la température potentielle est seulement valable durant l'ascension de la sonde.

L'expression de $(F^{1/3} \cdot N^2)$ peut s'exprimer par [47]:

$$\frac{\sigma^2}{4} F^{1/3} \bar{\sigma}_c^2 \quad (\text{III-12})$$

Avec

$$\bar{\sigma}_c \equiv \frac{S_c}{\sigma} = \frac{2N}{\sigma} \quad (\text{III-13})$$

Où S_c et σ représentent les paramètres de la turbulence modèle

S_c = Cisaillement critique du vent (pour $R_i \approx 0,25$)

σ = Déviation standard du cisaillement ($\sigma = 0,010 \text{ s}^{-1}$ dans la troposphère et $\sigma = 0,015 \text{ s}^{-1}$ dans la stratosphère.)

Les variations de $F^{1/3} \bar{\sigma}_c^2$ en fonction de F sont représentées sur la figure III-6. Ces courbes présentent un maximum pour une valeur donnée de $\bar{\sigma}$.

Lorsque $\bar{\sigma}$ décroît les variations de la fonction diminuent

I-5 stabilité atmosphérique [48,50]

La stabilité hydrostatique de l'atmosphère peut être caractérisée par le gradient moyen de l'indice de réfraction \bar{M} ou par le gradient de la température potentielle $(1/\theta)(\partial\theta/\partial z)$.

1- Mesure du gradient moyen de l'indice de réfraction \bar{M} .

En appliquant l'équation (II-55), au cas du radar S.T. Provence, le coefficient de réflexion en puissance devient:

$$|P|^2 = 3.7 \times 10^{-21} \frac{r^2}{\Delta r} \left(\frac{S}{N}\right) \quad (\text{III-14})$$

La diffusion de Fresnel étant un mécanisme plus réel que la réflexion de Fresnel, on utilise l'équation (II-38) pour exprimer l'amplitude de la composante harmonique demi-longueur d'onde de M ($M \equiv dn/dz$) :

$$M_{\lambda/2} = 2k(\partial n)_{\lambda/2} = F(\lambda) \bar{M} \quad (\text{III-15})$$

Avec $F(\lambda)$ = Fonction empirique dépendant de λ :

Et en utilisant l'équation (II-39), il s'ensuit que:

$$|P|^2 = (\Delta r)^2 \frac{F^2(\lambda)}{16} \bar{M}^2 \quad (\text{III-16})$$

A partir des équations (III-14) et (III-16), on déduit aisément que:

$$\bar{M}^2 = 6.0 \times 10^{-20} \left(\frac{r}{\Delta r}\right)^2 \frac{1}{F^2(\lambda) \Delta r} \left(\frac{S}{N}\right) \quad (\text{III-17})$$

En atmosphère sèche, M est proportionnel au produit du rapport $\frac{P}{T}$ et de la stabilité hydrostatique $\partial \log \theta / \partial z$ de l'atmosphère.

La figure III-7 présente des profils verticaux de S_v obtenu à partir des données du radar Sunset et de l'amplitude de M_d^2 déduite des données de la station de radiosondage de Denver (USA). On constate une assez bonne corrélation entre ces profils.

2- Détermination du gradient de la température potentielle.

La relation entre $(\partial n)_{\lambda/2}$ et M peut être de la forme [50]:

$$(\partial n)_{\lambda/2}^2 = \beta F(\lambda) \lambda^2 M^2 \quad (\text{III-18})$$

Avec β = Constante déterminée empiriquement

En utilisant les équations (II-52), (II-39), (III-18) et (III-10), on montre qu'en atmosphère sèche:

$$\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \{3 \times 10^3\} \frac{\lambda}{P \sqrt{2} A_e} (\beta F(\lambda))^{-1/2} \frac{T}{P} \left(\frac{P}{\Delta r} \right) P_r^{1/2} \quad (\text{III-19})$$

Cette expression est proportionnelle à la fréquence de Brunt Vaissala (§ I-4,2).

La figure III-8 présente des profils de S_v ($\equiv P_r$) et $\frac{\Delta \theta}{\Delta z}$. Le profil de S_v obtenu par radar est assez bien corrélé avec celui de la stabilité hydrostatique $\frac{\Delta \theta}{\Delta z}$.

3- Conclusion:

Ces expressions expriment la stabilité hydrostatique de l'atmosphère en fonction de la puissance reçue. Cependant en basse altitude, une correction doit être apportée afin de tenir compte de l'influence de l'humidité.

I-6 Détection de la hauteur de la tropopause.

La technique de détection des couches stables par radar S.T. est appliquée pour la détermination de la hauteur de la tropopause [21,48,49,50].

Une méthode objective pour déterminer la hauteur de la tropopause est développée à partir de l'application du modèle de diffusion de Fresnel [49]. Cette technique combine une comparaison du profil de la puissance rétrodiffusée avec une prédiction du modèle, pour un gradient de température de -2°K/km .

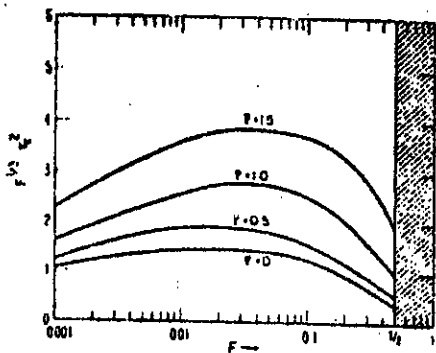


Figure III-6 Variation de $F^{1/3} \bar{\sigma}_c^2$ avec F pour différentes valeurs de $\bar{\sigma}_c$, en accord avec le modèle de Van Zandt et al (1978) (tiré de K.S. Gage, J.L. Green et T.E. Van Zandt, 1980 [47])

Figure III-7 Profils verticaux de S_v obtenu à partir du radar Sunset et de l'amplitude de M_d^2 déduite des données de la station de radiosondage de Denver (USA) (D'après K.S. Gage et J.L. Green, 1980 [50])

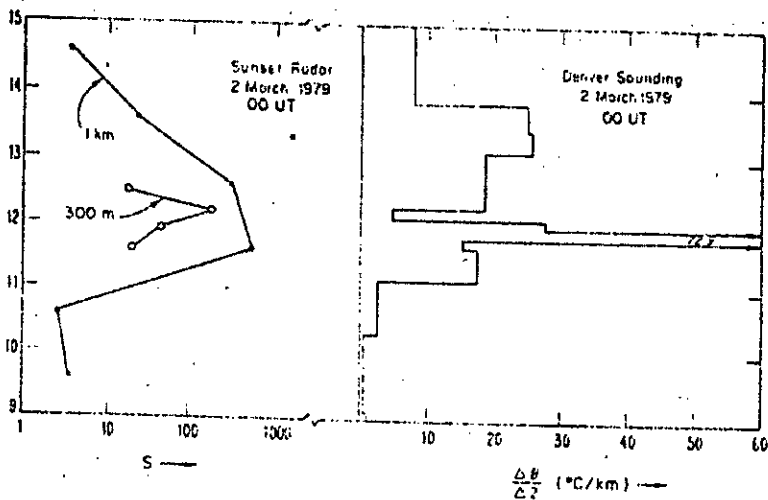
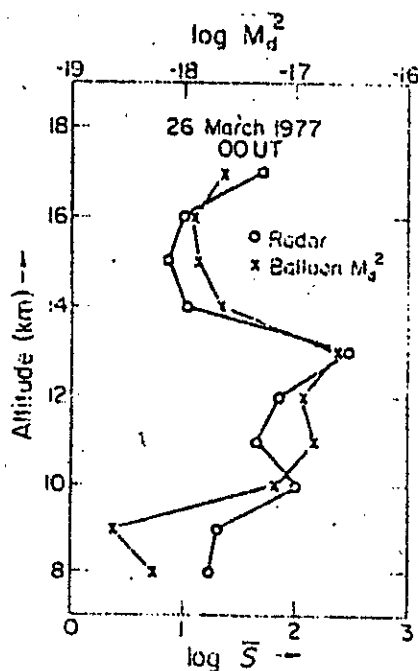


Figure III-8 Profils verticaux de S_v pour deux résolutions spatiales (300 et 1000 m) et du gradient de la température potentielle. (D'après K.S. Gage et J.L. Green, 1980 [50])

Les gradients de la température potentielle et de la température absolue étant reliés par l'équation (II-2), on montre que:

- dans la troposphère $\partial T/\partial z < 0$, (sans tenir compte des couches d'inversion)
- et dans la stratosphère $\partial T/\partial z > -2^\circ \text{K/Km}$

La hauteur de la tropopause peut être identifiée à l'altitude à laquelle le profil observé de (S/N) croise la courbe théorique de (S/N) pour $\partial T/\partial z$ égale à 2°K/Km .

Un exemple de détermination de la hauteur de la tropopause est fourni par les figures III-9 a et b. La hauteur de la tropopause varie en fonction de la température (figure III-10).

I-7 Détermination du profil de la température absolue.

Cette technique est capable de fournir le profil de la température, en connaissant au préalable la température et la pression aux différentes altitudes à partir de données ballon [51].

Quel est l'intérêt de cette méthode exigeant à la fois les données ballon et radar? La réponse est que par jour de mistral violent, la radar de poursuite décroche très vite.

En utilisant les expressions (I-2) et (III-19), on montre que:

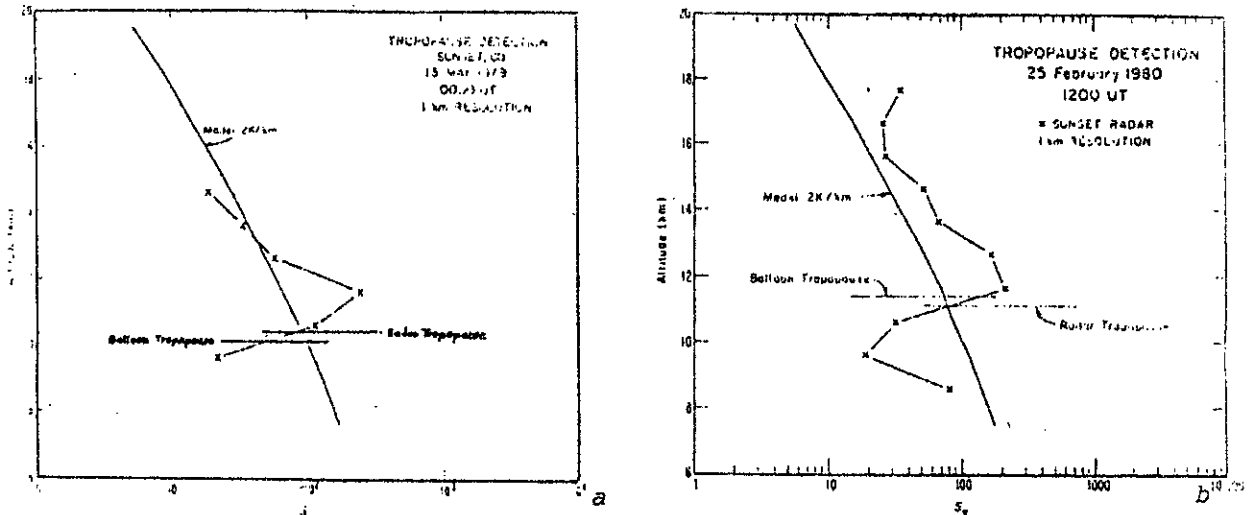
$$\frac{dT}{dz} = \{3 \times 10^3 \frac{\lambda}{P_r^{1/2} A_e} (\beta F(\lambda))^{-1/2} \frac{T^2}{P} (\frac{r}{\Delta r}) P_r^{1/2} + \Gamma_a \quad (III-20)$$

P_r étant relié à (S/N) par l'expression:

$$P_r = k B (\alpha T_c + T_r) (\frac{S}{N}) \quad (III-21)$$

Ces deux relations, nous permettent de déterminer le profil en altitude de la température.

Les figures III-11 a et b montrent une comparaison des profils de la température déduits de mesures faites par le radar Sunset VHF et par radiosondage. On constate une assez bonne corrélation entre ces profils. Pour éliminer l'influence de la portée, on définit, une puissance reçue normalisée S_v par [52,50,53]:



Figures III-9: Détermination de la hauteur de la tropopause à partir d'observations radar par une méthode objective.

(d'après K.S. Gage et J.L. Green, 1981 [49])

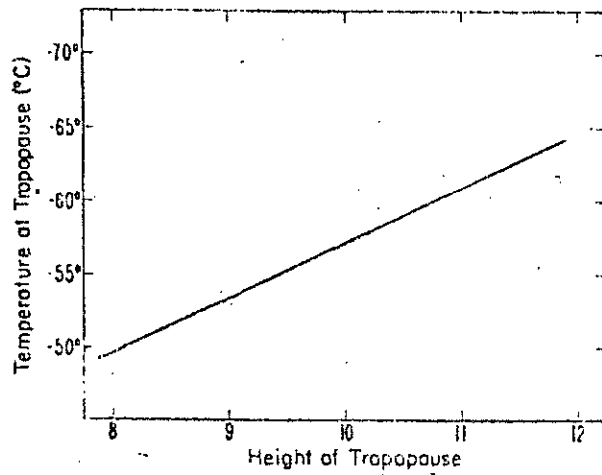
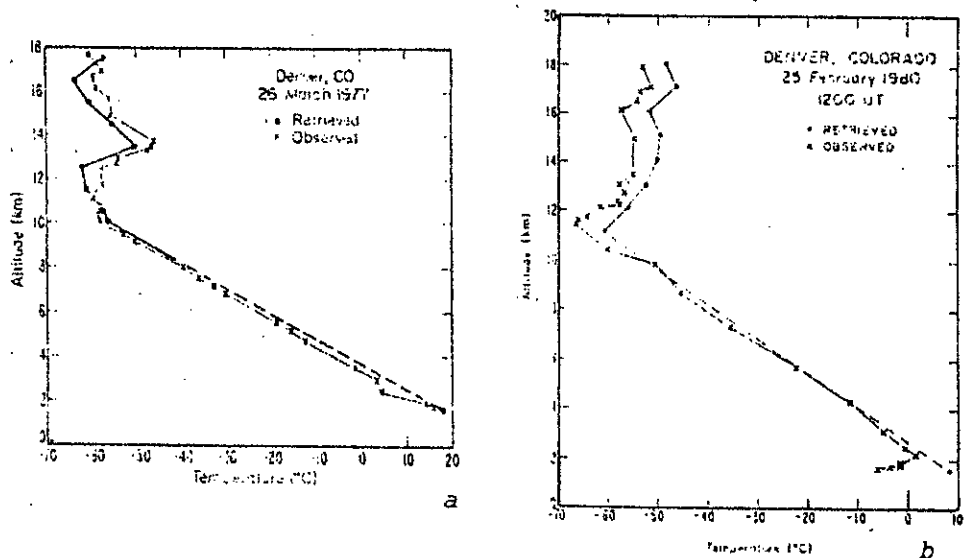


Figure III-10: Température de la tropopause fonction de la hauteur de la tropopause à partir des données de radiosondage de Denver.

(d'après K.S. Gage et J.L. Green, 1981 [51])



Figures III-11: Comparaison de profils de température obtenus par radar sunset et par radiosondage. (d'après K. Gage et J.L.Green, 1981 [51])

$$S_v = 10^{17} P_r \left(\frac{r(m)}{10^3(m)} \right)^2 \quad (III-22)$$

Avec P_r = Puissance reçue qui s'exprime en Watts.

II- Phénomènes physiques importants.

Les tracés de l'évolution temporelle de la vitesse verticale du vent, des isocontours de la vitesse horizontale du vent et du rapport signal sur bruit, permettent d'étudier certains phénomènes physiques importants tels que les ondes de gravité, le jet Stream, la convection, la turbulence (C.A.T), le mistral,.... et qui ont des effets relativement importants sur la dynamique de l'atmosphère [47,41].

Les études de ces phénomènes physiques ne font pas l'objet de ce présent travail.

CHAPITRE IV

TRAITEMENT DU SIGNAL.

I- Introduction.

Le signal rétrodiffusé par le milieu atmosphérique subit un traitement en temps réel par le calculateur NOVA 800 de Data Général. Ce traitement consiste en un calcul du spectre de la puissance Doppler [54,55,56] pour chaque altitude considérée.

Le spectre de la puissance Doppler fournit respectivement des informations sur la force de l'écho (proportionnelle à la constante de structure réfractive de la turbulence C_n^2 ou au coefficient de réflexion en puissance $|\rho|^2$) et la vitesse radiale (proportionnelle au décalage en fréquence).

Pour récupérer l'information de phase (vitesse radiale), le signal est au préalable séparé par un démodulateur synchrone en deux composantes, l'une en phase I et l'autre en quadrature de phase Q [44]

II- Traitement en temps réel du signal rétrodiffusé.

Les signaux I et Q fournis par le récepteur du radar S.T., sont échantillonnés et digitalisés par le calculateur NOVA 800. Cet échantillonnage temporel (fig IV-1) est fixé par un contrôleur externe, fournissant des impulsions logiques de durée proportionnelle aux intervalles d'altitudes désirés.

Un convertisseur A/D de 8 bits permet de digitaliser ces échantillons.

Les signaux digitaux sont transférés dans le premier "Buffer" du calculateur, pendant que le CPU procède au traitement des données, contenues dans le deuxième "Buffer". Le calculateur procède ensuite à l'intégration cohérente de ces signaux digitalisés, c'est-à-dire à une sommation de ceux-ci pour chaque intervalle d'altitude et pour un nombre prédéterminé d'impulsions consécutives (figure IV-2).

L'avantage de cette intégration cohérente est de réduire le nombre d'échantillons et le temps de calcul, de façon compatible avec les conditions de fonctionnement en temps réel.

Après l'intégration cohérente, le calculateur procède au calcul de la transformée de Fourier rapide (FFT) de ces signaux et à la détermination du spectre Doppler de puissance pour chaque altitude.

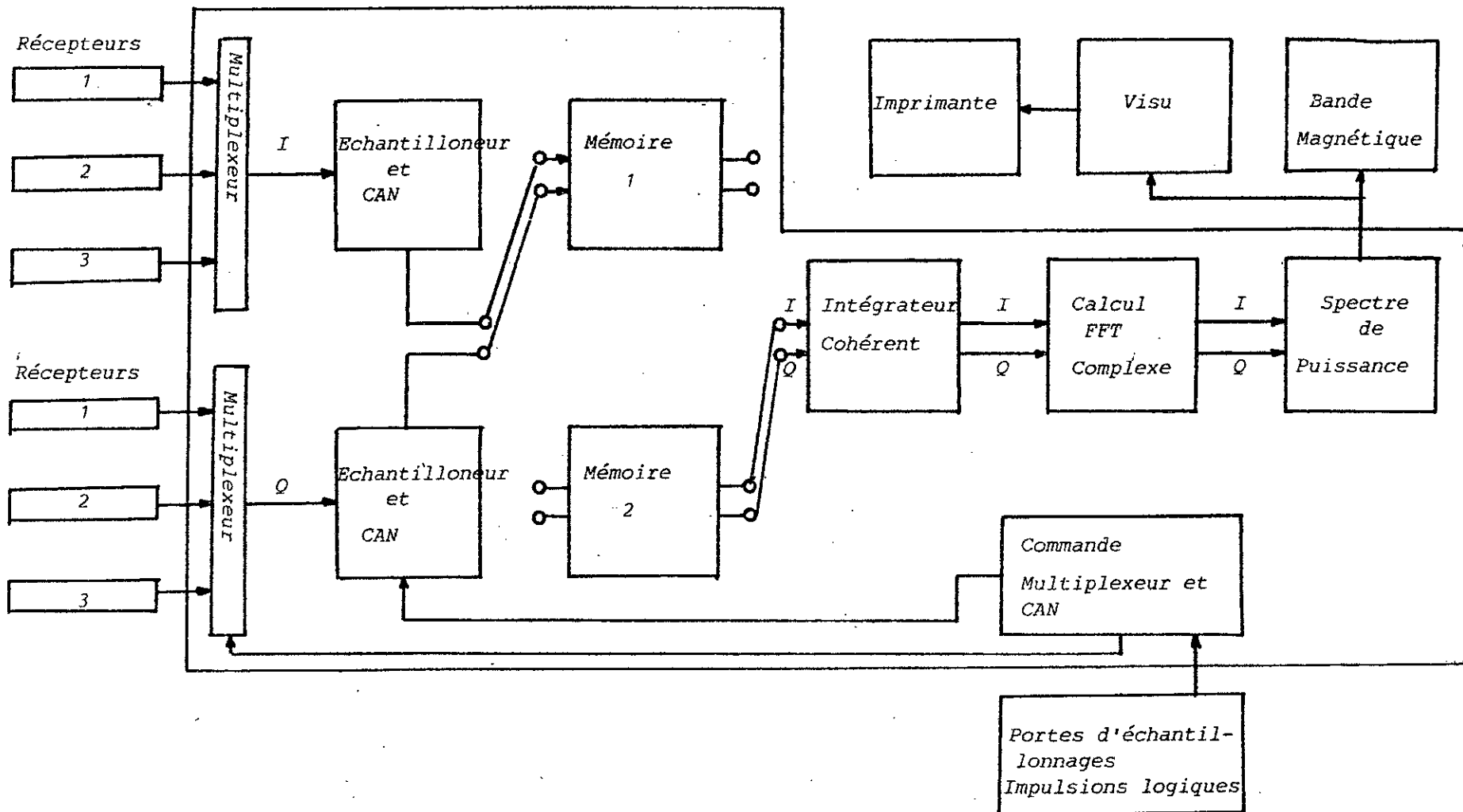


Figure IV-1 Analyseur à temps réel du radar S.T.

(Tiré de B.B. Balsley et Al, 1980 [54])

Avant le stockage de ces spectres sur bande magnétique, une intégration incohérente de ces spectres est réalisée (somme de plusieurs spectres pour chacune des altitudes), afin d'éliminer les bruits de fréquences élevées [21].

II-1 Intégration cohérente [9,57]

Pour un temps inférieur au temps de cohérence du signal, le rapport signal sur bruit, est amélioré d'un facteur N_c , qui représente le nombre de sommation cohérentes, (en supposant que la phase des échantillons est la même), soit donc:

$$\left(\frac{S}{N}\right) = N_c \left(\frac{S}{N}\right) \quad (IV-1)$$

L'intégration cohérente permet d'améliorer le rapport signal sur bruit. Ce rapport est mesuré directement sur le spectre (figure IV-3), et s'exprime par:

$$\left(\frac{S}{N}\right) = \frac{\Delta f}{F} \frac{\bar{S} - \bar{S}_n}{\Delta S} \quad (IV-2)$$

Avec:

- Δf = largeur spectrale.
- F = Etendue de spectre.
- \bar{S} = Puissance moyenne du signal.
- \bar{S}_n = Puissance moyenne du bruit.

II-2 Intégration incohérente [9,21]

Le rapport du signal sur bruit ne reflète qu'un rapport de surface de pic du signal à celle du bruit, de sorte qu'un pic haut et étroit est moins bien détecté qu'un pic moyen et large, sans pour autant être moins significatif. Il est alors nécessaire de développer un critère de détection faisant intervenir l'amplitude et la largeur spectrale.

Le critère de détectabilité est défini par:

$$D = \frac{\bar{S} - \bar{S}_n}{\Delta S} \quad (IV-3)$$

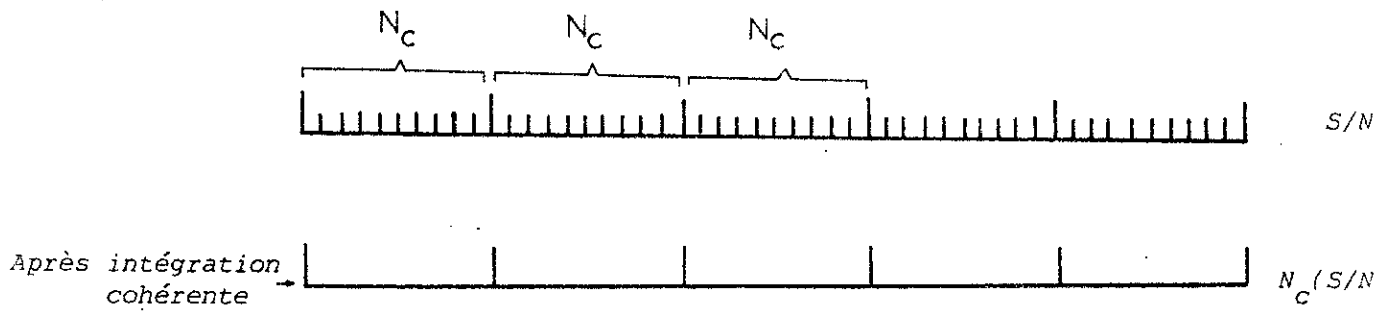


Figure IV- 2: Intégration cohérente des signaux digitalisés.

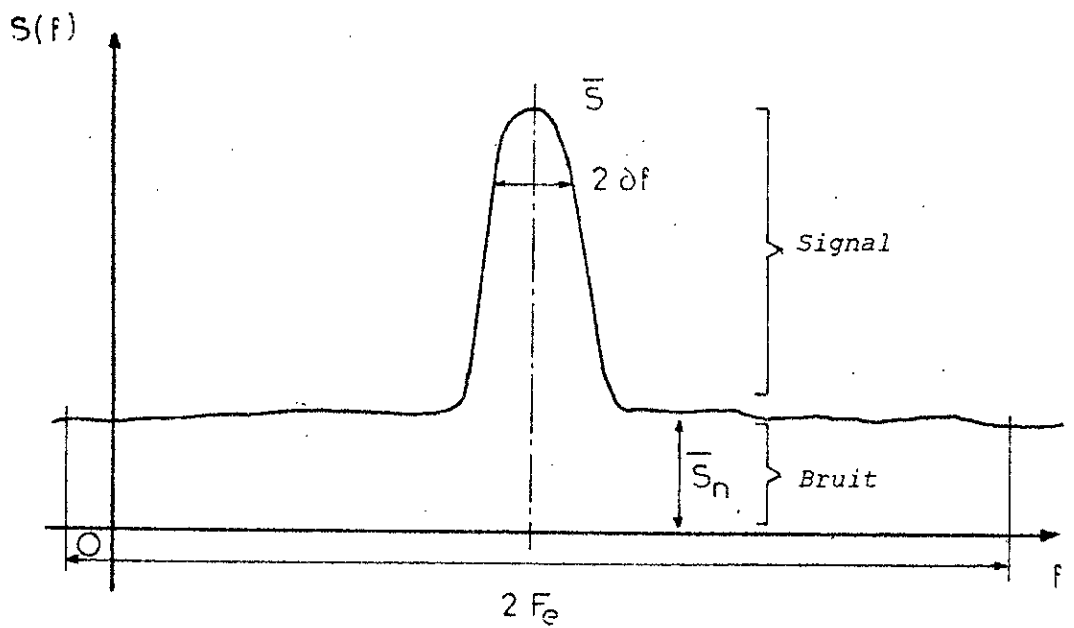


Figure IV-3: Spectre de puissance Doppler

Un signal est d'autant mieux observable, que son amplitude maximale moyenne est supérieure à l'écart type du bruit $\Delta \bar{S}_n$ (avec $\Delta \bar{S}_n = \bar{S}_n$ pour une distribution de type Gaussienne de l'amplitude).

L'intégration incohérente consiste à faire, la sommation de N spectres, ce qui diminue la variance du bruit et par conséquent augmente la détectabilité.

III- Equation de la détectabilité:

A partir des équations (II-51), (II-52), (IV-1), (IV-2) et (IV-3) et en tenant compte du nombre d'intégrations incohérentes N_i , on montre aisément que:

$$D = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\bar{P}_1 A_e \Delta r N_i^{1/2}}{k T r^2 \Delta f} \eta \quad (IV-4)$$

avec:

$$\bar{P}_1 = \frac{P_1 \delta}{T_R} = \frac{P_1 2 E_b N_c}{13_n} \quad (IV-5)$$

La loi de variation du rapport signal sur bruit et de la détectabilité n'est pas bien connue, du fait que la loi de variation de C_n^2 n'est pas connue. Des modèles ont été présentés par E.E. Gossard en 1977 [58] et B.B. Balsley et K.S. Gage en 1982 [42].

DEUXIEME PARTIE.

RESULTATS OBTENUS

ETUDE DU DEVELOPPEMENT DE LA TECHNIQUE RADAR S.T.

CHAPITRE V.

PRESENTATION DU RADAR S. T. DE PROVENCE ET ANALYSE DES DONNEES BRUTES.

I- Radar S.T. Provence.

I-1 Introduction.

L'implantation du radar, dans une zone totalement plate (Camargue) présente des avantages tels que:

- l'absence d'échos fixes,
- la facilité d'implantation des réseaux d'antennes,
- et la proximité de la station de radiosondages de Nîmes, afin de pouvoir effectuer des comparaisons.

Les inconvénients étant dûs principalement aux risques:

- d'échos avions du fait de la proximité d'aérodromes (Marignane,...)
- d'interférences radioélectriques à cause de la proximité d'émetteurs de T.D.F.

I-2 Description.

Le radar S.T. se compose essentiellement (figure V-1):

- d'une unité d'émission - réception,
- d'une unité de génération des signaux de commande,
- d'une unité de traitement du signal,
- et d'un système de réseaux d'antennes.

L'émetteur est constitué par (figure V-2):

- un oscillateur HF (pilote) accordé sur la fréquence $F_0 = 50\text{MHz}$,
- des amplificateurs HF accordés sur F_0 ,
- et un amplificateur de puissance HF.

L'amplificateur de puissance est composé de quatre étages amplificateurs à tubes accordés sur la fréquence d'émission de 50MHz et d'un gain de l'ordre de 50 .

Le récepteur de type superhétérodyne comporte (figure V-3):

- des amplificateurs HF accordés sur F_0 ,
- un oscillateur HF à cristal de fréquence 80MHz,
- des mélangeurs accordés sur la fréquence de 30MHz,
- des amplificateurs de Fréquence intermédiaire 30MHz,
- un démodulateur synchrone qui fournit deux composantes du signal en quadrature de phase I et Q .

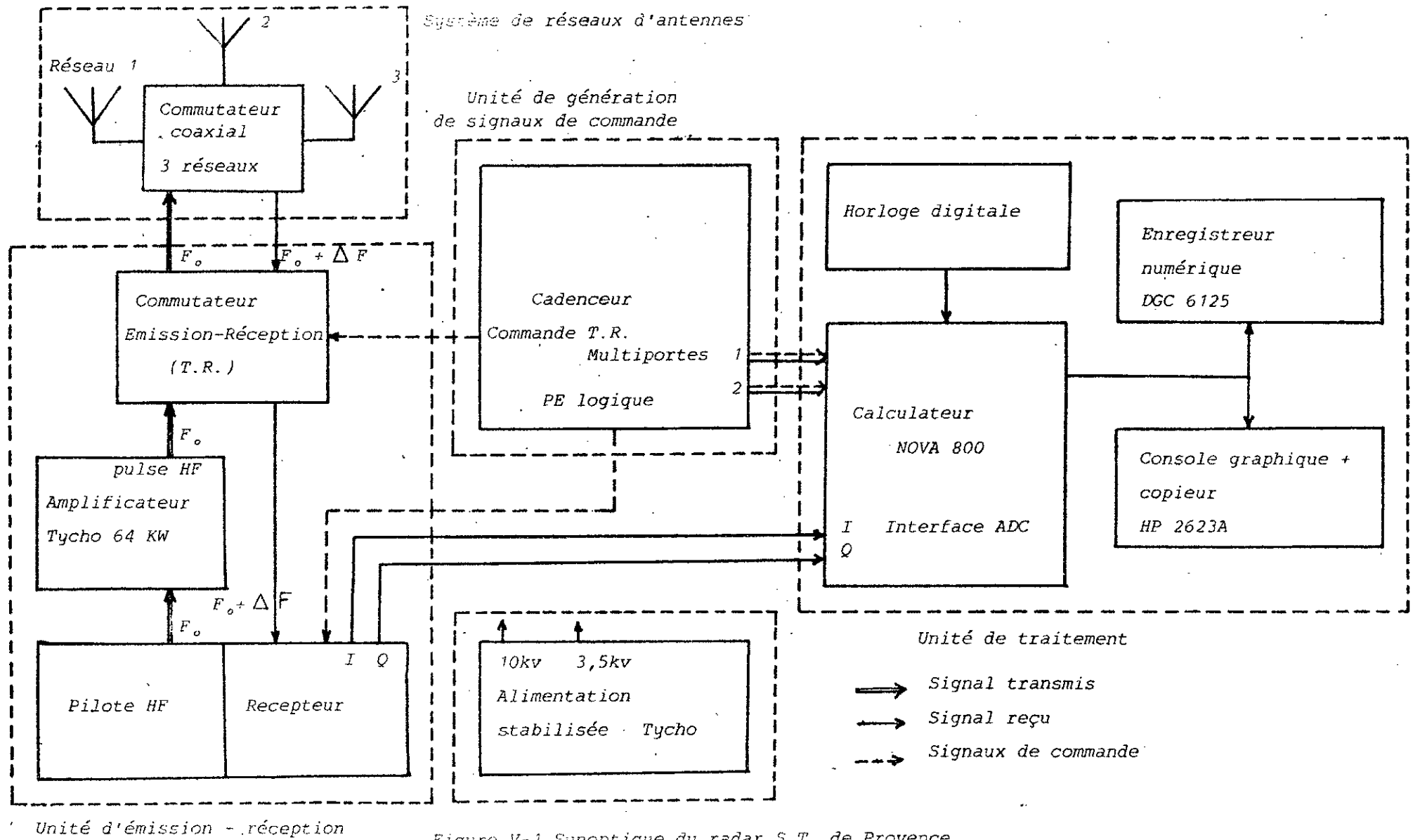


Figure V-1 Synoptique du radar S.T. de Provence.

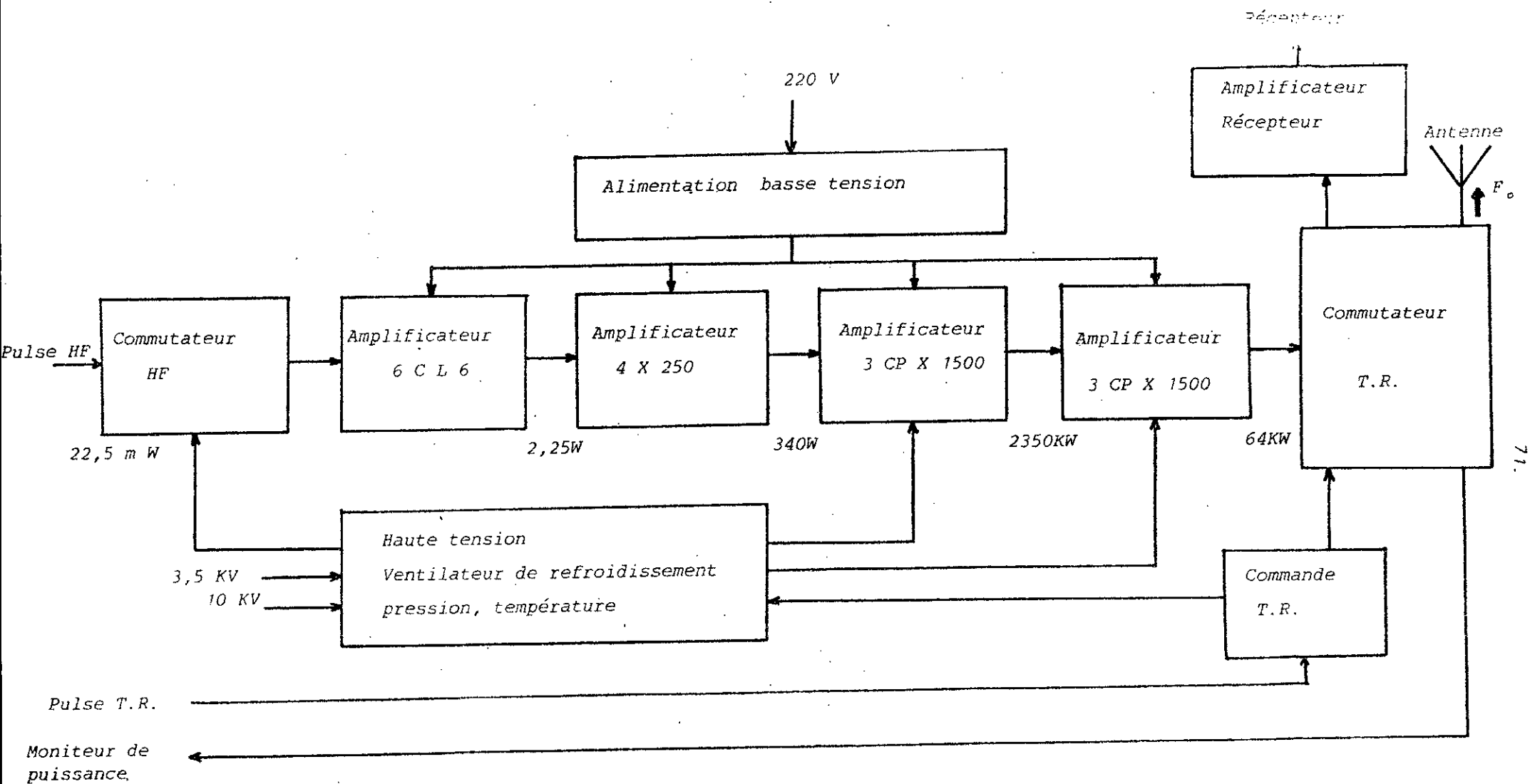


Figure V-2 Synoptique de l'émetteur du radar S.T.

(D'après B.B. BALSLEY et AL, 1980 [54])

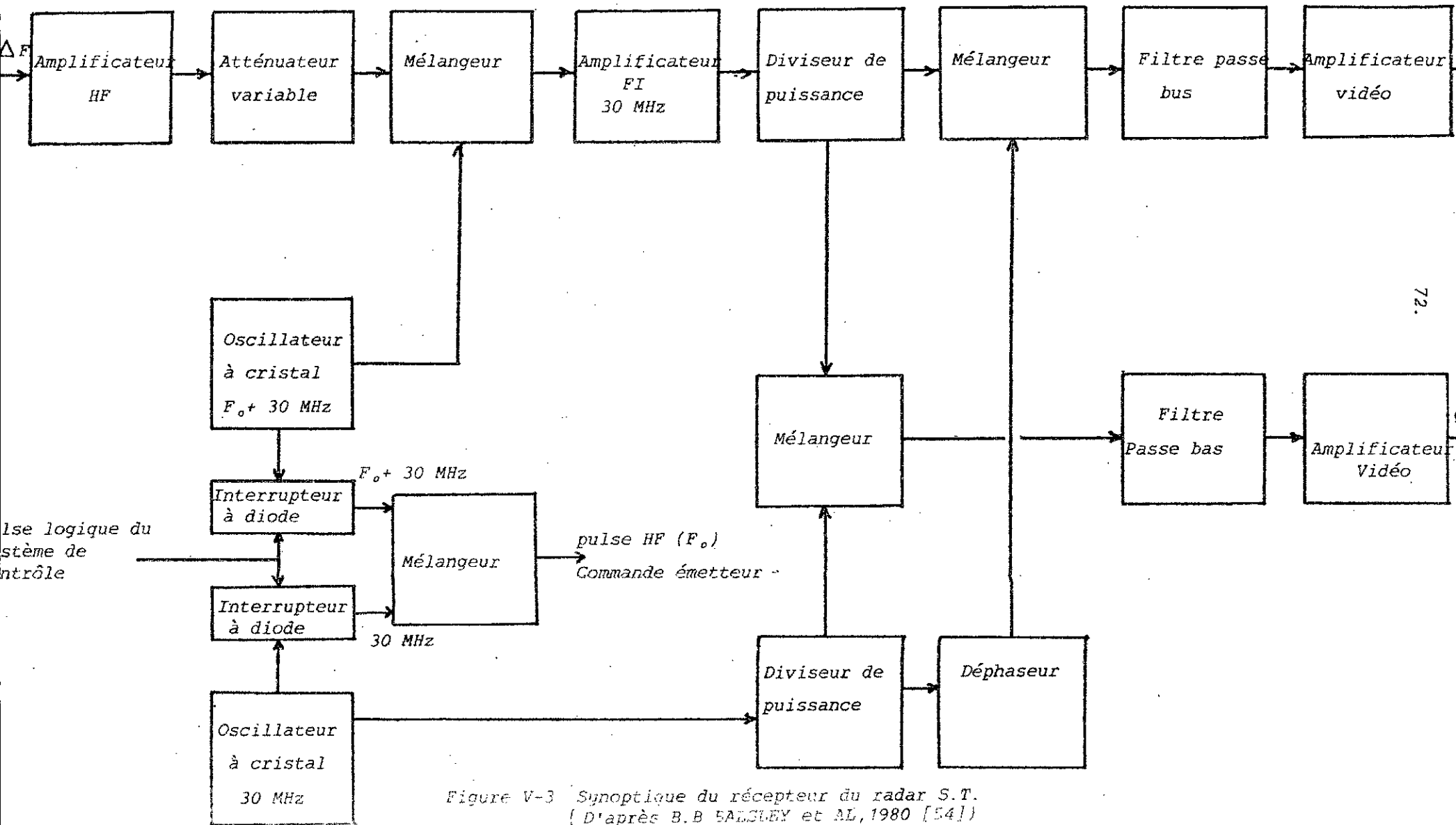


Figure V-3 Synoptique du récepteur du radar S.T. (D'après B.B SALSLEY et AL, 1980 [54])

Le pulseur (ou Cadenceur) (figure V-4) génère:

- la commande de l'impulsion d'émission de largeur et de cadence variable (P.W.) (PE)
- la commande de l'interrupteur T.R. (ANNEXE E1)
- deux rafales de portes équidistantes destinées à l'échantillonnage du signal de réception dans deux couches distinctes (Troposphère-stratosphère) ou dans un mode normal et un mode loupe (ANNEXE E2).

La chaîne de traitement du signal se compose: (figure IV-1)

- d'un minicalculateur (NOVA 800 de DATA GENERAL),
- d'un enregistreur à bandes magnétiques (AKAI 6300 SS).
- et d'une console graphique (HP2632A).

Les réseaux d'antennes COCO sont réalisés par la juxtaposition d'éléments bipolaires (Câbles coaxiaux de deux mètres de longueur , alimentés au centre , et remis en phase par croisement âme-tresse tous les deux mètres. Un symétriseur (figure V-5) permet de distribuer la puissance de façon équitable à partir du point d'alimentation.

L'antenne étant inductive, on lui adjoint une capacité de faible valeur afin de compenser cet effet.

Ces réseaux présentent les avantages suivants:

- directionnels,
- portables,
- faciles à construire,
- et faibles coûts.

I-3 Caractéristiques.

Emetteur

Fréquence:	48,85 MHz
Puissance de crête maximale:	50 KW
Puissance de crête utilisée:	35 KW
Puissance moyenne maximale :	1 KW
Taux d'occupation maximal:	2%
Durées d'impulsions:	5, 10, 15, 50 μ s

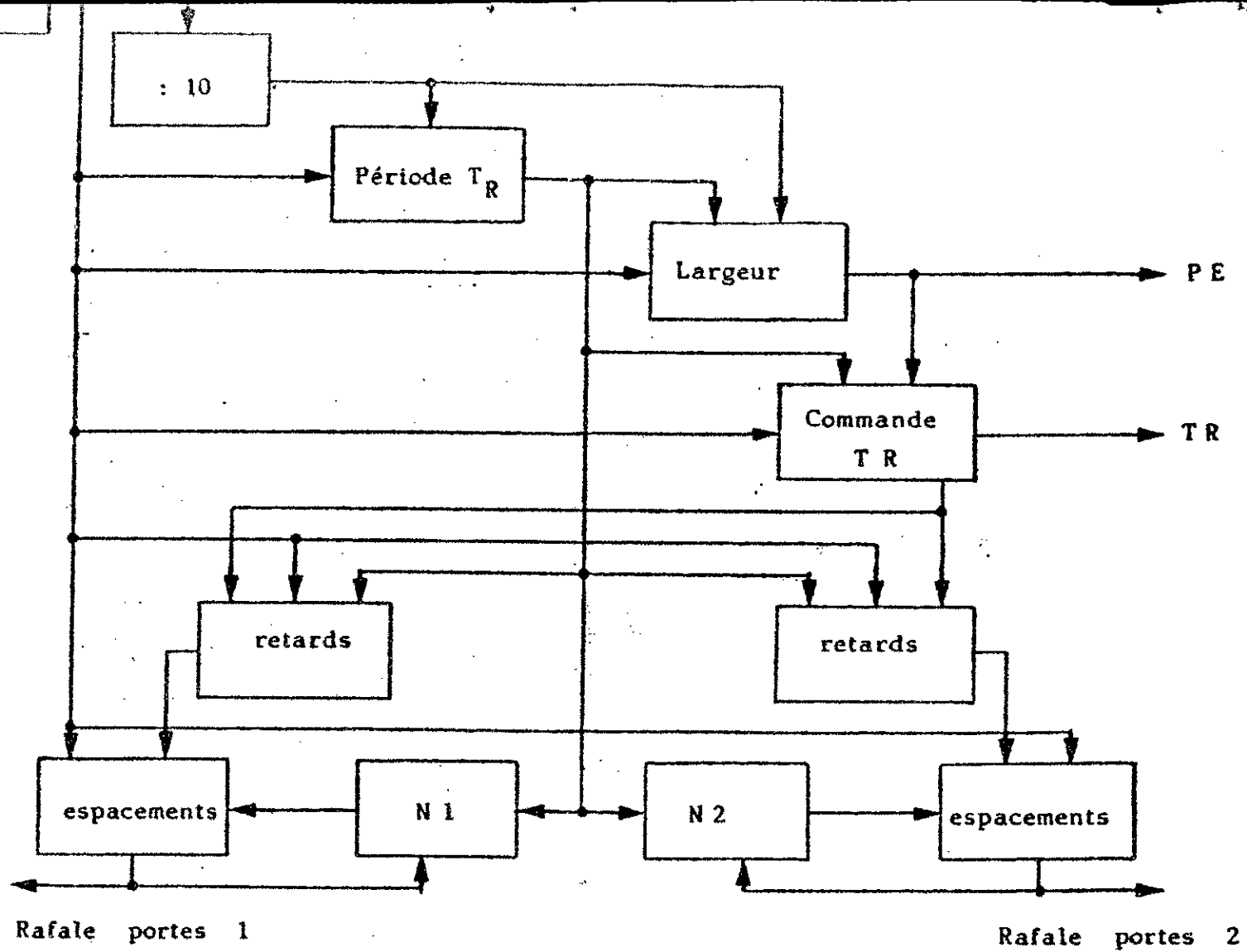


Figure V-4 : CADENCEUR LOGIQUE.

(Tiré du rapport de M. CROCHET, 1983 [9])

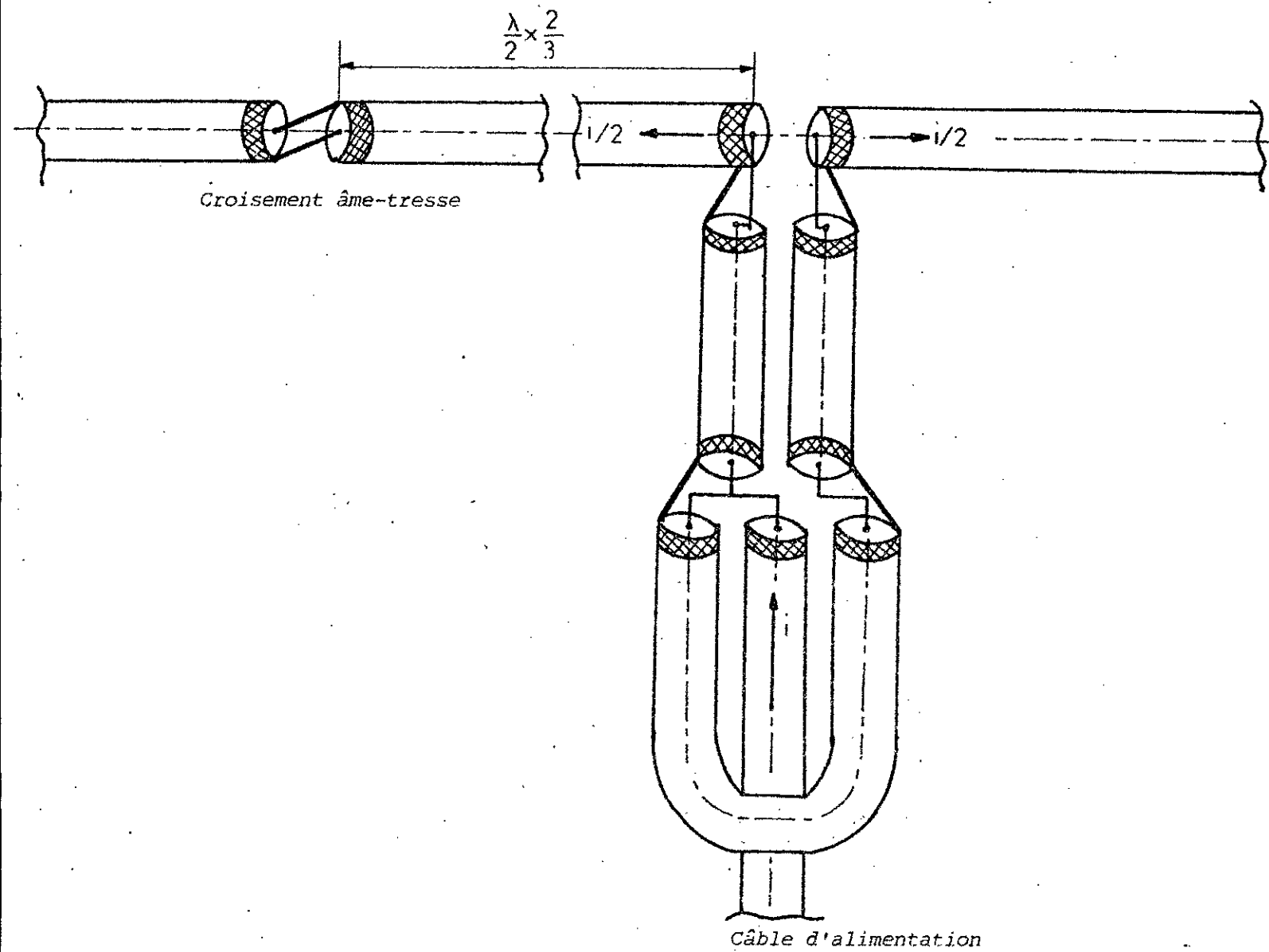


Figure V-5 Symétriseur

Récepteur.

Sensibilité (signal minimum détectable):

$10^{-13} - 10^{-14} \text{ W}$

Cette caractéristique est utilisée comme référence pour la mesure du niveau des signaux reçus.

Réseaux d'antennes.

Fréquence: 47,8 MHz

Caractéristiques:	vertical	oblique
Angle zénithal ($^{\circ}$)	0	15
Angles d'ouverture du faisceau (à - 3 dB)	6,6 x 4,2	6,6 x 5,2
Superficie (m^2)	4609	3788
Nombre d'éléments par ligne	26	26
Nombre de lignes	16	16
Espacement entre éléments (m)	$\lambda/3$	$\lambda/3$
Espacement entre lignes (m)	0,90 λ	0,73 λ

I-4 Mesures.

Le choix d'une direction de tir, dépend des études que l'on veut effectuer:

- les mesures dans les deux directions (NE et SE) nous permettent de construire le vecteur vitesse-vent dans la plan horizontal.

- Les mesures abondantes dans une seule direction (V, SE ou NE) nous font profiter de la haute résolution temporelle du radar, pour déterminer la composante verticale de la vitesse du vent, ou de détecter les couches atmosphériques stables (en particulier la hauteur de la tropopause), ou turbulentes, ceci en vue d'applications systématiques en météorologie.

Ces mesures nous permettent également d'approfondir l'étude de phénomènes physiques importants (ondes de gravité, turbulence, mistral, jet-Stream, ...).

II- Analyse des données brutes.

II-1 Introduction.

Les résultats du traitement Doppler sont disponibles en temps réel sous forme de séries de spectres calculés aux différentes altitudes d'échantillonnage. La vitesse radiale (à la verticale, ou à 15° du zénith pour les tirs obliques) est représentée en abscisse alors que l'altitude et le rapport signal sur bruit sont portés en ordonnée.

A chaque altitude, le signal est normalisé à son maximum, de sorte qu'une diminution de l'amplitude du signal avec l'altitude, se traduit par une augmentation apparente du bruit.

En observant les spectres Doppler (figures V-6) que nous avons obtenu avec le radar S.T. de Provence, on constate que:

- le rapport signal sur bruit est en moyenne décroissant en fonction de l'altitude.
- en dehors d'une vitesse radiale généralement plus faible dans la direction verticale, le spectre est toujours typique, il présente un minimum du rapport signal sur bruit à une altitude (~ 11Km) immédiatement inférieure à la hauteur de la tropopause.

En appliquant ce principe d'identification à d'autres spectres, on remarque que la hauteur de la tropopause varie.

En fonction des résultats de mesures obtenus durant les sondages par le radar S.T. de Provence, lorsqu'on fait varier les paramètres du radar (largeurs d'impulsion, période entre impulsions et nombre d'intégrations cohérentes et incohérentes), et ensuite en présence de précipitations et d'interférences, nous effectuons une brève analyse de ces effets. L'objet de cette analyse est la recherche des paramètres radar optimaux pour nos mesures, ainsi que la minimisation des interférences.

II-2 Influence des paramètres radar sur les spectres Doppler.

1- Influence de la largeur d'impulsion (PW).

Pour voir l'effet de PW, nous avons choisi la gamme de largeur d'impulsion suivante :

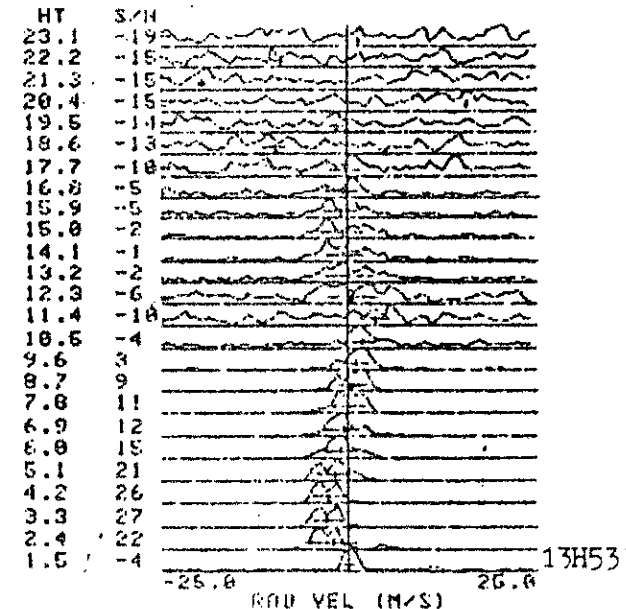
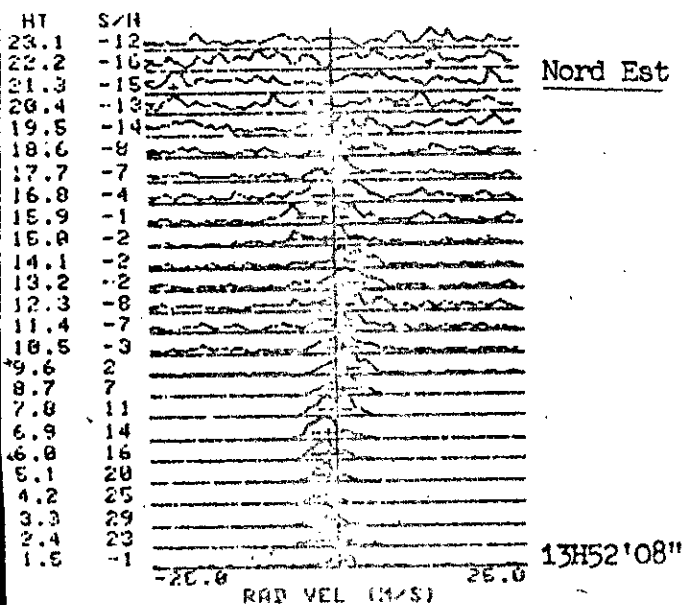
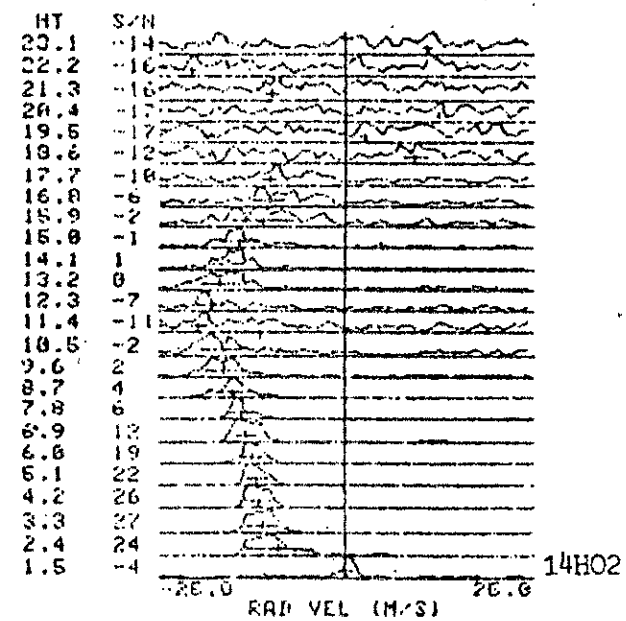
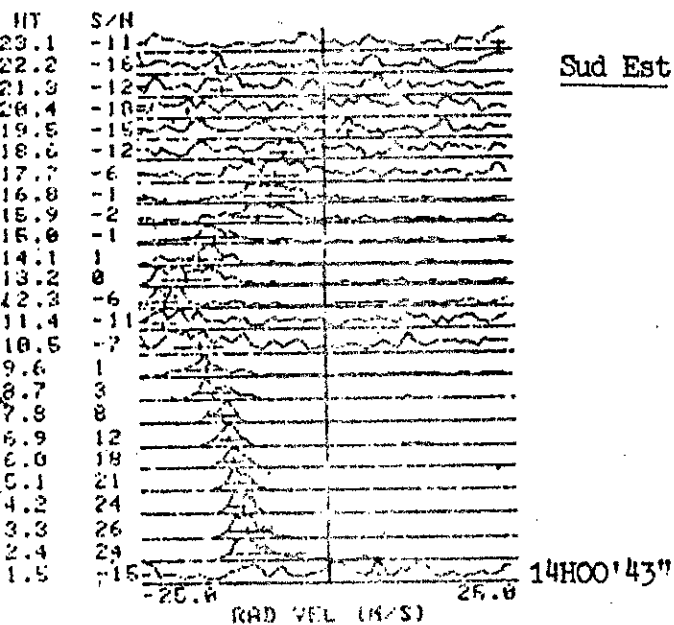
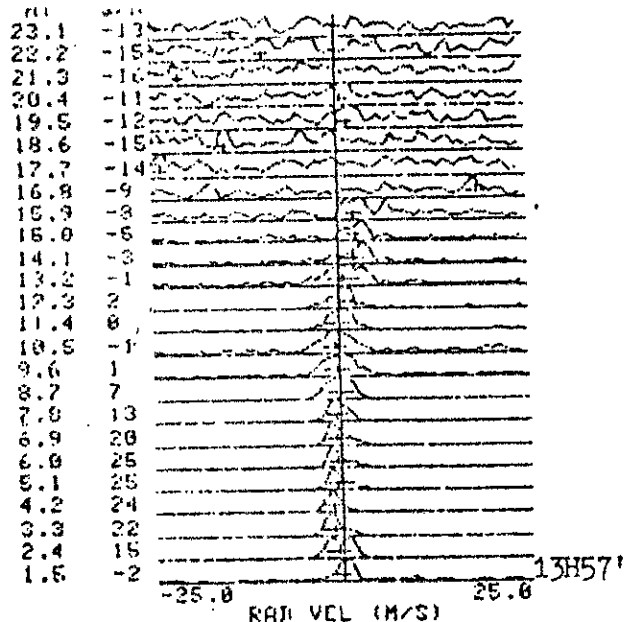
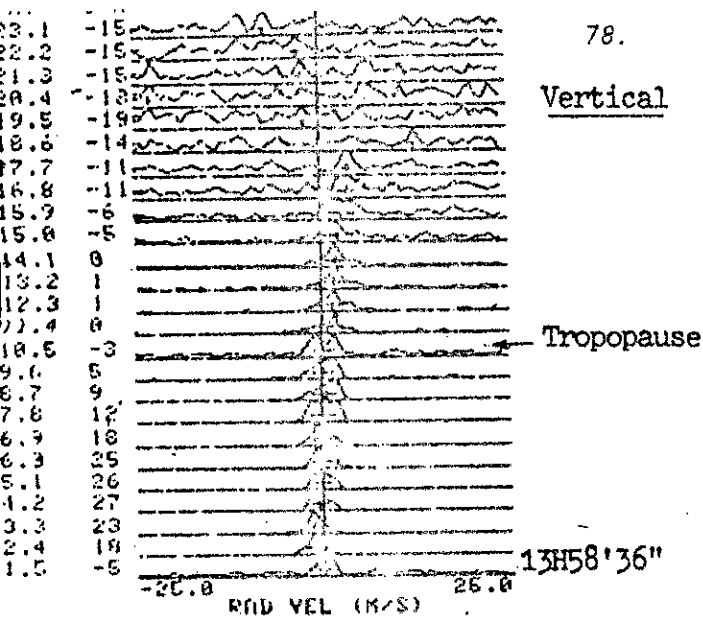
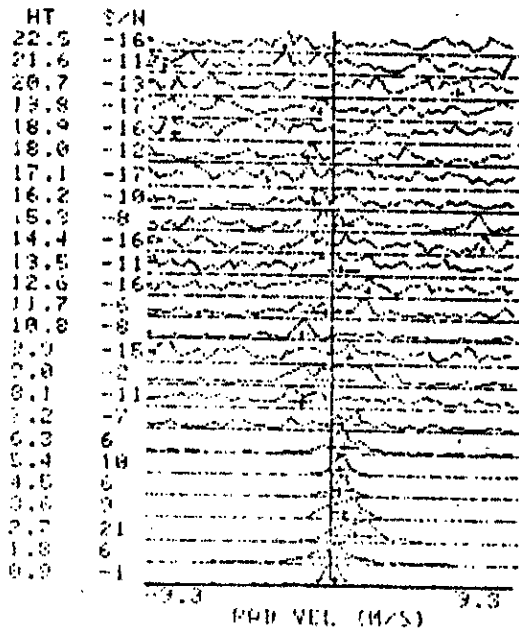


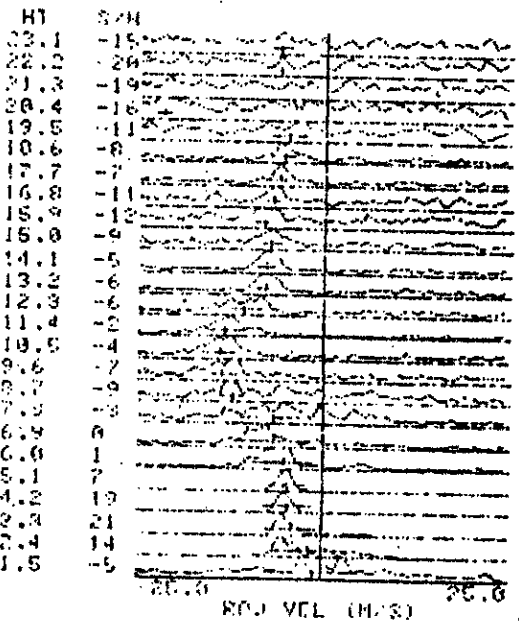
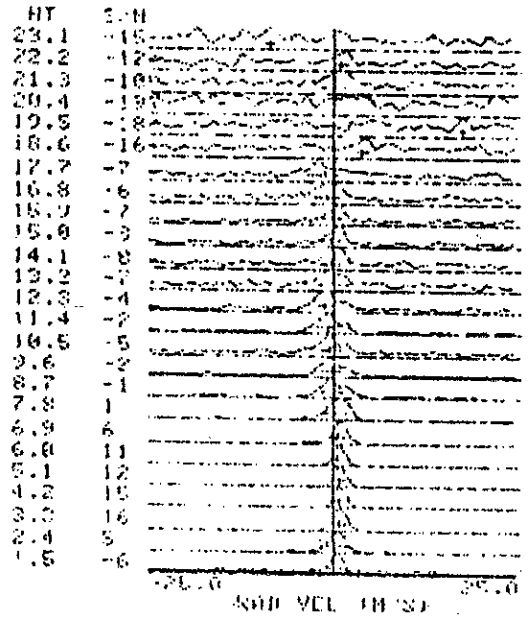
Fig: V-6a: Observations dans les 3 directions à partir des réseaux d'antennes
le 8 février 1984 à Fos, durée d'impulsion (18 μ s)



Vertical

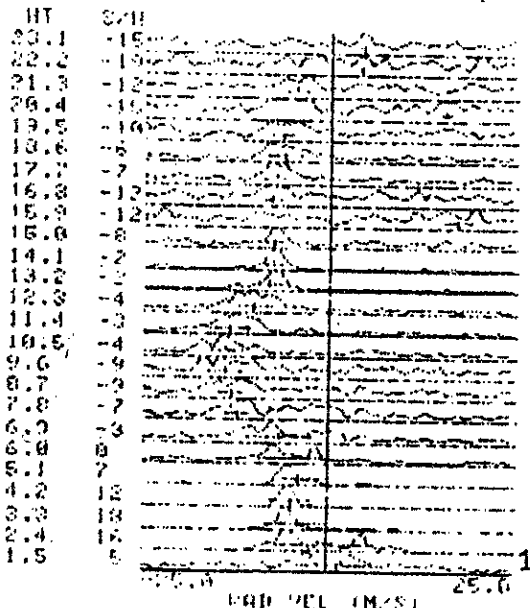
Tropopause

13H23'45"



Sud Est

13H31'46"



Nord Est

13H39'14"

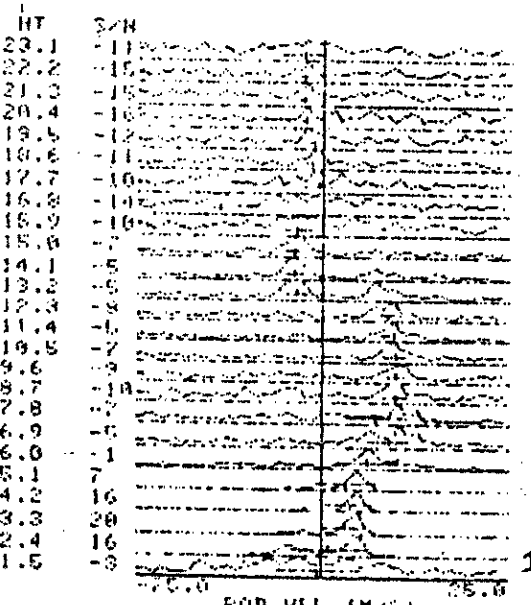
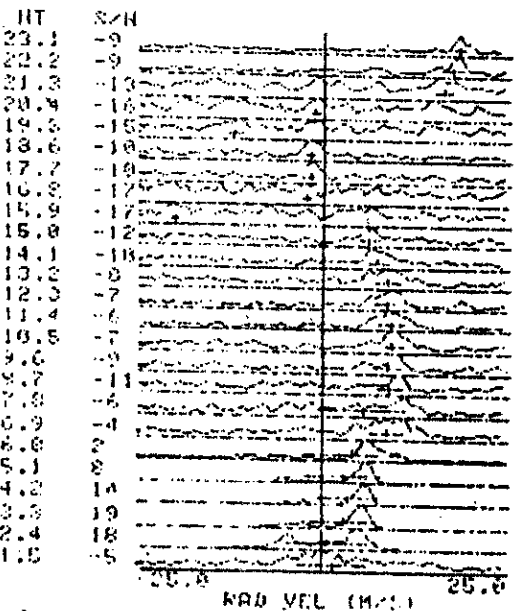


Fig: V-6b Le 10 février 1984 à Fos durée d'impulsion (18 μ s)

$3\mu s$ (450m), $5\mu s$ (750m), $9\mu s$ (1350m) et $17\mu s$ (2250m)

On constate sur les spectres de la figure V-7, une augmentation de la portée lorsque PW croit, soit de 9 Km pour $3\mu s$ à près de 20 Km pour $17\mu s$. Cette augmentation de la portée du radar est due à l'accroissement du volume diffusant, celui-ci couvrant un nombre plus important de couches atmosphériques. De ce point de vue, l'augmentation de la largeur d'impulsion se présente comme un avantage. Cependant, la résolution en altitude est bien meilleure pour les faibles largeurs d'impulsion.

Suivant l'axe des recherches, il faut trouver un compromis entre résolution spatiale et portée du radar.

2- Influence de la période entre impulsions (IPP)

Nous avons utilisé la gamme d'IPP (400, 800, 1200 et 2400 μs), pour observer l'influence de celle-ci sur les spectres de la figure V-7.

Une faible valeur de la période améliore la portée et diminue la période d'écoute du signal rétrodiffusé. Il est aussi nécessaire de trouver un compromis entre la période d'écoute et la portée du radar. Dans notre cas, il est difficile de tirer d'éventuelles autres conclusions, puisqu'on fait varier en parallèle les paramètres IPP et PW du radar.

3- Influence du nombre d'intégrations cohérentes (NCI).

Les différentes valeurs de NCI (50, 200, 400 et 800) sont utilisées pour voir l'influence de ce paramètre sur les spectres Doppler.

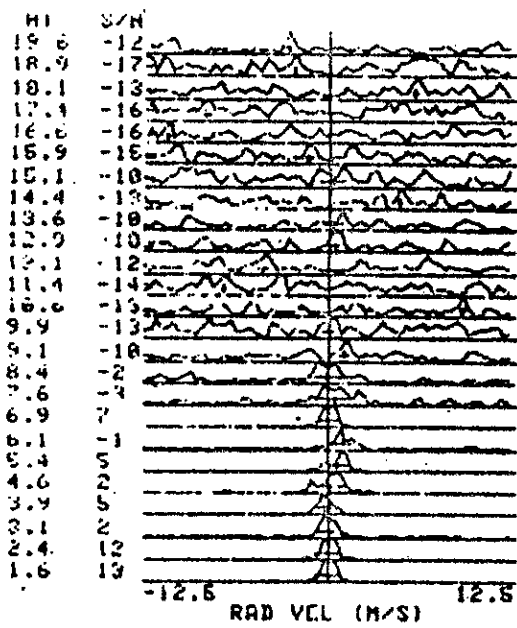
On constate sur la figure V-8, que lorsque NCI croît, le rapport signal sur bruit est en moyenne amélioré.

Certaines anomalies des variations de (S/N) sont observées, provenant probablement du nombre d'intégrations incohérentes, qui n'est pas le même durant ces observations.

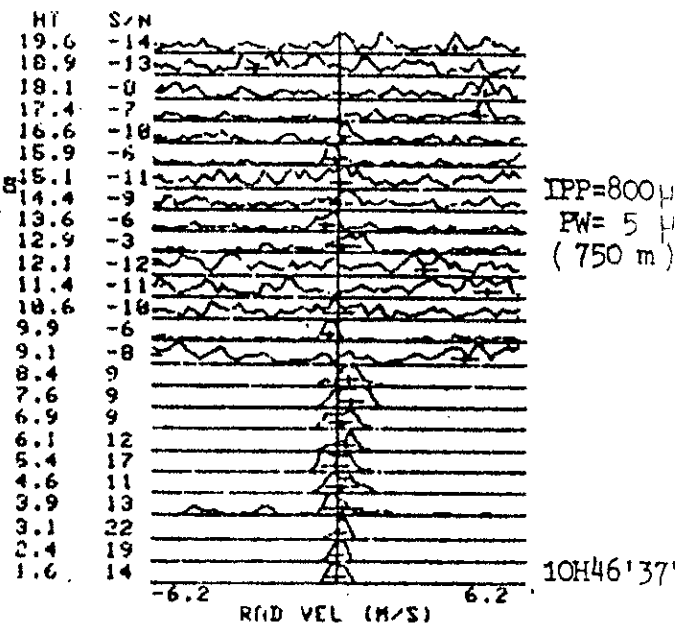
La capacité du calculateur de traiter un nombre important d'intégrations cohérentes étant limitée, on ne peut améliorer indéfiniment le rapport (S/N).

4- Influence du nombre d'intégrations incohérentes (NSP)

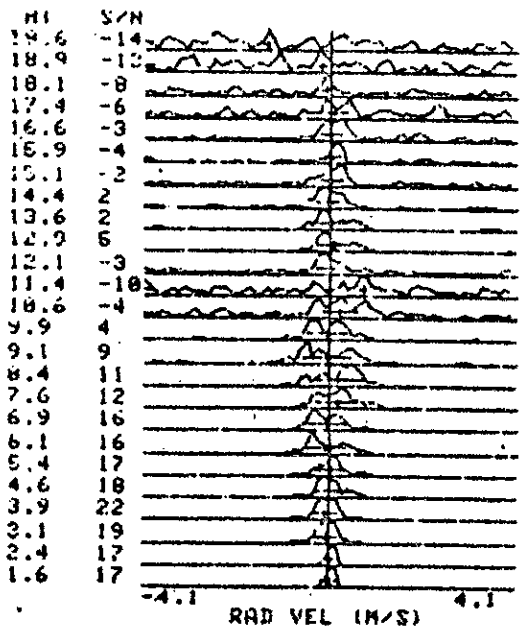
On peut constater sur les données brutes de la figure V-8, la diminution de la variance de la densité spectrale de la puissance de bruit lorsque le



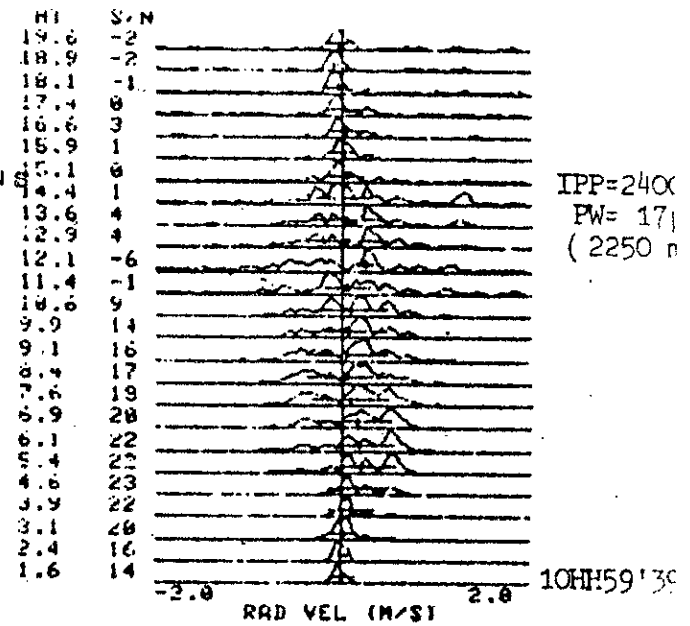
10H42'40''



10H46'37''



10H54'27''



10H59'30''

Fig V-7: Observation dans le plan vertical le 21 juin 1982 à Fos.

Intégration cohérente (300), nombre de spectres (4):

- Variation de la durée d'impulsion définissant la résolution en volume.
- Variation de la période définissant la portée du radar.

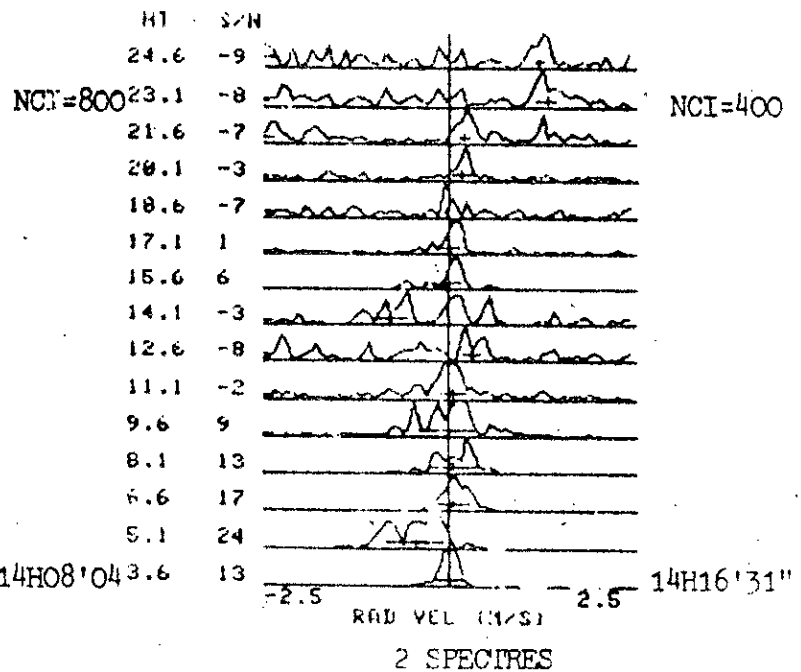
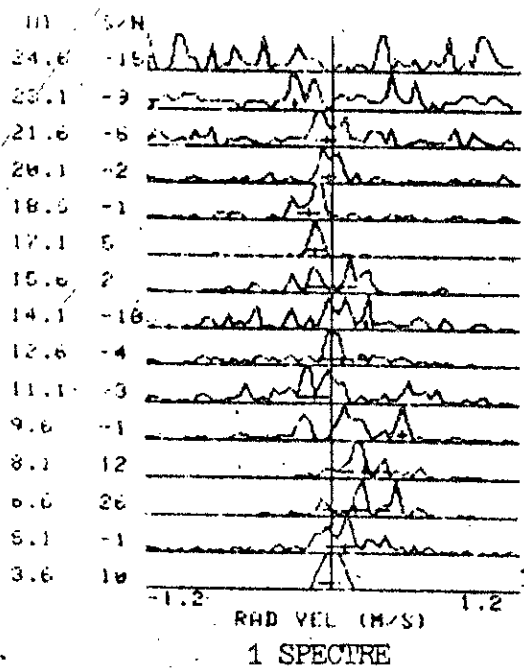
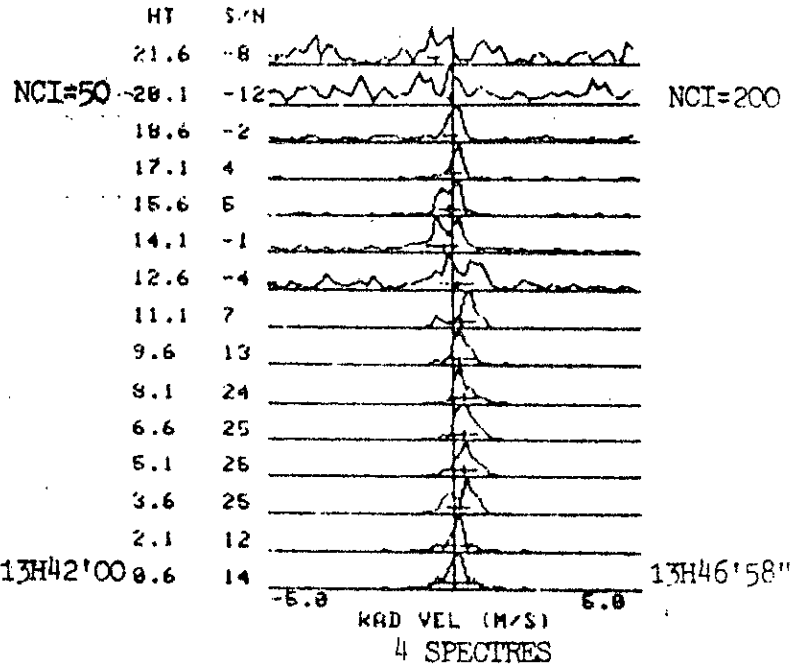
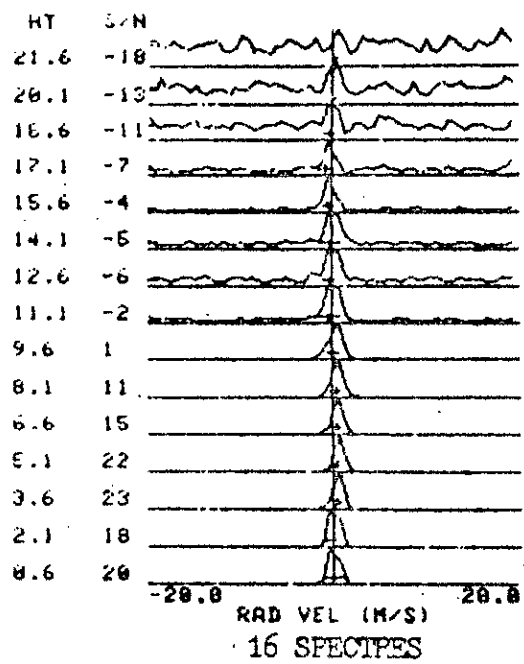


Fig V-8: Observations dans le plan vertical le 16 octobre 1982 à Fos.

PW (17 μ s), IPP (1500 μ s.)

- Influence du nombre de spectres sur la variance de la densité spectrale du bruit.
- Influence du nombre d'intégrations cohérentes sur le rapport signal sur bruit.

nombre de spectres sommés passe de 1 à 16.

La détectabilité du signal est donc améliorée en augmentant NSP.

II-3 Etude d'une séquence de profils.

Nous avons tracé une série de profils de la vitesse radiale du vent (figure V-9) à partir des données brutes du radar S.T. Provence, durant la période du 20 au 23 avril 1983. En observant cette série, on constate un fort accroissement de la vitesse du vent dans la gamme d'altitudes de 10 à 15 Kms.

II-4 Spectres Doppler pollués.

Des interférences de divers types peuvent polluer les spectres Doppler, les principales étant:

1- Précipitations.

La figure V-10a fournit des spectres Doppler pollués par les précipitations (pluie torrentielle).

Les précipitations remplissent totalement le faisceau et D (dimension des précipitations) étant importante, la section efficace de rétrodiffusion devient importante, soit:

$$\sigma \equiv \frac{D^6}{\lambda^4} \quad (V-1)$$

2- Echos avions et interférences radioélectriques.

- Des échos avions de forte amplitude et de faible durée, ont été repérés sur les spectres Doppler de la figure V-10b dans la gamme d'altitudes comprise entre 9 et 14 Km

Ces échos peuvent être facilement éliminés, si on ne tient pas compte des profils présentant une rapide variation d'amplitude dans l'espace et dans le temps.

- Des interférences radioélectriques apparaissent sur une bonne partie des spectres de la figure V-10c, où le rapport signal sur bruit est faible. Ce type d'interférences peut être éliminé, par soustraction des spectres les plus lointains (faibles signaux) pour lesquels aucun signal n'est attendu, du fait que ces interférences sont relativement stables dans le temps.

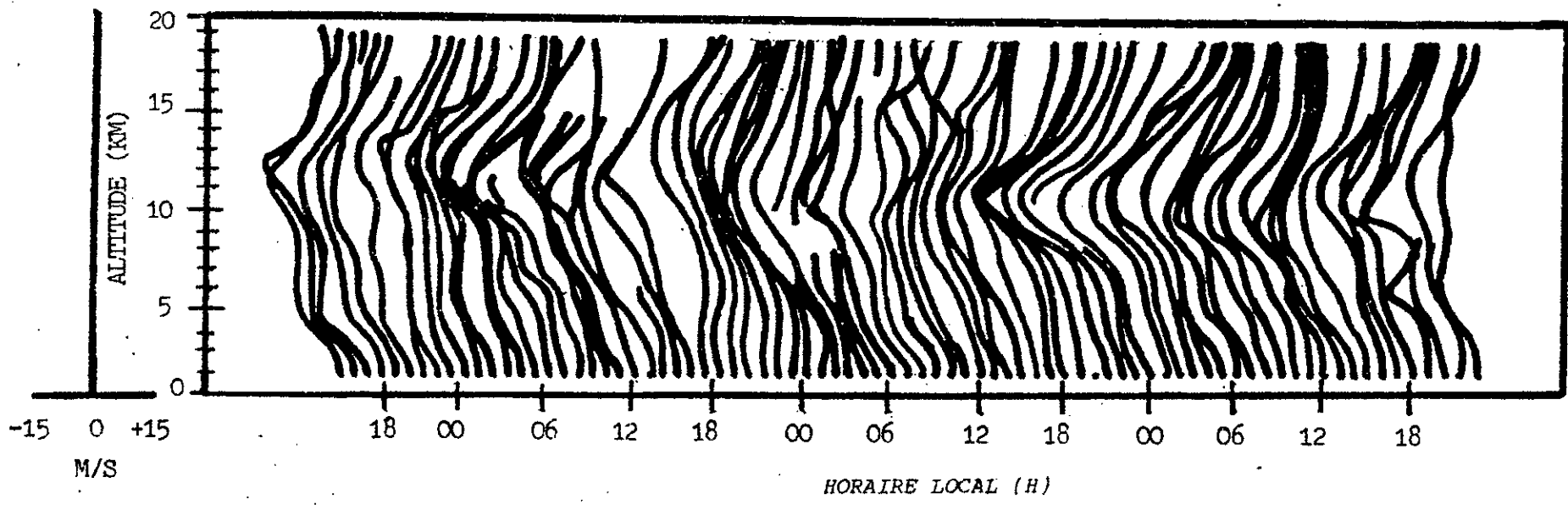


Fig V-9 Série de profils de vent mesurée durant la période du 20 au 23 avril 1983

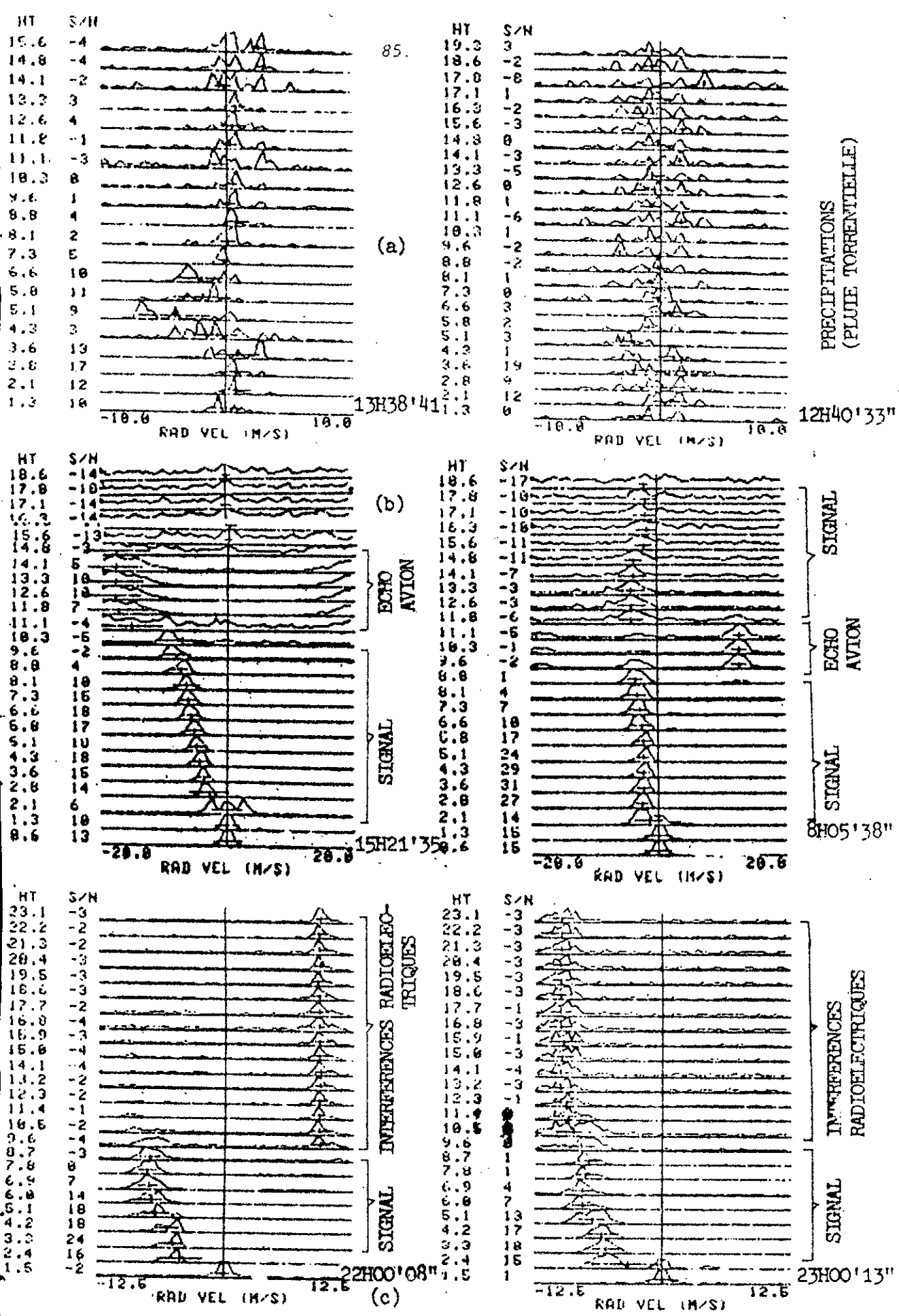


Figure V-10: Mise en évidence de spectres pollués obtenus à Fos
 (a) par les précipitations le 9 novembre 1982
 (b) par des échos avions le 12 et 14 octobre 1982
 (c) par des interférences radioélectriques le 4 mars 1984.

CHAPITRE VI.

RESULTATS DU TRAITEMENT DES DONNEES.

I- Traitement des données brutes.

La quantité de données brutes obtenues par le radar S.T. étant énorme (en moyenne 25 spectres toutes les 3 mn ou toutes les 1 h), on utilise les systèmes interactifs (microordinateur TEKTRONIX 4052/4054 et NOVA 4X de Data général) pour explorer dans l'espace et dans le temps, tous les profils possibles des grandeurs caractéristiques du spectre Doppler.

Cette exploration permet de mettre en évidence la haute résolution temporelle du radar S.T. et la fiabilité de cette technique en comparaison avec celle par ballon.

En vue d'application systématique en météorologie, nous effectuons un traitement des données brutes, afin d'obtenir une multitude d'informations sur les principaux paramètres atmosphériques tels que la vitesse du vent (composantes verticale et horizontale), la nature du milieu observé (turbulent ou stable), la limite entre la troposphère et la stratosphère (tropopause) et la stabilité des phénomènes régissant l'atmosphère.

Nous avons enfin élaboré un logiciel de comparaison de la vitesse du vent horizontale obtenue par ballon (Station de radiosondage de Nîmes) et par radar S.T. (Station de Provence) (ANNEXE F).

Les résultats de ces traitements sont présentés dans les paragraphes qui suivent.

II- Résultats obtenus en tir vertical.

II-1 Composante verticale du vecteur vitesse-vent.

Nous avons vu (chapitre III) que la composante verticale du vent est un paramètre aisément mesurable par radar S.T., du fait de l'accroissement de la réflectivité en sondage vertical. Nous avons tracé deux profils en altitude de cette composante verticale du vent pour la période du 8 et 9 février 1984 aux alentours de 13 h 30 mn (figure VI-1) à partir des données brutes. Cette composante peut subir de fortes variations entre les périodes calmes (quelques centimètres par seconde, figure VI-2a) et les périodes perturbées (quelques mètres par seconde) comme illustré sur la figure VI-2b).

Ces fortes variations peuvent apparaître par exemple par jour de Mistral.

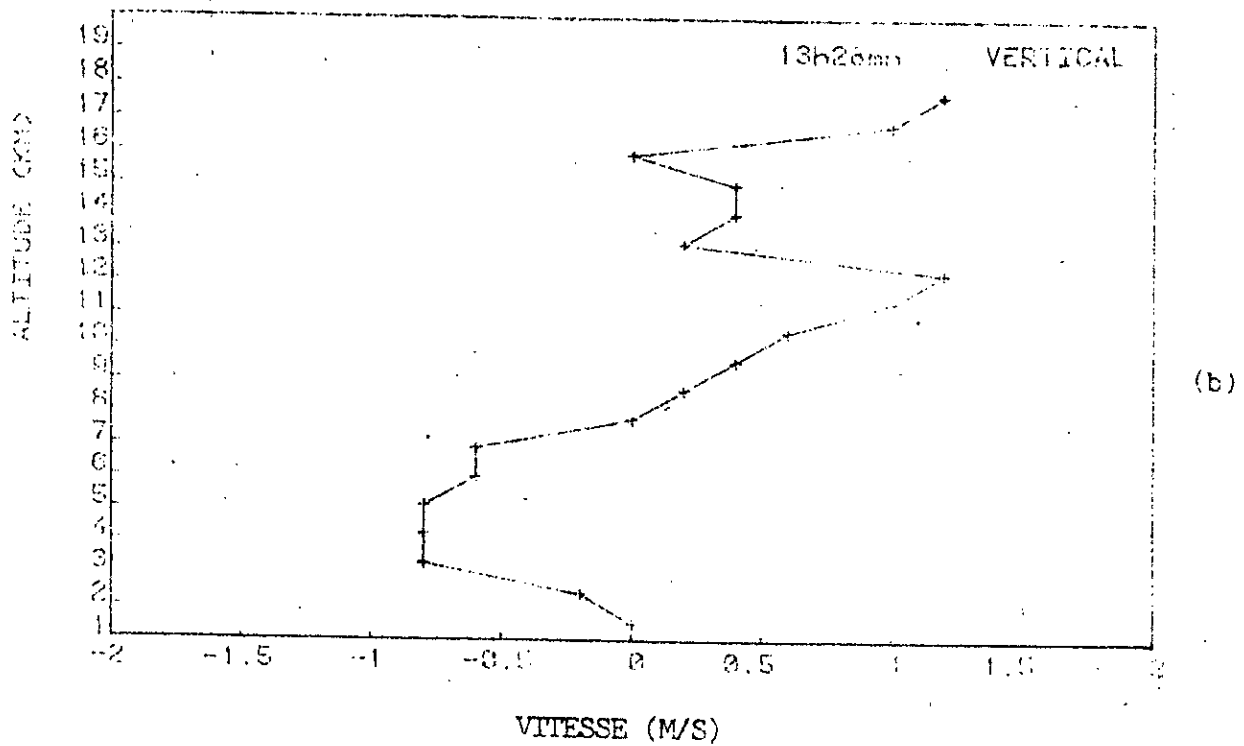
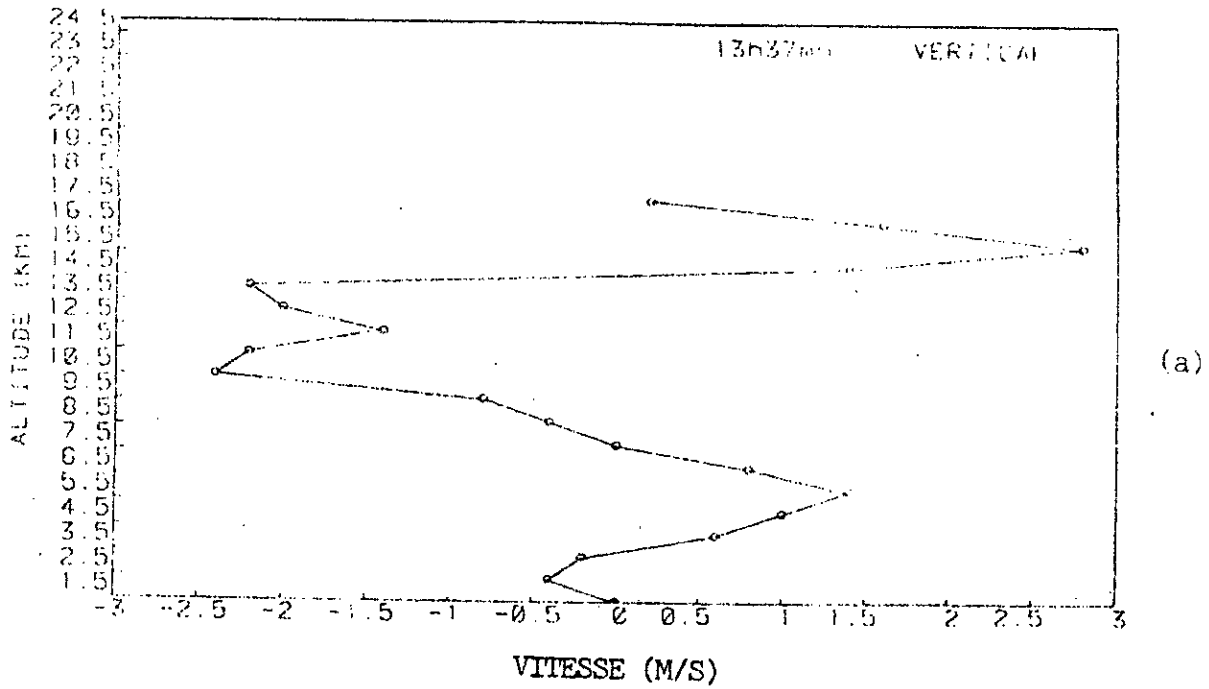
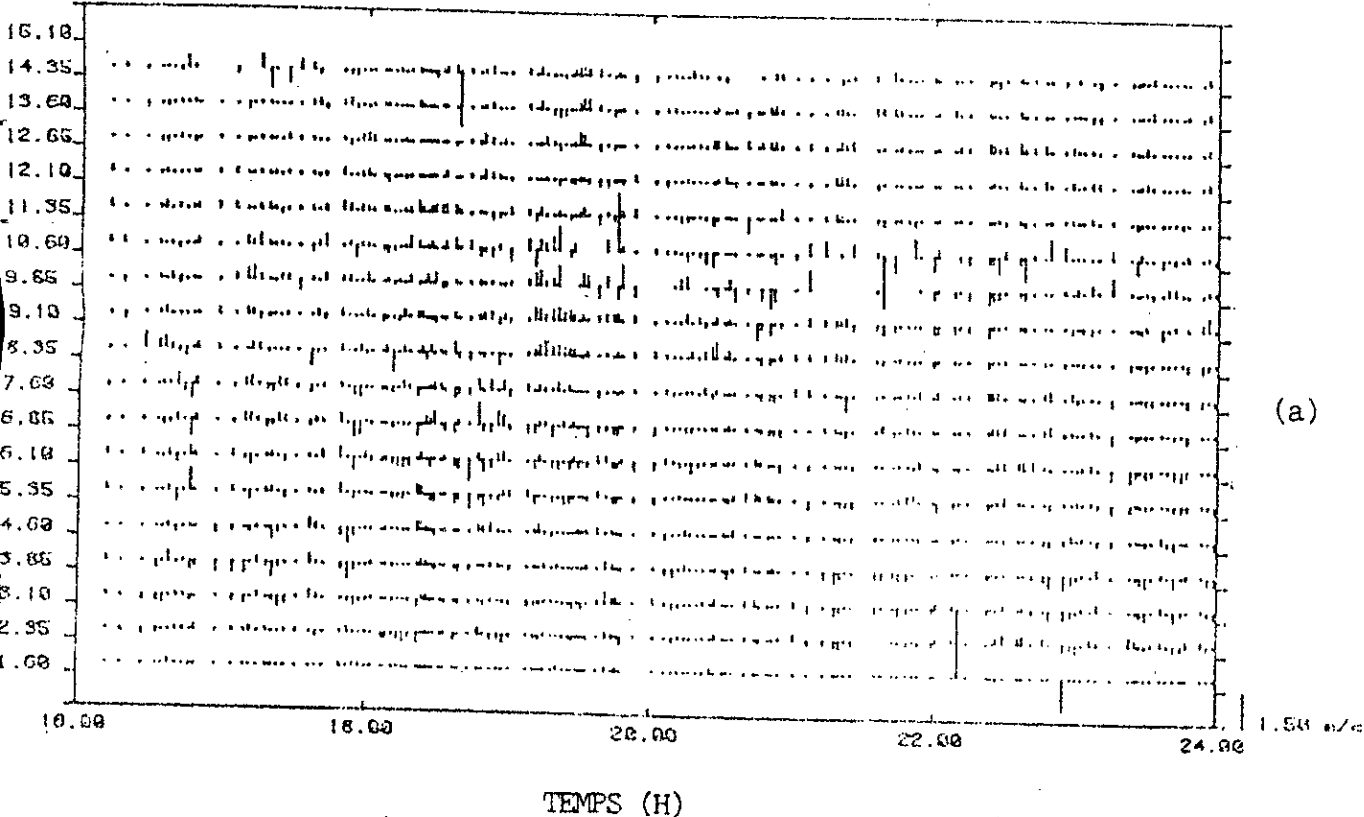


Fig: VI-1 Profils de vitesse verticale mesurés à Fos le 8 février 1984 (a) et le 9 février 1984 (b).

L_v = -10 dB

28 JANVIER 1984

L_v = -10 dB

4-5 FEVRIER 1984

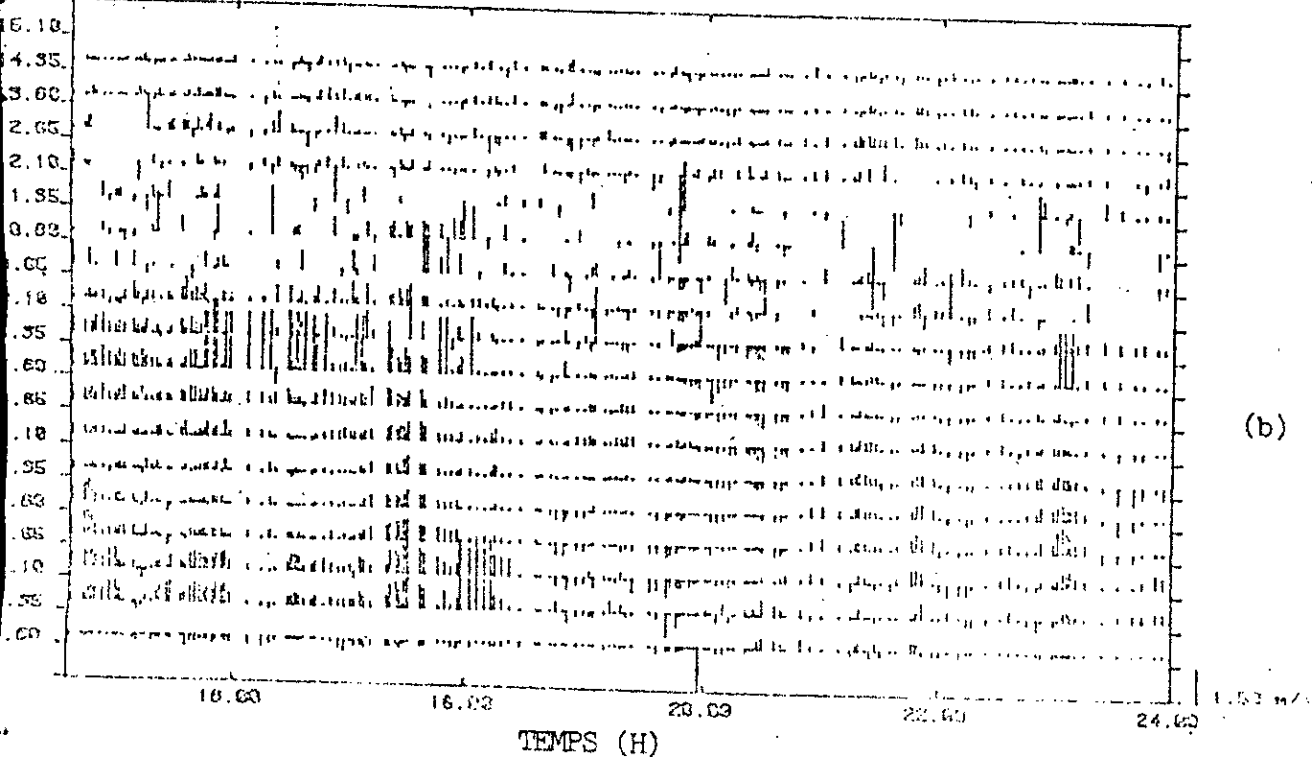


Fig. VI-2: Variations temporelles de la composante verticale du vecteur vitesse vent obtenu à Fos.

(a): pour une période assez calme.

(b): pour une période légèrement perturbée.

II-2 Détection des couches atmosphériques stables et de la hauteur de

la tropopause.

Afin de déterminer les limites des couches stables, nous effectuons une étude comparative du rapport (S/N) en vertical et en oblique. Pour cela, nous traçons les profils de (S/N) dans les directions verticale et oblique. On constate que le signal obtenu en vertical (figure VI-3a) entre 2 et 5 Kms est beaucoup plus fort qu'en oblique (figures VI-3b et c), soit plus de 25 dB au voisinage de 3,5 Kms. La réflexion sur de fines couches stables, présentes dans le volume radar, apporte donc une contribution très nette au signal en tir vertical. Elle est aussi probablement à l'origine, de la faible largeur spectrale observée dans cette région dans la direction verticale comme le montre les figures VI-4.

A partir de 11 Kms (figures VI-3), le signal se remet à croître brusquement dans les trois directions. Il existe probablement une couche stable.

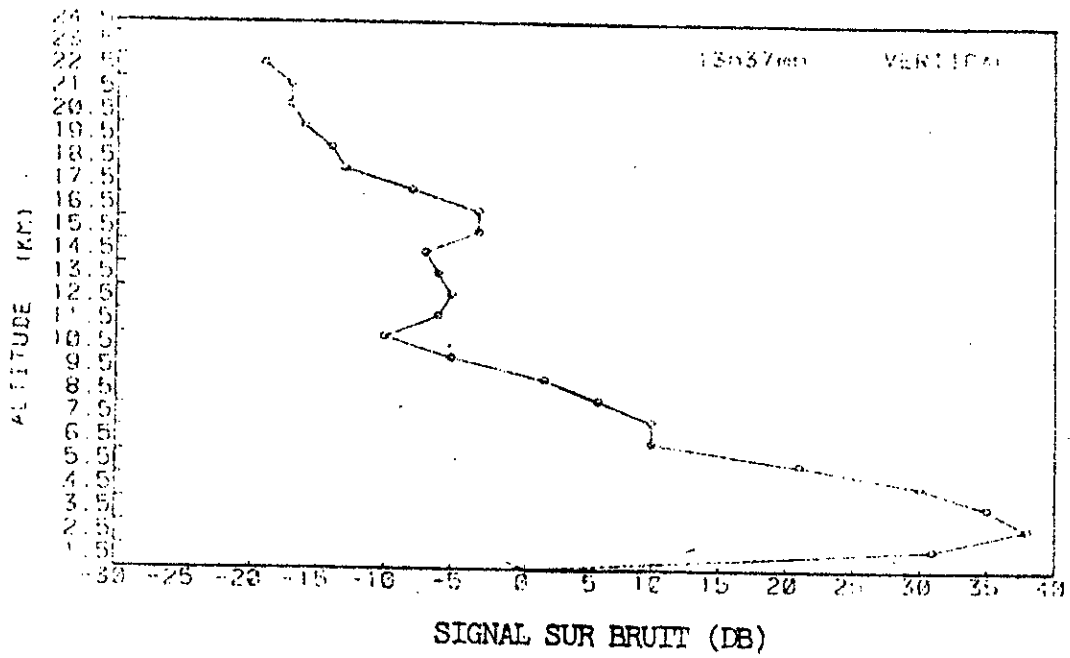
Mais comment expliquer à ce niveau, que les variations de (S/N) en oblique, sont analogues à celles en verticale alors que le nombre de Richardson (fig. VI-5) est supérieur à 0,25 au delà de cette limite ?

L'explication est liée à l'apparition à cette altitude d'un jet Stream [noyau de vent fort dont la vitesse est supérieure à 200 Kms/h à 10 kms, (voir fig. VI-12)] qui implique l'existence d'un très fort cisaillement du vent, induisant peut être une forte turbulence dynamique en couches (~ 100m) [60] (figures VI-6 et VI-7).

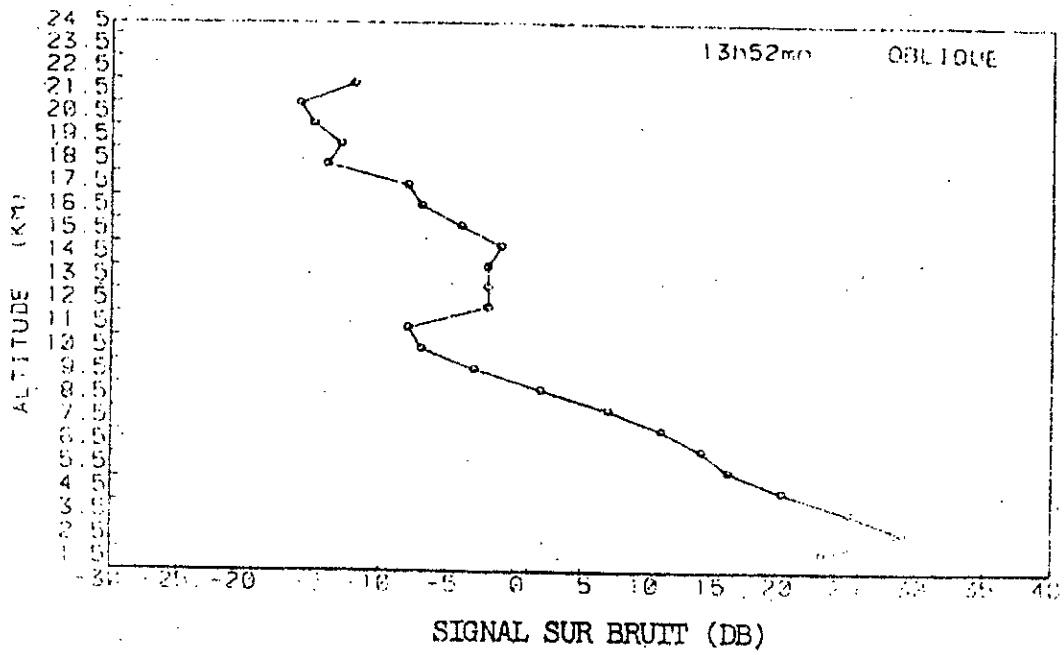
En 1964, Miles et Howard ont montré qu'entre deux couches stables où le nombre de Richardson est bien supérieur à 0,25, il existe souvent une couche fine avec un gradient de vent caractérisé par R_i devenant inférieur à 0,25.

L'instabilité crée des ondes de longueur $\lambda \approx 7,5 l$ (l représentant l'épaisseur de la couche). Ces ondes couramment appelées K-H [Kelvin-Helmoltz] s'enroule en vortex, perpendiculaires au gradient de vent pour dégénérer en turbulence [41] (figure VI-8).

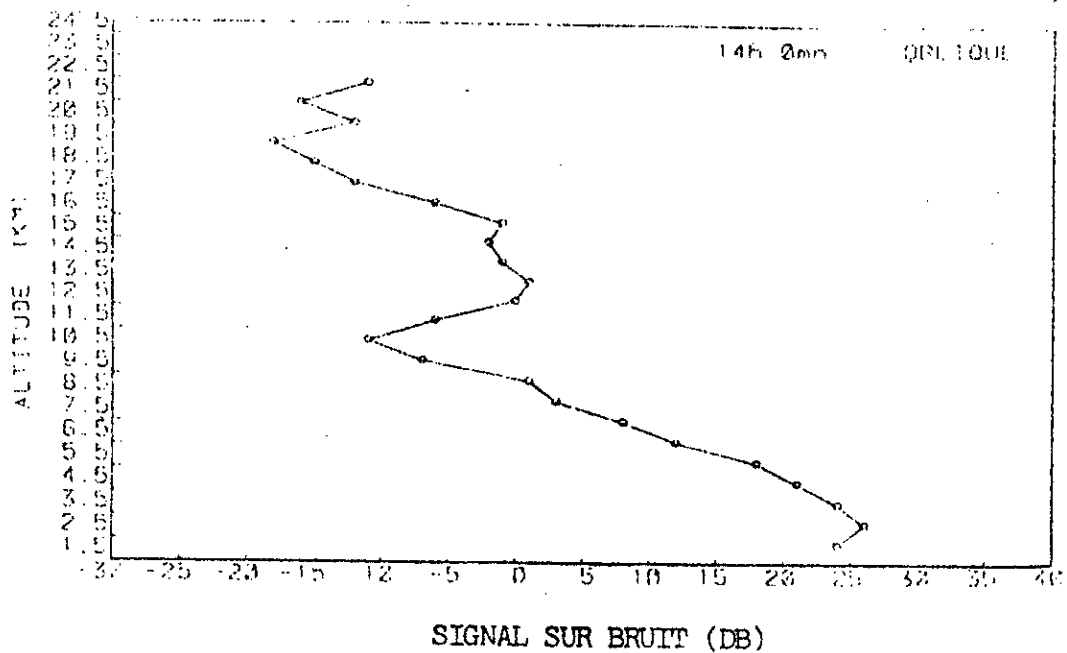
C'est ainsi que nous expliquons les échos turbulents provenant de régions où le nombre de Richardson R_i calculé est supérieur à 0,25.



(a)

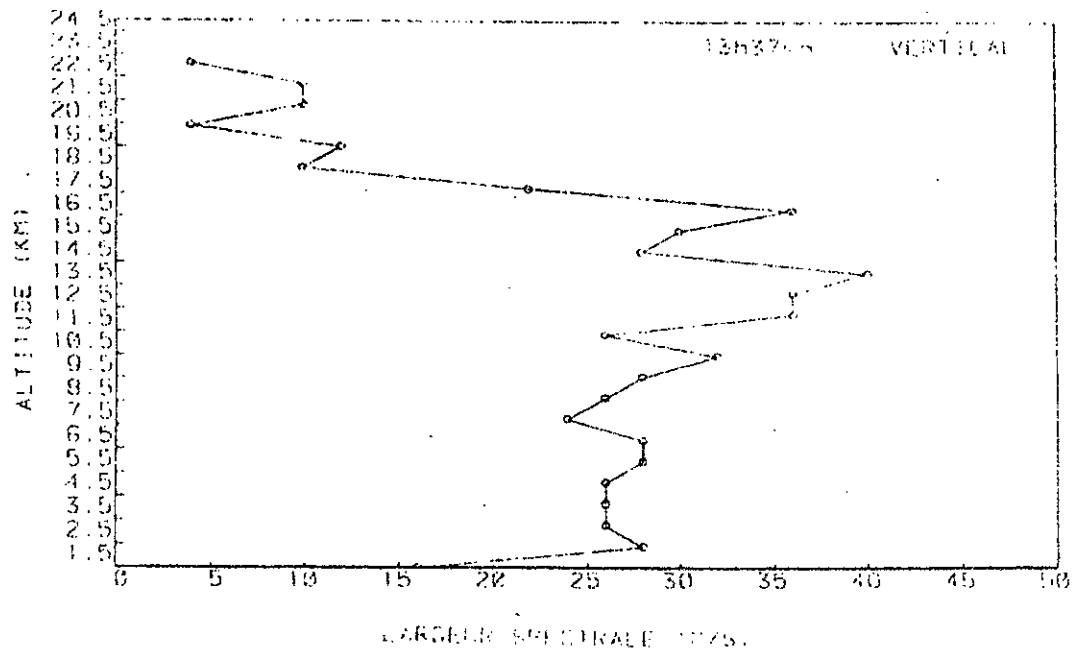


(b)

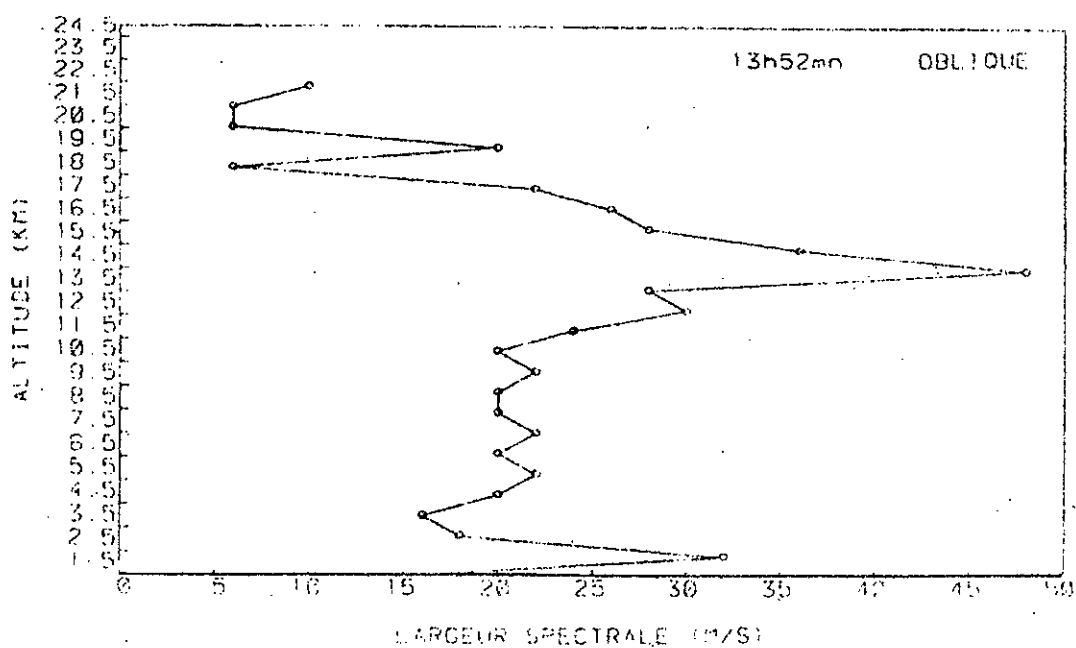


(c)

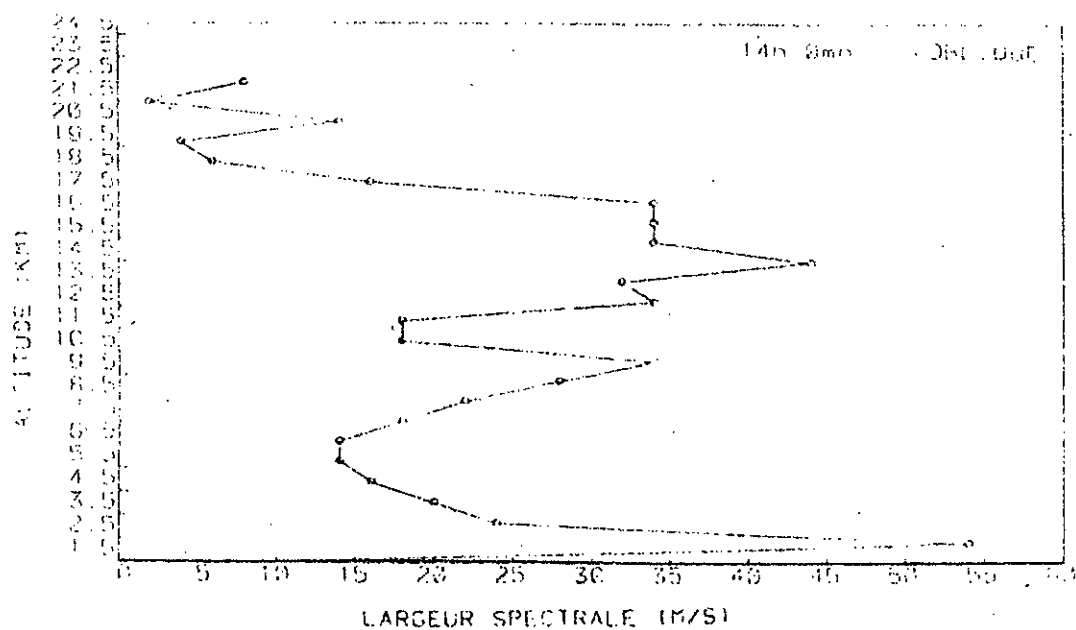
Fig.VI-3: Profils de signal sur bruit obtenus à Fos dans les 3 directions le 8 février 1984.



(a)



(b)



(c)

Fig VI-4: Profils de largeur spectrale obtenus à Fos dans les 3 directions le 8 février 1984.

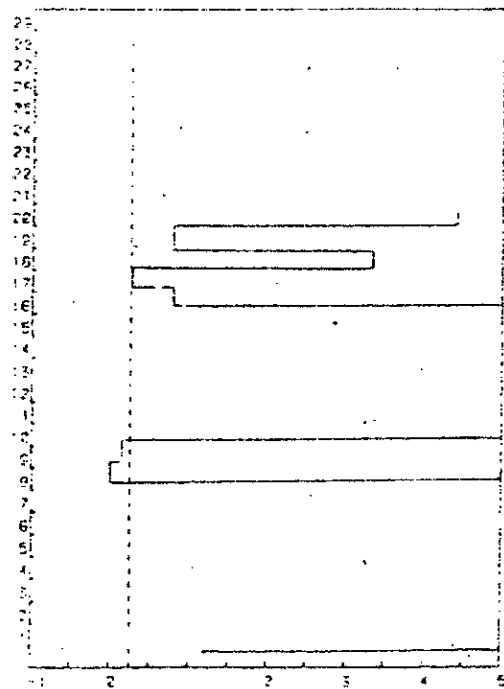


FIG. VI-5

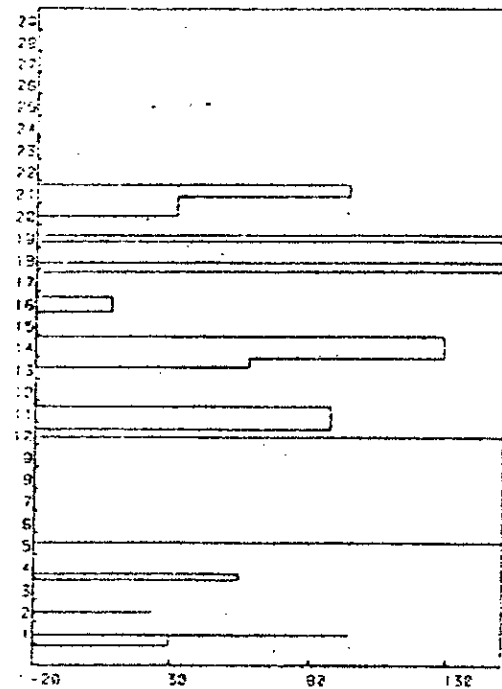


FIG. VI-6

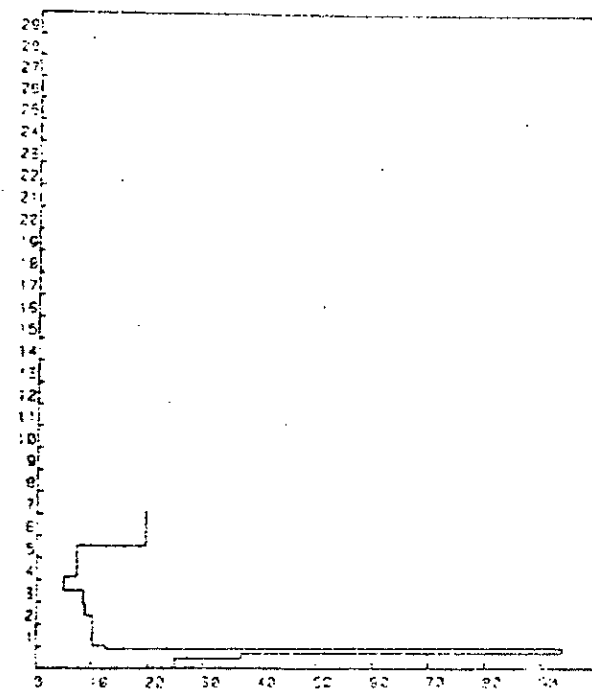


FIG. VI-7

Profils obtenus à la station de radiosondage de Nîmes, le 8 février 1984 à 12 h TU:

- Nombre de Richardson
- Fréquence de Brunt-Vaissala x 1E5
- Gradient du vent

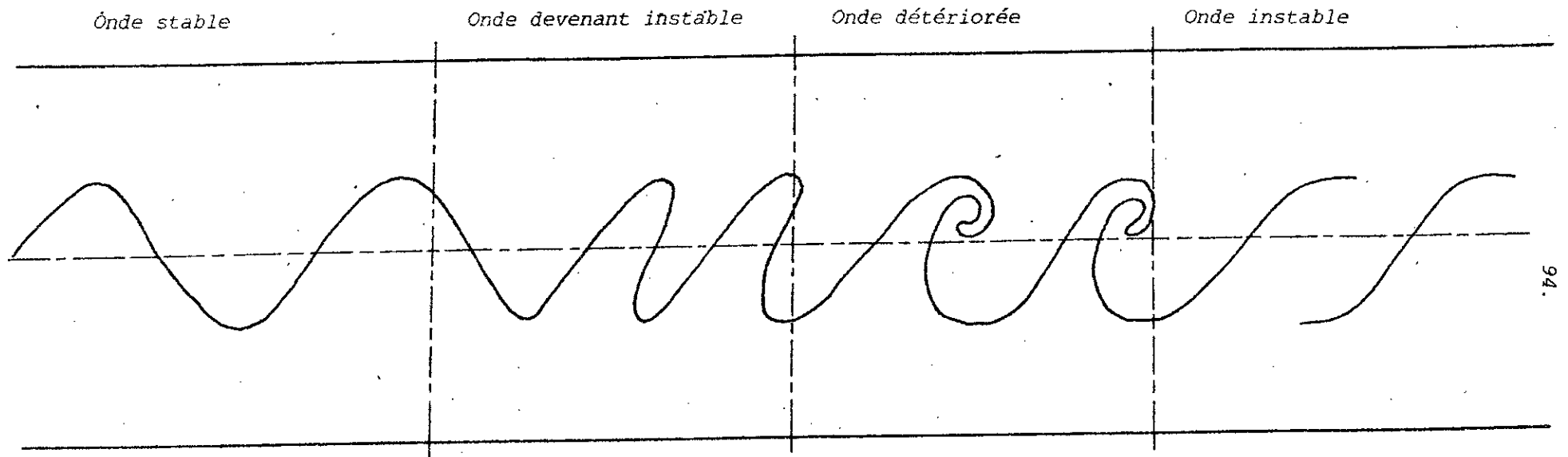


Figure VI-8 Représentation schématique des étapes successives du développement d'une onde k-H

La présence d'une couche turbulente bien développée, du fait par exemple de l'existence d'un jet stream, rend plus difficile la détection des couches stables.

Il existe, cependant des cas où l'accroissement du (S/N) n'apparaît pas à la même heure pour des observations en vertical et en oblique, comme le montre les figures VI-9.

On constate qu'entre 2 et 4 Kms, le signal obtenu en oblique (figures VI-9b et c) est plus fort qu'en vertical (figure VI-9a), soit plus de 15 dB à 3,5 Kms. Cet accroissement peut s'interpréter comme étant dû à la diffusion turbulente ainsi qu'à la réflexion partielle.

On a vu précédemment (figures V-6) qu'il est possible d'identifier la hauteur de la tropopause, suite à l'augmentation du signal au delà de 9 Km, due à la présence de couches hydrostatiquement stables dans la stratosphère et qui contribuent à la formation de l'écho par réflexion partielle.

Ce résultat est particulièrement net sur les profils de (S/N) des figures VI-9. On remarque que cet accroissement n'apparaît pas au même moment et à la même altitude pour des observations en vertical et en oblique et ne peut donc être dû à un processus de diffusion turbulente.

La hauteur où l'accroissement de (S/N) en vertical prend naissance, peut être identifiée comme étant celle de la tropopause.

Les comparaisons de la hauteur de la tropopause effectuées à partir des mesures par radar S.T. et par ballon (pour la période du 8 au 10 mai 1982) (figure VI-10) montrent une assez bonne corrélation entre ces techniques d'estimation.

II-3 Evolution temporelle du rapport (S/N) en vertical à altitude constante.

Nous avons représenté sur la figure VI-11, pour les périodes du 8,9,10 et 11 mars 1983, l'évolution temporelle du rapport (S/N) en vertical pour les altitudes de 3.5, 9.54 et 15.62 Kms.

On peut constater que ces variations temporelles ne sont similaires à celles de C_n^2 qu'aux altitudes inférieures à la hauteur de la tropopause, là où les réflexions partielles ne contribuent presque pas.

On remarque qu'au dessus de la hauteur de la tropopause, ces évolutions temporelles sont faibles entraînant ainsi celles de la constante de structure réfractive de la turbulence C_n^2 .

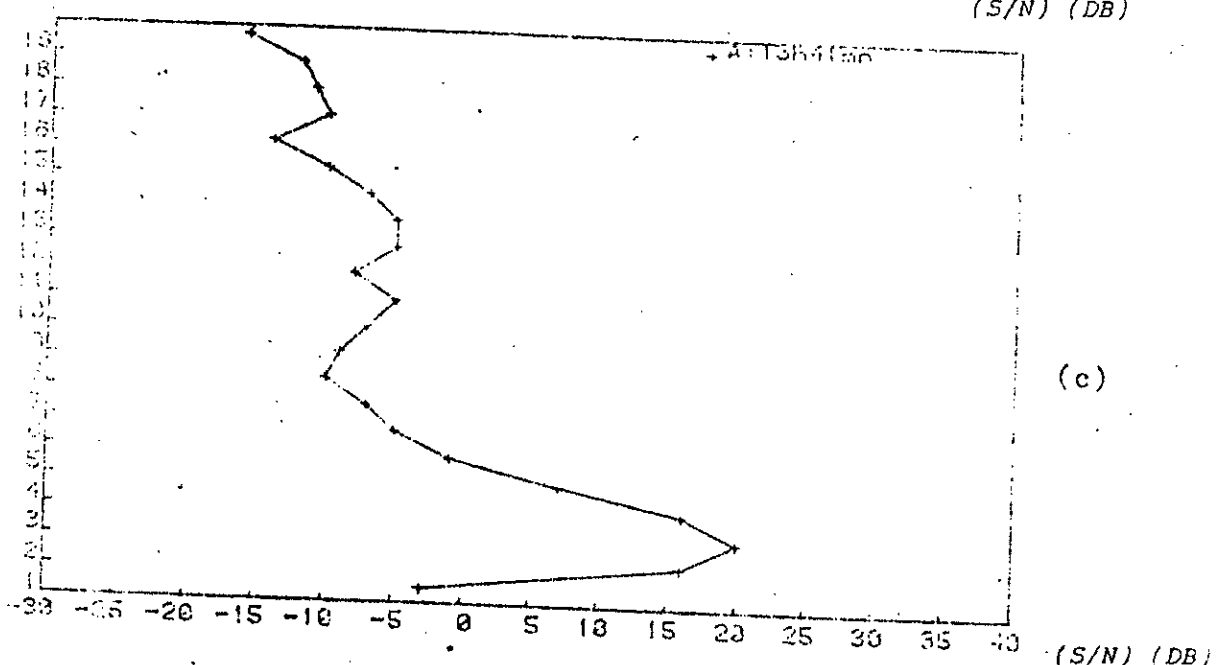
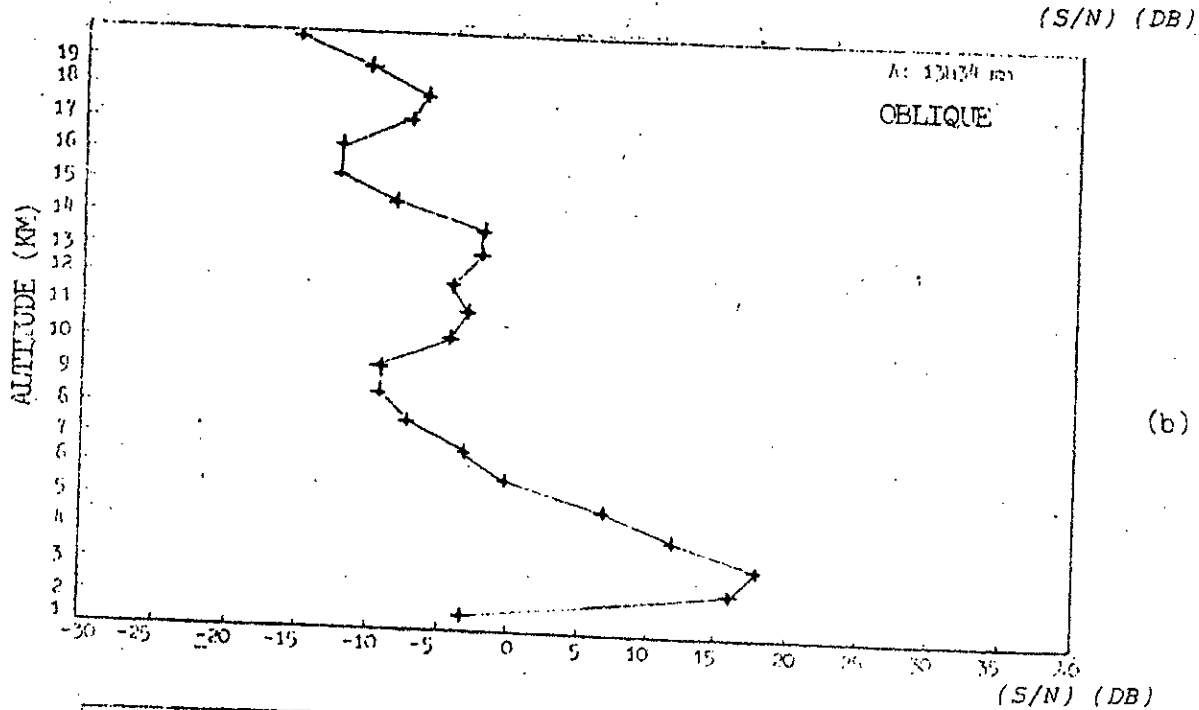
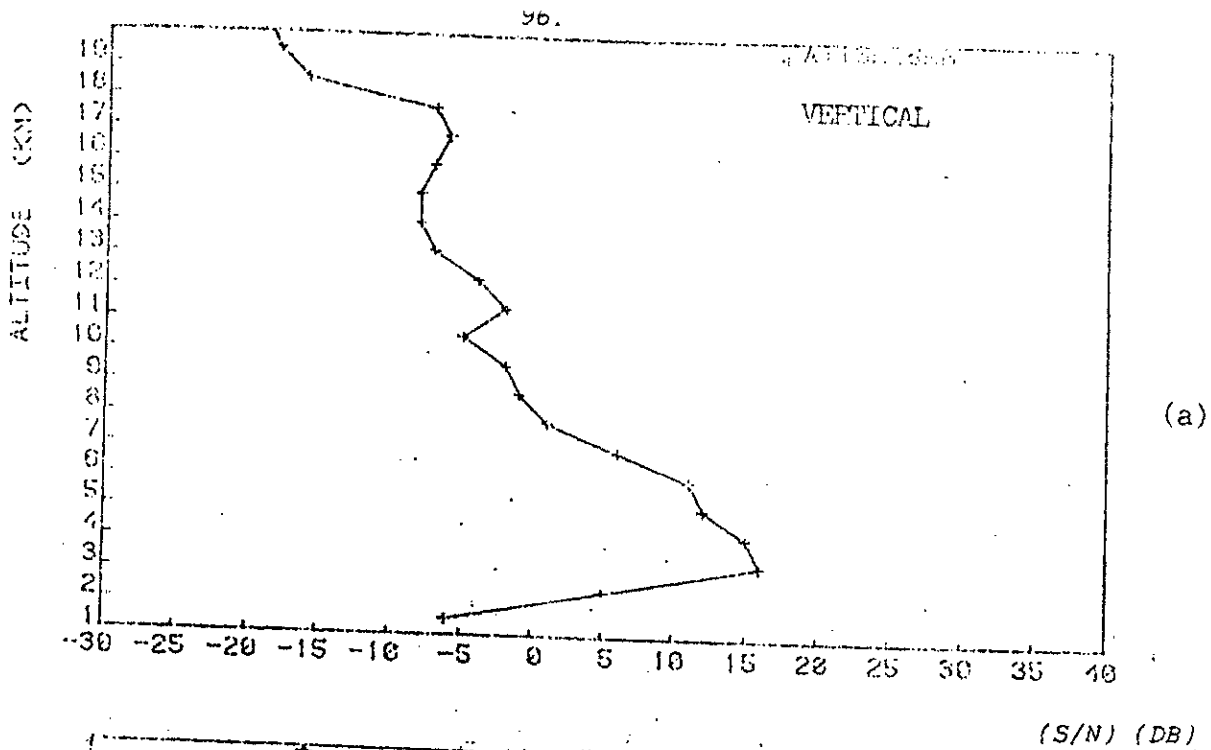


Fig VI-9: Profils de signal sur bruit obtenus à Fos dans les 3 directions le 10/02/01

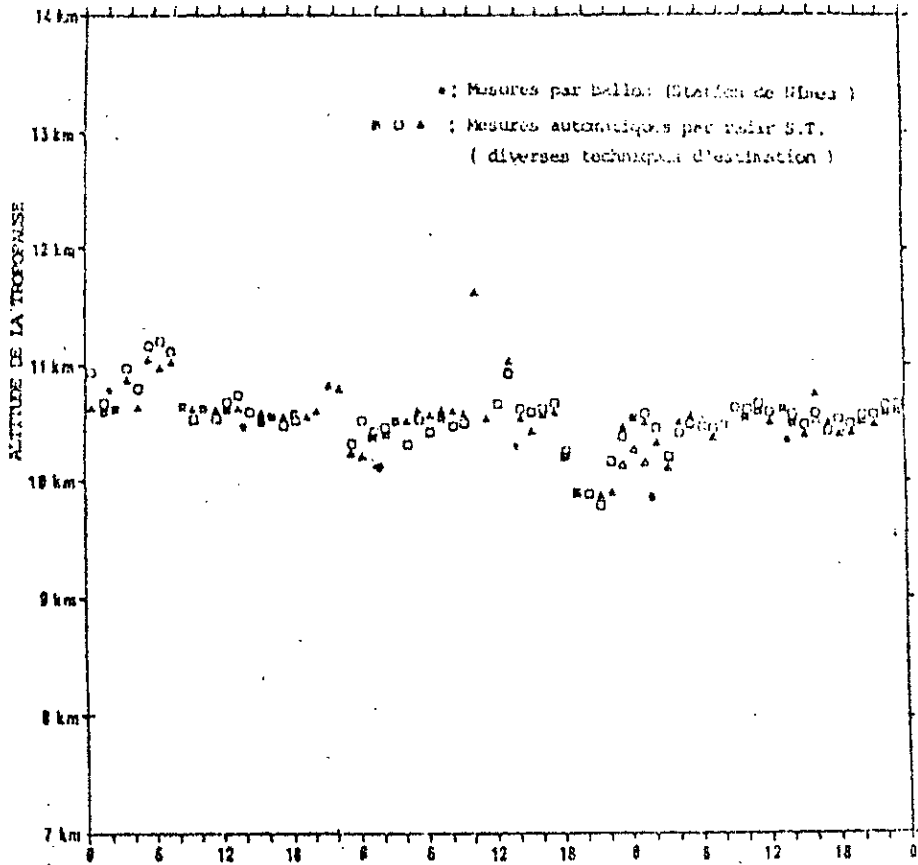


Fig VI-10: Variation de l'altitude de la tropopause mesurée par radar S à Fos et par ballon à partir de Nîmes du 8 au 10 mai 1982.
 (Tiré du rapport de M. CROCHET, 1983 (8))

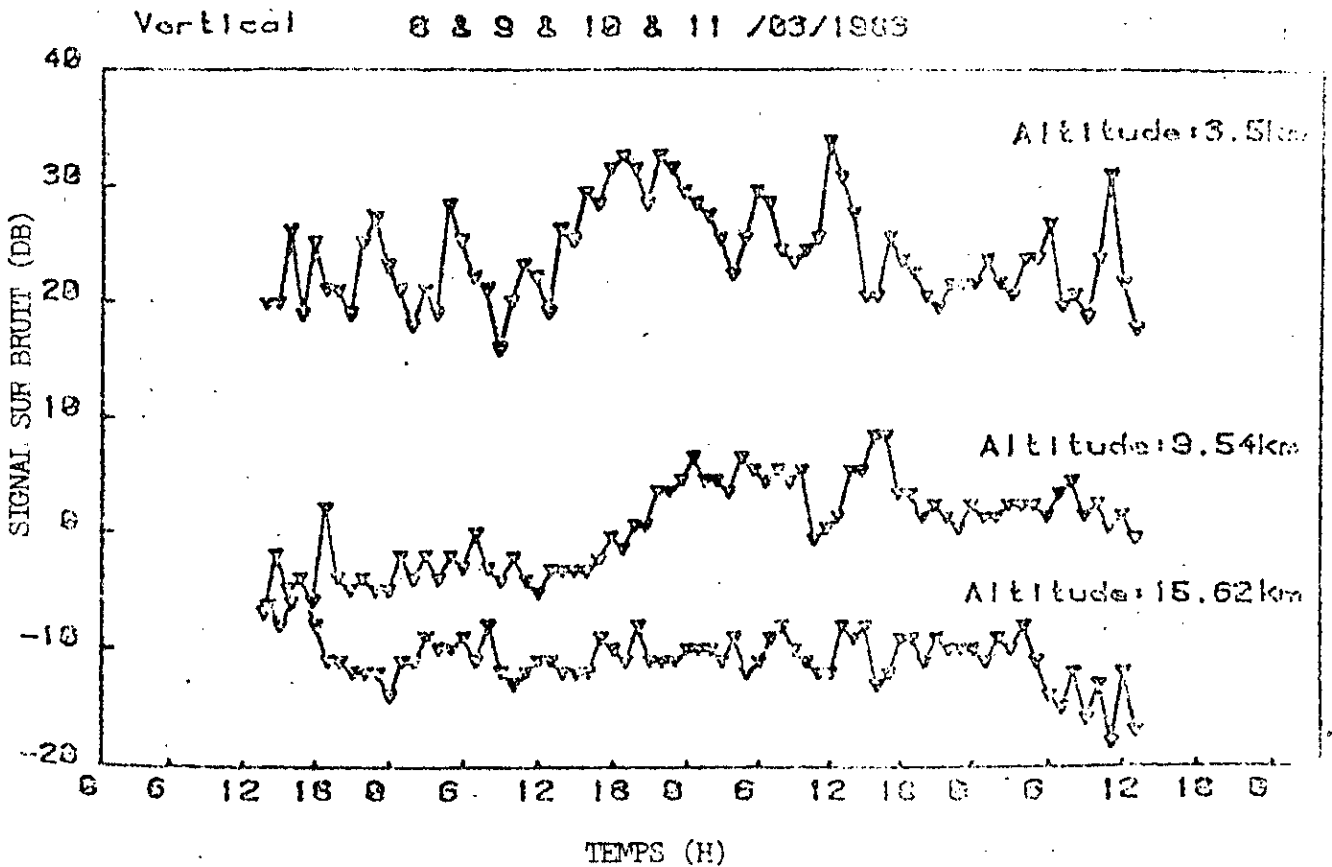


Fig VI-11: Evolution temporelle du rapport (S/B) à altitude constante

Ces variations temporelles qui ne sont cependant pas négligeables, se traduisent par l'existence des deux mécanismes: la diffusion turbulente et la réflexion partielle.

II-4 Conclusion.

A partir des résultats obtenus en tir vertical, nous pouvons conclure:

- la composante verticale de la vitesse du vent est un paramètre aisément mesurable par le radar S.T. 50 MHz
- la hauteur de la tropopause est très aisément identifiée par cette technique. Cependant, en présence de couches turbulentes bien développées, la détection des couches stables est parfois difficile.

- l'étude des variations temporelles du rapport (S/N) montre que:

Au dessous de la hauteur de la tropopause (troposphère) le milieu est en moyenne instable.

Au dessus de la hauteur de la tropopause (stratosphère) le milieu est en moyenne stable.

III- Résultats obtenus en tir oblique.

III-1 Composantes horizontales du vecteur vitesse-vent.

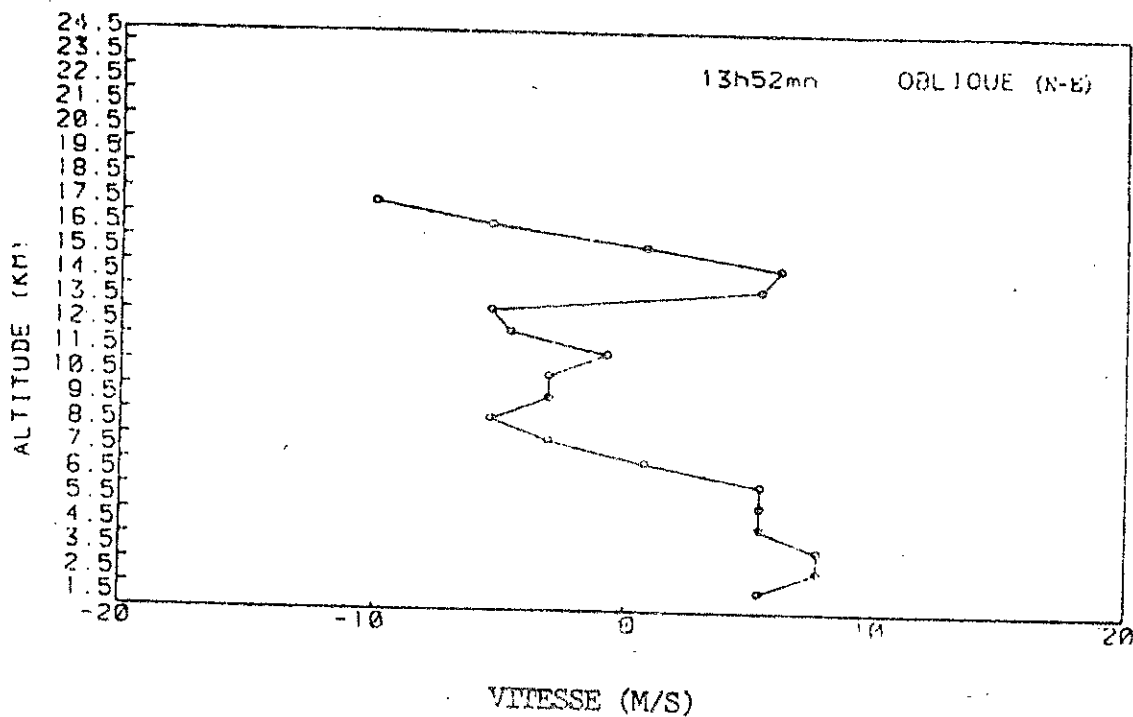
Nous avons tracé les profils en altitude des composantes horizontales du vent (plan Sud-Est et plan Nord-Est), qui sont présentés sur les figures VI-12.

Dans le plan Sud-Est, on constate un fort accroissement du vent (supérieur à 80 m/s) lié probablement à l'apparition d'un jet Stream. La composante du vent dans le plan Nord-Est est relativement plus faible.

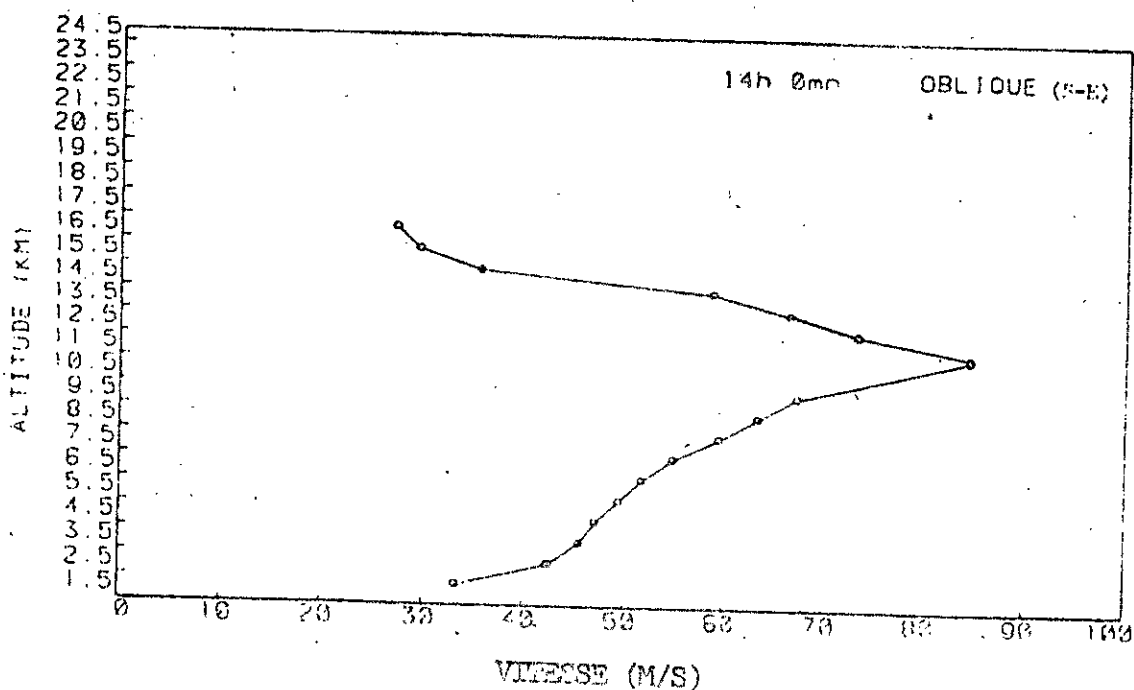
III-2 Variations temporelles de la composante horizontale du vent dans

le plan Sud-Est.

Les variations temporelles de la composante horizontale du vent (figures VI-13) et la comparaison avec les mesures par ballon, permet de mettre en valeur tout le potentiel du radar S.T. (mesures fréquentes et rapides



(a)



(b)

Fig VI-12: Profils de la composante horizontale du vecteur vitesse-vent obtenu à partir des données radar S.T. Provence le 8 février 1984

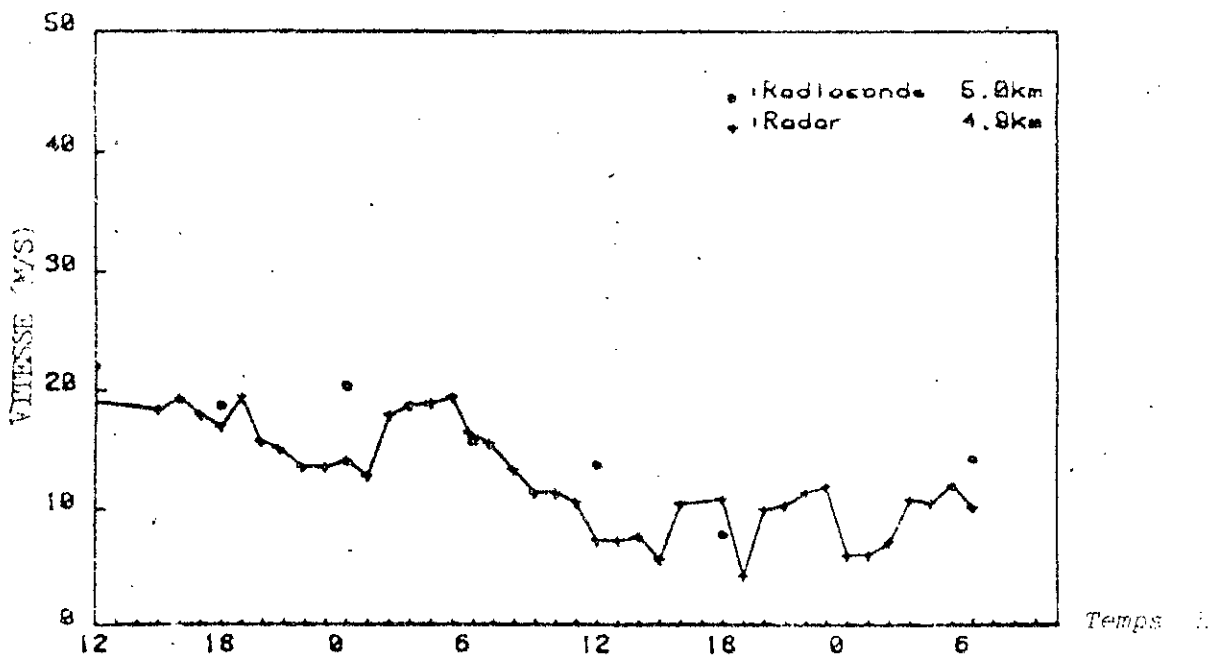
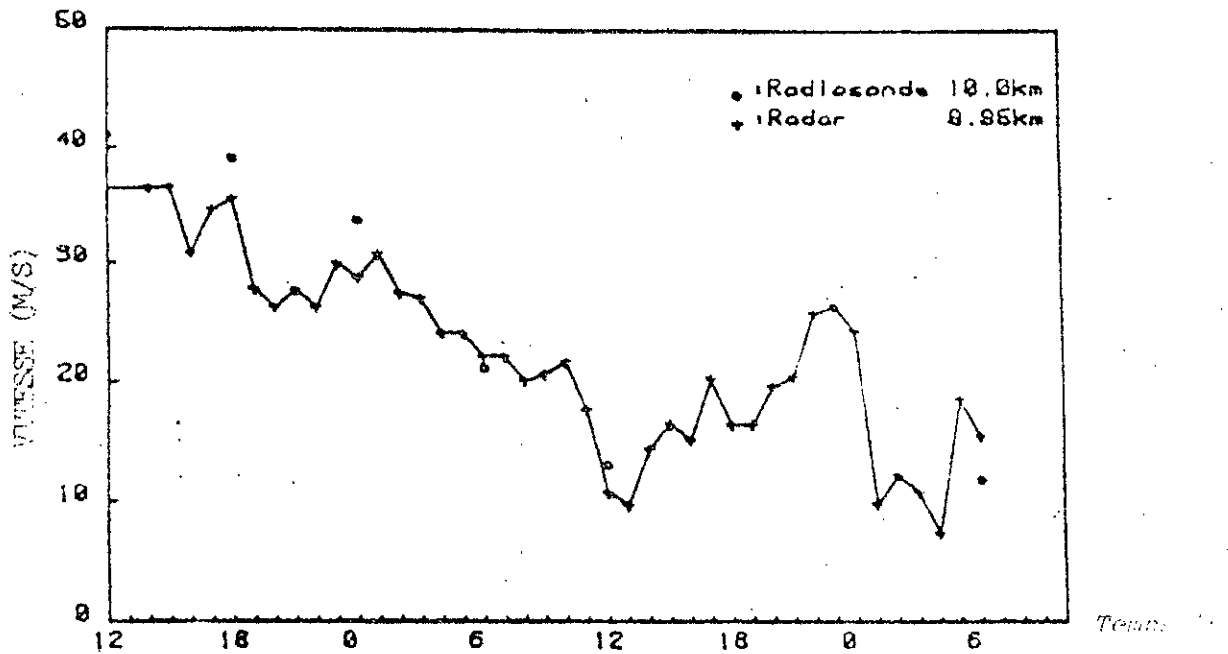
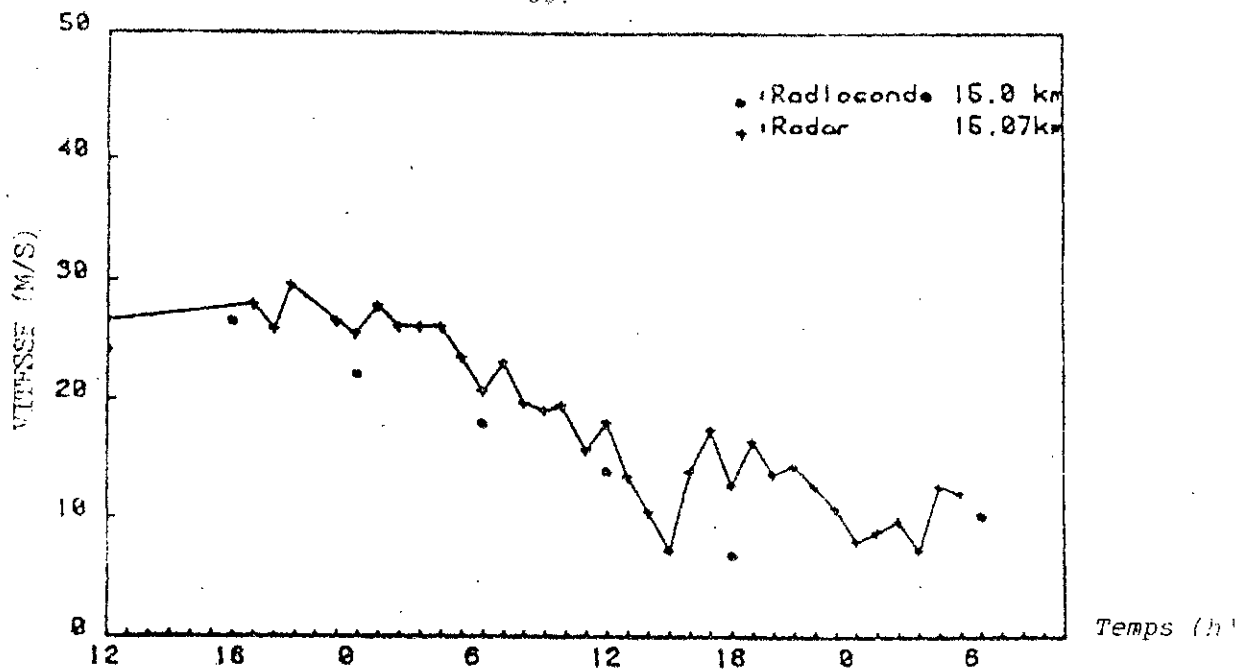


Fig V.-13: Variations temporelles à altitude constante de la vitesse du vent dans la direction S.E pour la période du 12 au 14 octobre 1982

1 h, 15 mn et 1 mn) alors que les mesures par ballon ne sont effectuées au mieux que toutes les 6 h.

III-3 Comparaisons des vents horizontaux obtenus par radar S.T.

et par ballon.

Afin de vérifier la validité des mesures par le radar S.T. de Provence, nous avons procédé à une comparaison avec les mesures obtenues par ballon (station de radiosondage de Nîmes)

1- Comparaison des vecteurs.

Une comparaison des vecteurs vitesse-vent est représentée sur la figure VI-14 entre les altitudes comprises entre 2 et 9 Kms.

On constate qu'en dessous l'altitude de 5 Kms, les directions des vecteurs présentent des différences, tandis que les modules sont parfois comparables. ces différences observées à basse altitude sont probablement dues à la topographie de la zone où les mesures sont réalisées, ainsi qu'à la distance entre les points d'observations (~ 50 Kms).

Au dessus de 5 Kms, les directions et modules des vecteurs sont très proches. Afin d'effectuer une comparaison avec une meilleure résolution spatiale, nous traçons les profils en altitude de la force et de la direction du vent.

2- Profils en altitude de la force et direction du vent.

Afin de pouvoir effectuer une comparaison, des hypothèses d'homogénéités temporelles et spatiales des phénomènes paraissent indispensables dans le cas de nos mesures. A partir des données des stations de radiosondage et radar S.T., nous avons tracé les profils de la force et direction du vent (figures VI-15). Les résultats montrent une assez bonne corrélation entre les mesures par ballon et par radar S.T. . On constate, cependant que :

- les performances en altitude du radar et du ballon sont quelques peu variables, par exemple pour les mesures par radar, l'altitude varie de 15 Kms le 8/2/84 à 18 h44 à 18 Kms le même jour à 13 h44 ou le 9/2/84 à 13 h12.
- l'intensité de la vitesse du vent est quelque peu variable, en particulier en dessous de 7 Kms (troposphère).

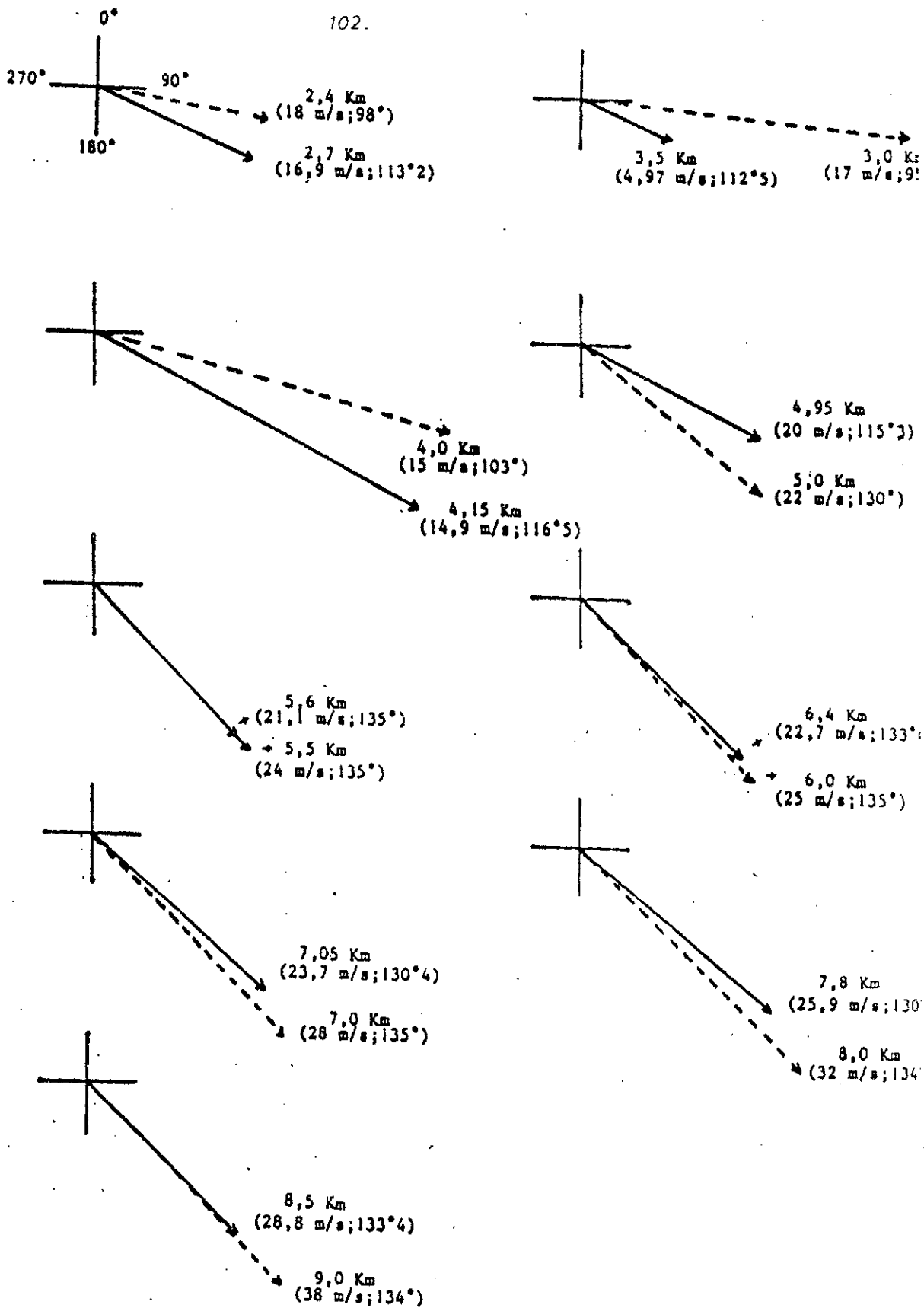
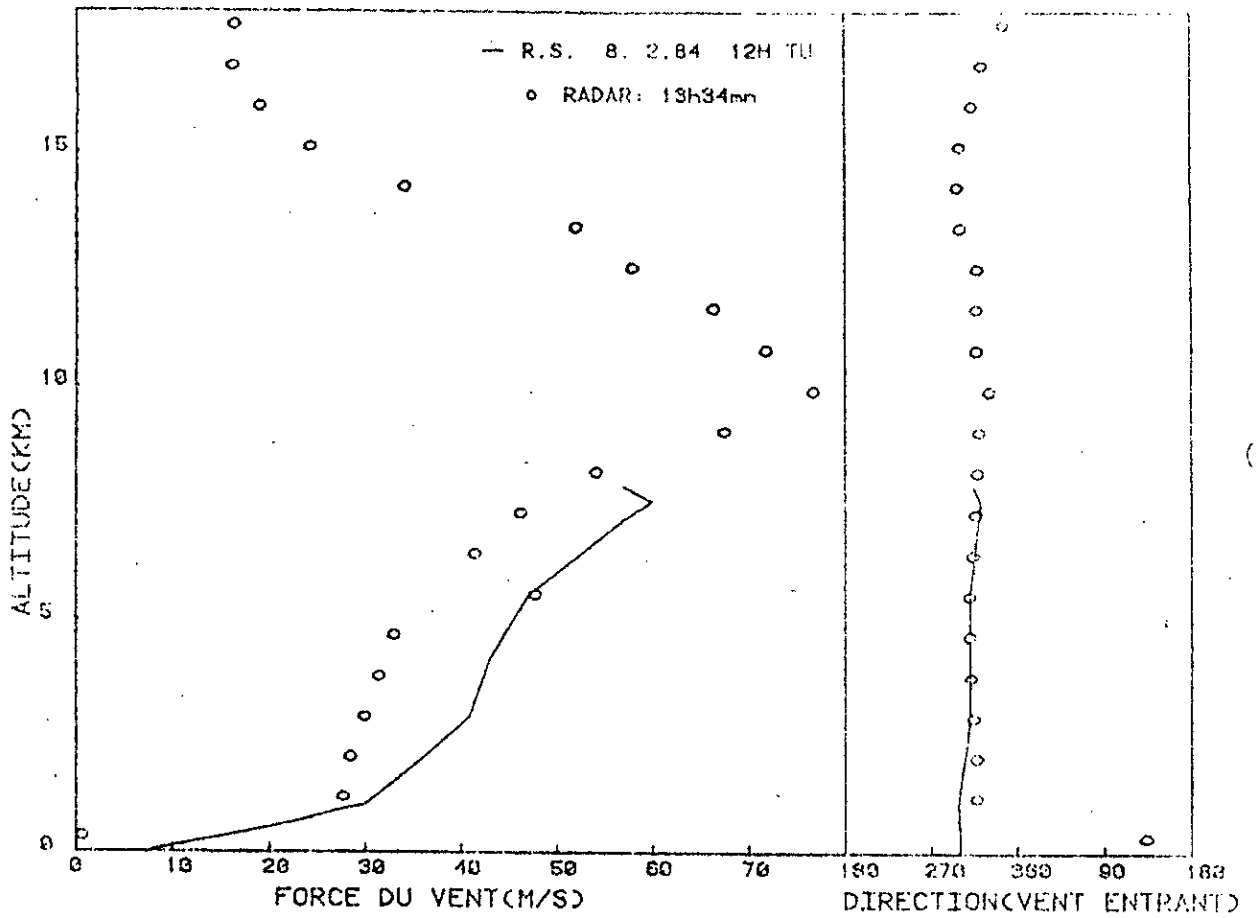
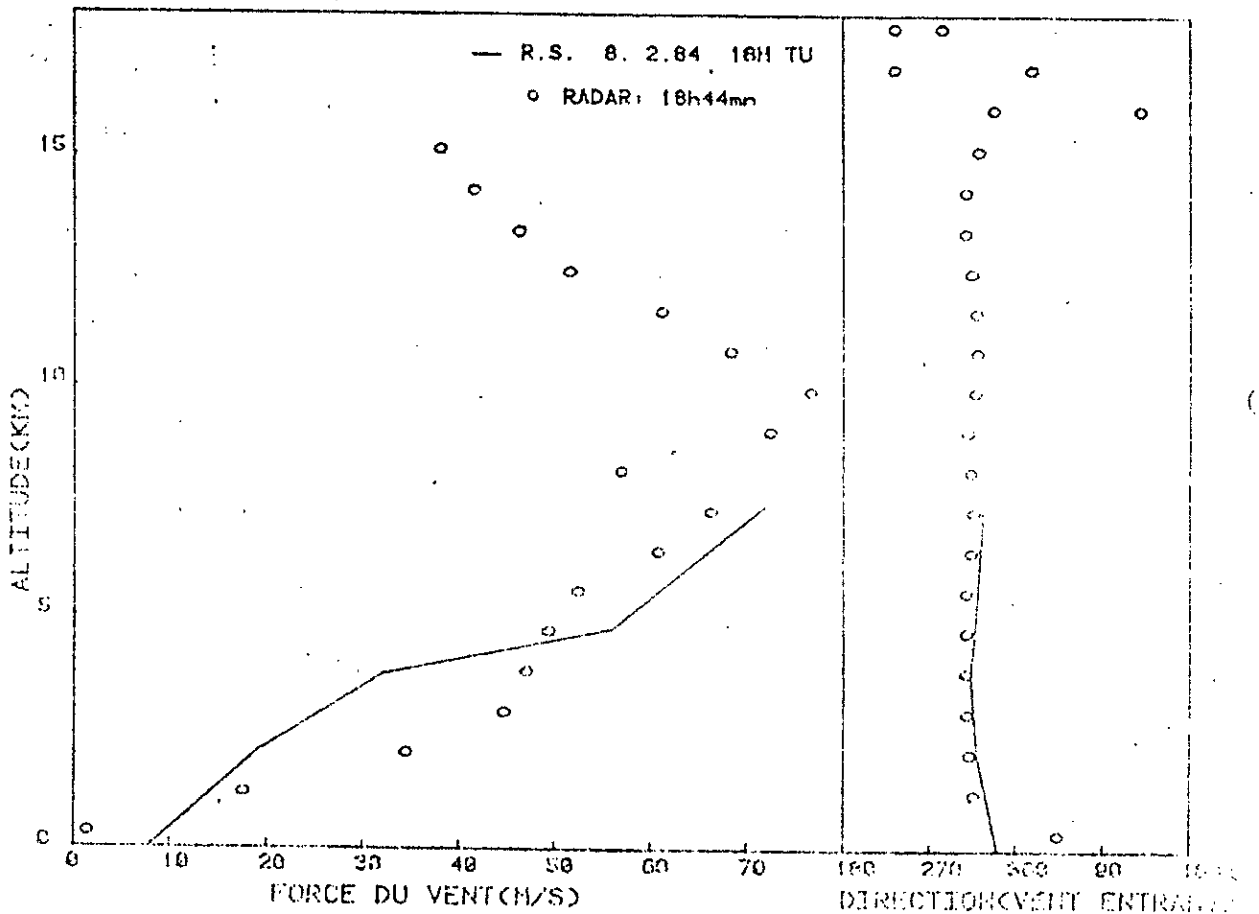


Fig VI-14: Comparaison des vecteurs vent par radar (S.E 14 h 32, N.E 14 h 35) et par radiosondage à partir de Nîmes aux environs de 12 h 30 le 12 octobre 1982



(a)



(b)

Fig Vi-14 : Comparaison force-direction du vent horizontal obtenu par radar S.T. (Provence) et par ballon (Station de radiosondage de Nîmes)

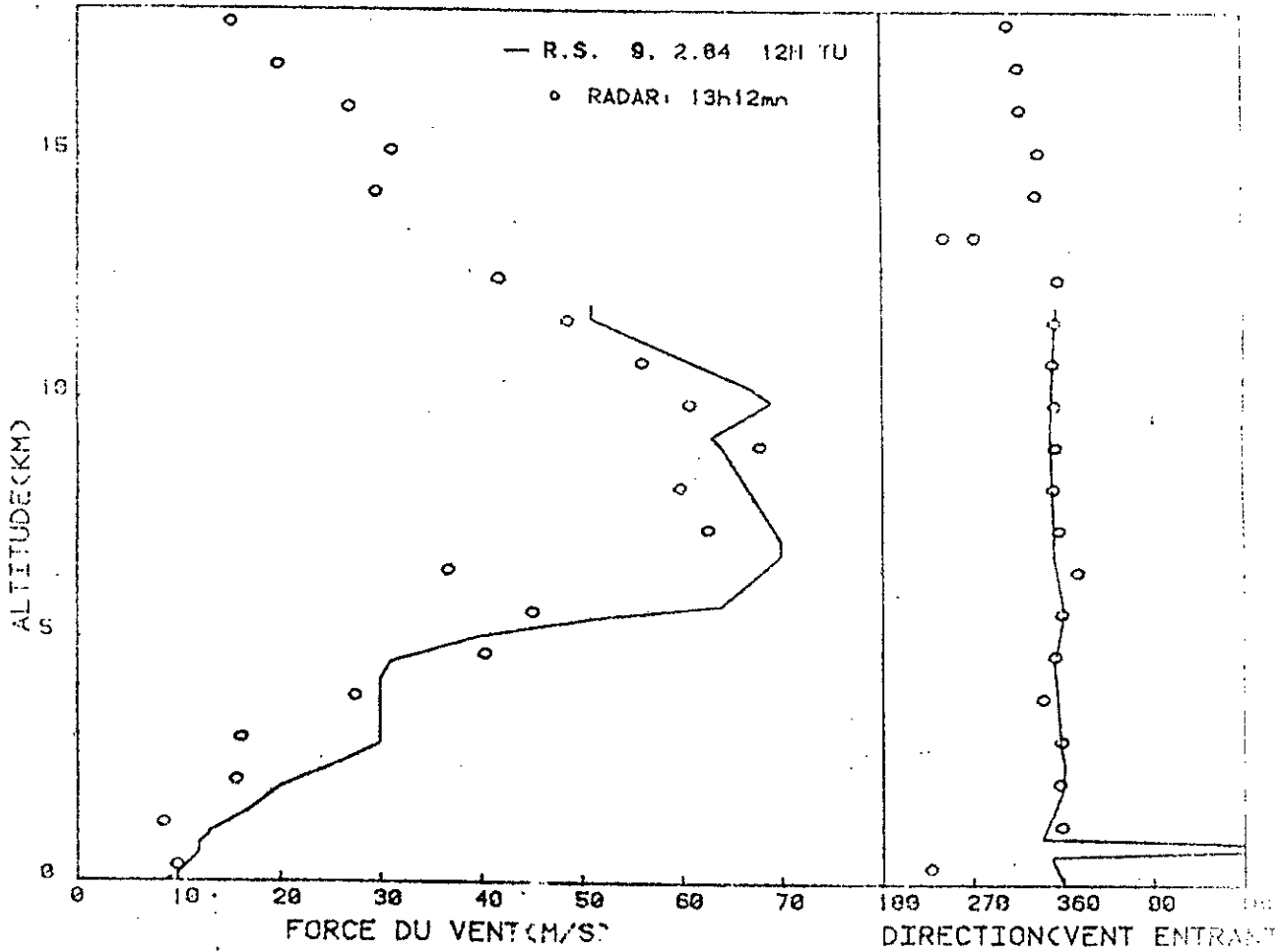


Fig VI-15: Comparaison force-direction du vent horizontal obtenu par radar S.T (Provence) et par ballon (station de radiosondage de Nîmes).

A certaines altitudes, l'écart atteint ou dépasse les 10 m/s, ce qui n'est pas négligeable. L'origine probable de ces variations d'intensité est liée à l'éloignement des sites de mesures et à la topographie de la région.

Pour cerner cet effet d'éloignement, les mesures doivent se faire au même endroit. Cette condition peut être atteinte par temps de Mistral, où le ballon peut se trouver dans le champ du radar.

III-4 Détection des couches atmosphériques turbulentes.

Pour détecter les couches atmosphériques turbulentes, on fait une étude comparative du rapport (S/N) dans les directions verticale et oblique. Les profils des figures (VI-3), montrent qu'en dessous la tropopause, les signaux obtenus ont pratiquement même amplitude en tir vertical et oblique ce qui implique que probablement, seule la diffusion turbulente contribue au signal rétrodiffusé. Ceci peut être aussi à l'origine de la forte largeur spectrale obtenue en oblique (figures IV-4)

Le rapport signal sur bruit doit décroître comme le carré de la distance d'une part et en fonction de la constante caractéristique de la turbulence C_n^2 d'autre part (figures VI-4 et VI-16).

Les observations effectuées dans la direction oblique (figure V-4) montrent que le rapport (S/N) diminue d'environ 40 dB de 2 à 12 Kms.

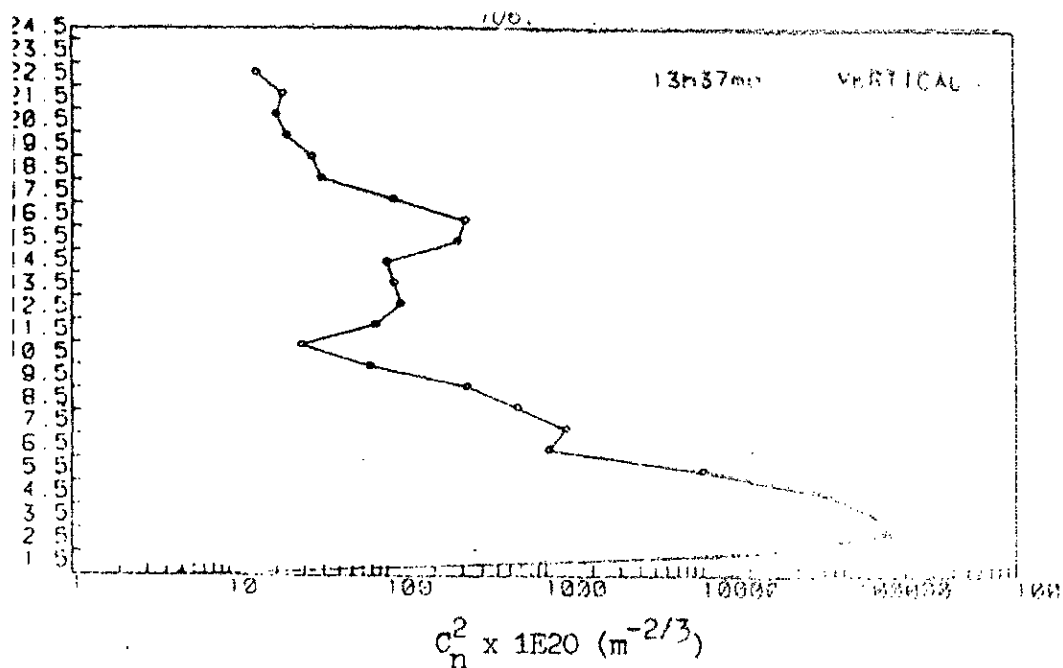
Compte tenu de la variation avec la distance en $(1/r^2)$, on trouve que la constante C_n^2 diminue d'environ 24 dB en 10 Kms (figure VI-16).

Cette valeur est proche de la variation de 2 dB/Km, mesurée en Alaska par Nastrom, Balsley et Gage en 1981.

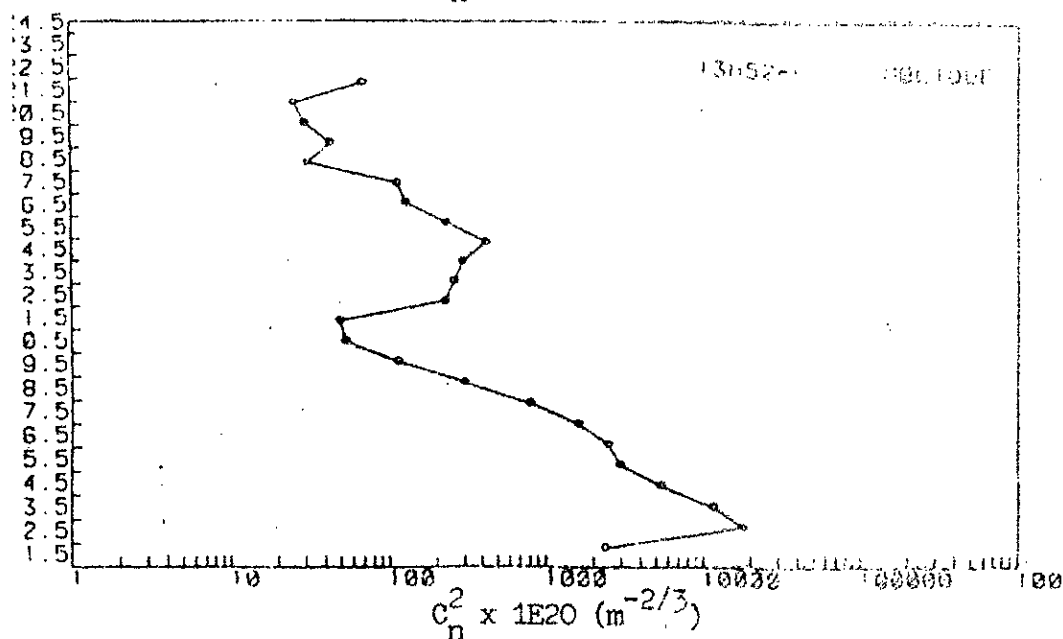
III-5 Evolution temporelle du rapport (S/N).

Afin d'étudier la stabilité du processus de diffusion en fonction du temps, on représente l'évolution de (S/N) sur plusieurs heures à différentes altitudes (figures VI-17).

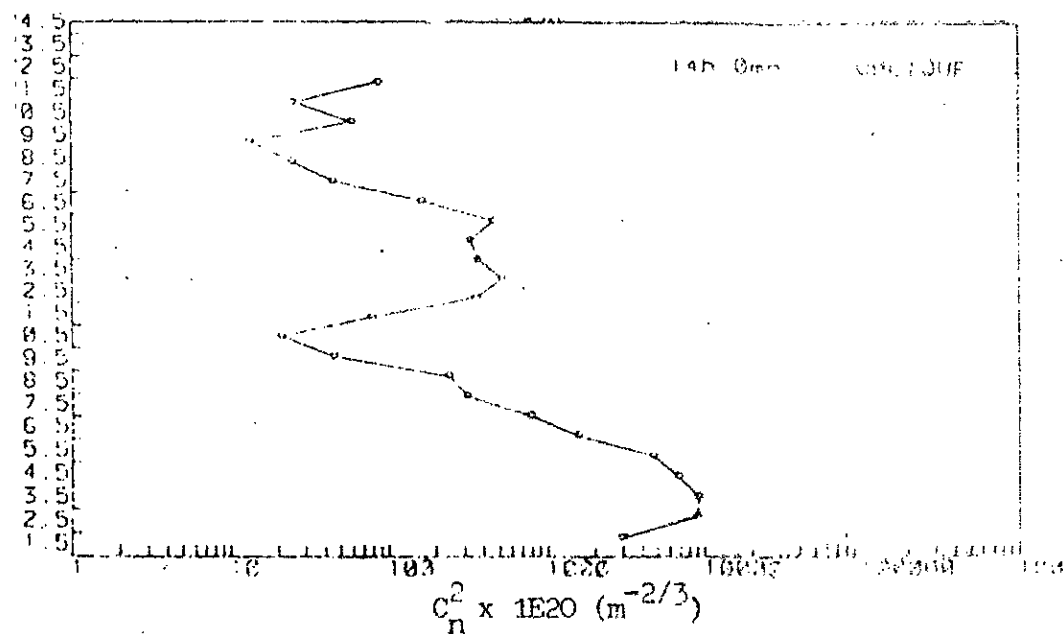
Ce rapport (S/N) qui est proportionnel à la constante caractéristique de la turbulence C_n^2 , fluctue au cours du temps, en fonction des divers paramètres (insolation, humidité et vitesse du vent).



(a)



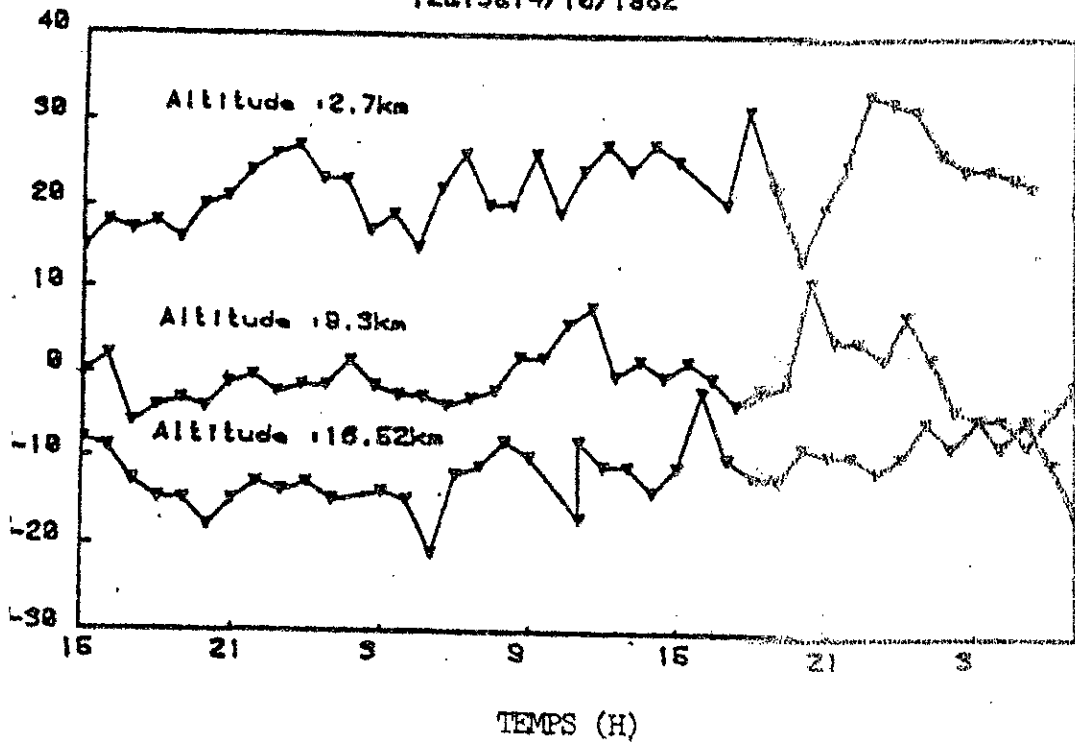
(b)



(c)

Fig VI-16: Profils de la constante de structure réfractive (C_n^2) obtenu à partir des données radar S.T Provence le 8 février 1994.

1071
12&13&14/10/1962



12&13&14/03/1963

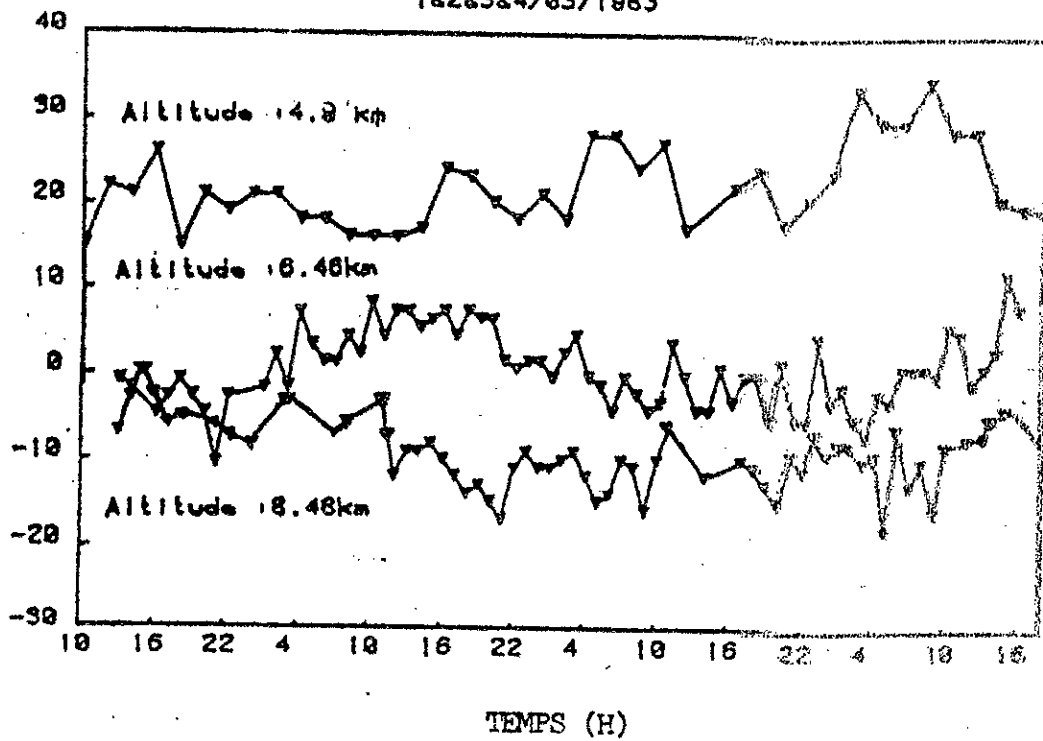


Fig VI-17: Evolution temporelle du rapport signal sur bruit obtenu en tir oblique à altitude constante

On constate que les fluctuations sont plus importantes à basse altitude, en relation probable avec les fluctuations d'humidité.

III-6 Profils en altitude de la section efficace de rétrodiffusion

de la réflectivité en volume et du coefficient de réflexion en puissance.

Le tableau VI-1 donne quelques valeurs expérimentales de σ , η et $|\rho|^2$ aux altitudes de 5, 10 et 15 Kms, tirés des profils en altitude (figures VI-18) a, b, et c) que nous avons tracé à partir des données radar S.T. (station de termes d' Armagnac, Toulouse) pour la journée du 11 février 1984 à 14 h 25. On constate que la loi de variation en altitude de ces grandeurs semble aléatoire. Cependant, d'autres statistiques sont nécessaires afin de tirer d'éventuelles autres conclusions.

Grandeur Altitude (Km)	$\sigma(m^2)$	$\eta(m^{-1})$	$ \rho ^2$
5	10^{-6}	10^{-16}	10^{-17}
10	10^{-8}	10^{-21}	10^{-20}
15	$10^{-6} - 10^{-5}$	$10^{-19} - 10^{-18}$	10^{-18}

Tableau VI-1

Valeurs expérimentales de σ , η et $|\rho|^2$ pour la journée du 11 février 1984 à 14 h 25 aux altitudes de 5, 10 et 15 Kms.

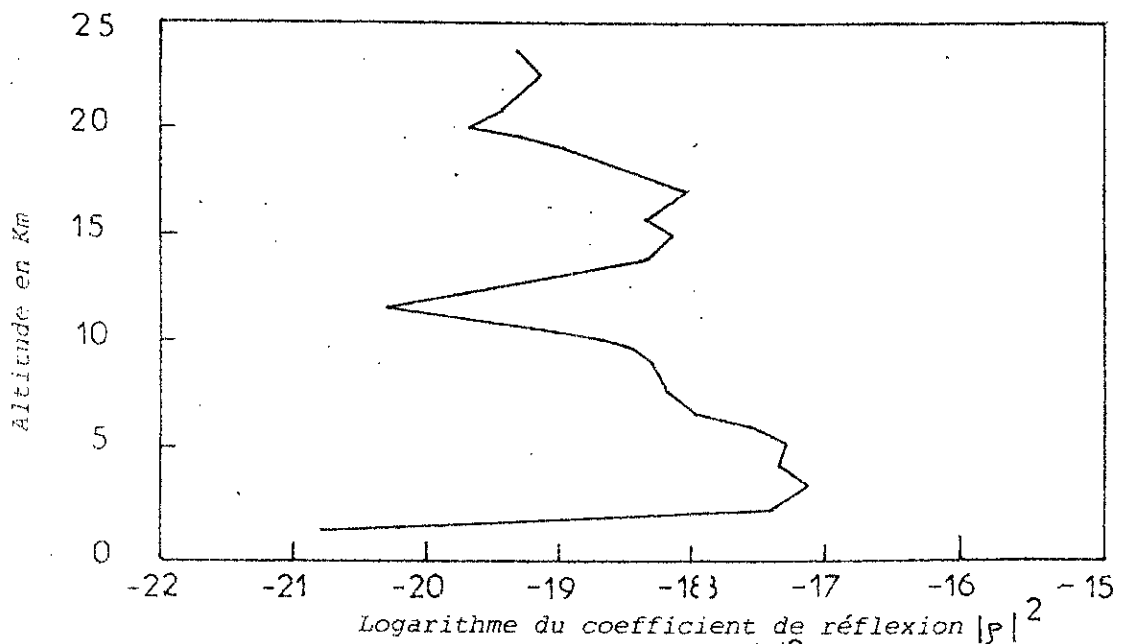
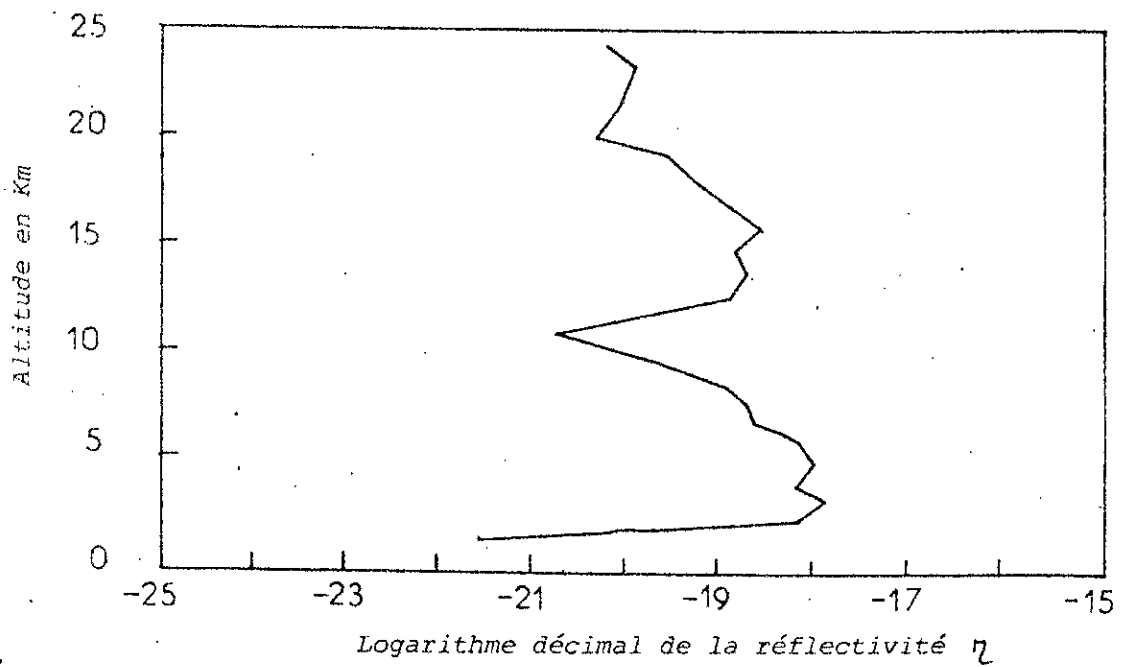
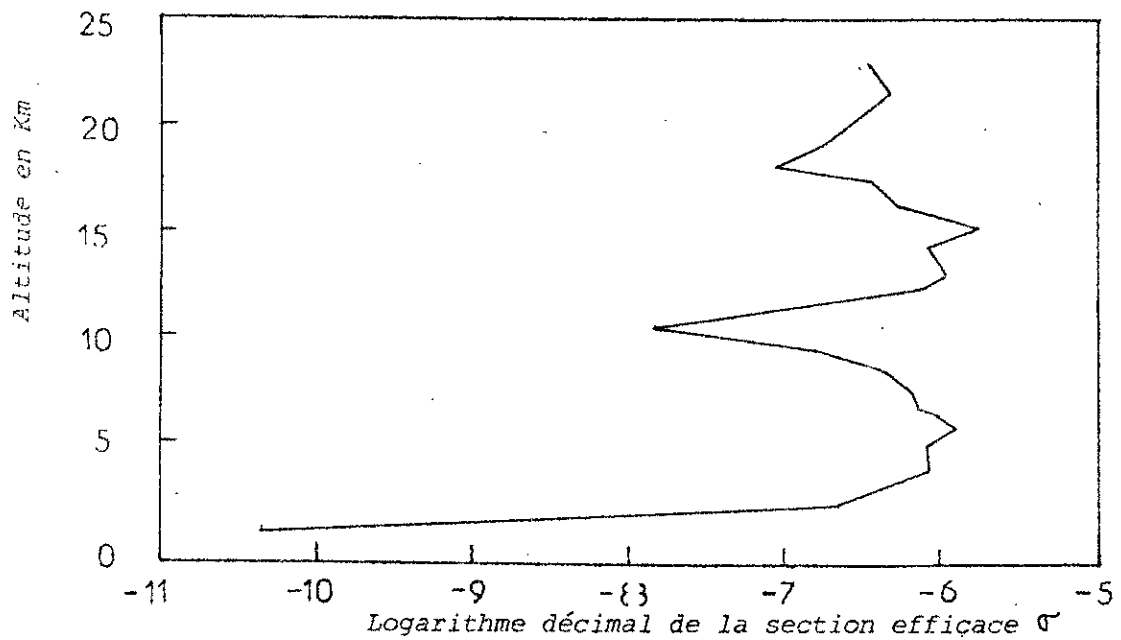


Fig VI-18: Profils en altitude de σ , η et $|P|^2$ obtenus à partir des données de Fermes d'Armagnac (Toulouse) le 11 février 1984 à 14 h 25 mn 53 s dans le plan Sud Est.

III-7 Conclusion.

Les résultats obtenus en tir oblique, montrent que:

- les composantes horizontales de la vitesse du vent (plans NE et SE) ne sont pas mesurées simultanément, ce qui est un inconvénient du fait qu'on ne peut pas reconstruire rigoureusement la vitesse du vent dans le plan horizontal.
- les mesures de ces composantes sont rapides et fréquentes, ce qui n'est pas le cas pour la technique par ballon.
- on trouve cependant, une assez bonne corrélation entre ces techniques d'estimation (ballon et radar S.T.)
- on peut aisément détecter les couches turbulentes,
- le milieu atmosphérique est en moyenne turbulent aux basses altitudes.

CHAPITRE VII.

ETUDE ET REPRESENTATION DE LA FONCTION CARACTERISTIQUE DU RESEAU
D'ANTENNES DU RADAR S.T. DE PROVENCE.

I- Introduction.

Le sondage en volume de l'atmosphère, qui est la principale application du radar S.T. conduit à utiliser des faisceaux étroits. Pour obtenir ceux-ci, nous avons utilisé des groupements d'antennes élémentaires. Ces groupements sont réalisés par des alignements uniformes, c'est-à-dire des alignements d'antennes identiques, régulièrement espacés et alimentés par des sources de courant dont les amplitudes sont toutes égales. Les réseaux d'antennes du radar S.T. de Provence sont fabriqués à l'aide de câbles coaxiaux (voir chapitre V).

II- Calcul de la fonction caractéristique du réseau.

La fonction caractéristique du réseau d'antennes du radar S.T. est calculée respectivement dans les plans yOz ($\Phi = \pi/2$) et xOz ($\Phi = 0$) voir figures VII-1a). Cette fonction est de la même forme dans les deux plans considérés (figures VII-1b). Elle ne dépend que de θ , N et d compte tenu de la symétrie de révolution.

Elle s'exprime aisément par l'expression:

$$f(\theta, \Phi) = f(\theta) = \sum_{n=1}^N A_n \exp(jkd(n-1)\cos\theta) \quad (\text{VII-1})$$

avec A_n = amplitude complexe d'excitation

N = nombre d'éléments

k = nombre d'onde

d = espacement entre éléments consécutifs

On retrouve directement cette expression en sommant les champs des différentes antennes, compte tenu des différences de marche δ_n des différences de phase Φ_n qui s'expriment respectivement par:

$$\delta_n = d(n-1)\cos\theta \quad (\text{VII-2})$$

$$\Phi_n = 2\pi \delta_n / \lambda \quad (\text{VII-3})$$

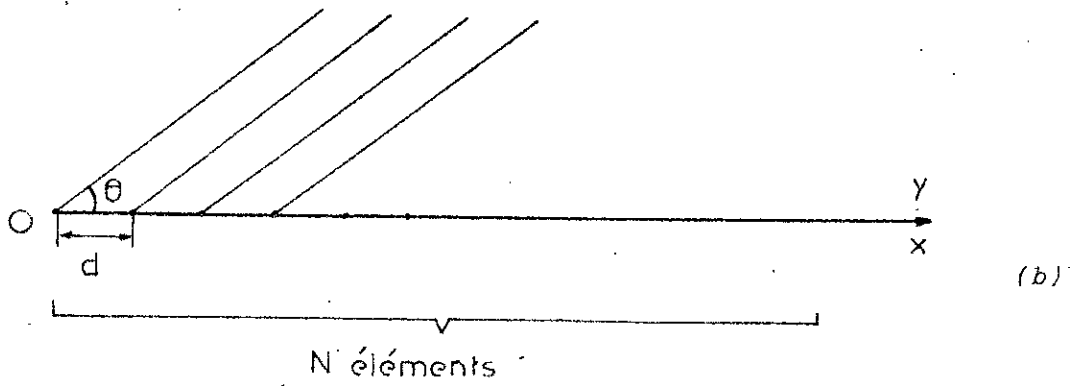
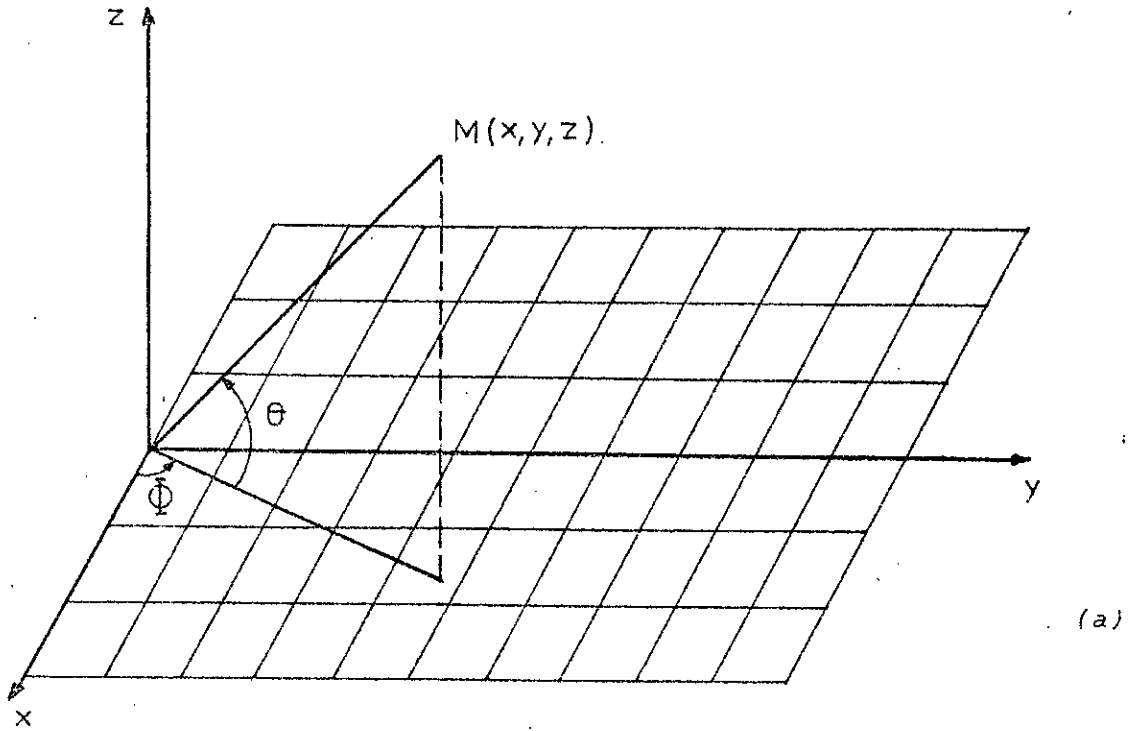


Figure VII-1: Réseau d'antennes

(a) en perspective

(b) plans $y O z$ et $x O z$

Les antennes peuvent avoir un facteur d'excitation A_n tel que la différence de phase entre éléments consécutifs soit constante (ou nulle).

On prend:

$$A_n = \frac{1}{N} \exp\{j(n-1)\delta\} \quad (\text{VII-4})$$

En faisant le changement de variable:

$$\Psi = kd \cos \theta + \delta \quad (\text{VII-5})$$

En utilisant les équations (VII-4) et (VII-5), l'expression (VII-1) devient:

$$f(\Psi) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \exp(j(n-1)\Psi) \quad (\text{VII-6})$$

Cette équation qui est la somme d'une série finie devient:

$$f(\Psi) = \frac{1 \exp(jN\Psi) - 1}{N \exp(j\Psi) - 1} \quad (\text{VII-7})$$

La fonction de réseau uniforme en valeur absolue s'écrit:

$$f(\Psi) = \left| \frac{\sin \frac{N\Psi}{2}}{N \sin \frac{\Psi}{2}} \right| \quad (\text{VII-8})$$

En prenant l'origine au centre du réseau, l'expression (VII-8) s'exprime par:

$$f_{2m}(\Psi) = \frac{1}{2m} \sum_{n=0}^{m-1} 2 \cos(2n+1) \frac{\Psi}{2} \quad \text{si } N \text{ pair} \quad (\text{VII-9})$$

$$f_{2m+1}(\Psi) = \frac{1}{2m+1} \left(1 + 2 \sum_{n=1}^m \cos(n\Psi) \right) \quad \text{si } N \text{ impair}$$

III- Etude de la fonction de réseau.

1- Détermination des maxima et des zéros de la fonction.

En utilisant l'équation (VII-8), on montre que lorsque Ψ tend vers zéro, alors $f(\Psi)$ tend vers l'unité.

Les zéros de cette fonction correspondent aux valeurs suivantes:

$$\Psi_m = 2m\pi/N$$

avec m = entier relatif.

Lorsque N est important, alors Ψ_m est faible pour les premiers zéros et on localise aisément les maxima.

Le premier maxima correspond à $N\Psi/2 = 3\pi/2$, soit:

$$\Psi = 3\pi/N$$

et la fonction de réseau prend la valeur:

$$|f(\Psi)|_{1er\ max} (dB) = -13.5$$

2- Influence du déphasage sur la direction du maximum.

Le maximum principal est dans la direction θ_0 donnée par la relation VII-5.

Le déphasage est alors défini par:

$$\delta = -kd \cos \theta_0 \quad (VII-10)$$

La notion de déphasage entre alignements est seulement valable pour les réseaux d'antennes pointant en oblique (NE ou SE), ce qui entraîne que pour $0 < \theta_0 < \pi/2$ deux alignements consécutifs doivent présenter un retard de phase l'un par rapport à l'autre.

Pour un rayonnement transversal (réseau d'antennes pointant à la verticale), le maximum se produit pour $\theta_0 = \pm \pi/2$, ce qui implique que:

$$\delta = -kd \cos \theta_0 = 0 \quad (VII-11)$$

Les alignements sont alors alimentés en phase.

13- Lobes d'ambiguïté.

La fonction $f(\Psi)$ est périodique de période 2π , ce qui entraîne que:

$$|f(\Psi)| = 1 \quad \text{pour} \quad \Psi = 0 + 2m\pi$$

Les différentes valeurs de θ pour les maxima principaux sont telles que:

$$2m\pi = \frac{2\pi d}{\lambda} \cos\theta_m + \delta \quad (\text{VII-12})$$

En utilisant les expressions (VII-12) et (VII-10), on déduit que:

$$p = \frac{d}{\lambda} (\cos\theta_m - \cos\theta_0) \quad (\text{VII-13})$$

Pour que ces lobes d'ambiguïté n'apparaissent pas, il faut que $p < 1$, ou encore:

$$\left| \frac{d}{\lambda} (\cos\theta_m - \cos\theta_0) \right| < 1 \quad (\text{VII-14})$$

Avec $\theta_m = \pi$, qui maximise la relation, on peut écrire que:

$$d < \lambda / (1 + \cos\theta_0) \quad (\text{VII-15})$$

Pour le cas du réseau vertical $\theta_0 = \pi/2$, on a:

$$d < \lambda$$

4- Directivité.

La directivité est directement proportionnelle au nombre d'éléments constituant le réseau ($D_N \sim N$).

IV- Représentation en coordonnées cartésiennes de la fonction

caractéristique du réseau.

Afin de mesurer les caractéristiques du réseau d'antennes pointant à la verticale, nous avons tracé les diagrammes de rayonnement en coordonnées cartésiennes dans les plans $z \circ y$ et $x \circ z$ (figure VII-2).

Ce tracé a été réalisé à l'aide du microordinateur TEKTRONIX 4052/4054.

Les résultats de ces mesures sont présentés dans le tableau VII-1

Plans de représentation.

$z \circ y$			
$x \circ z$	lobe principal	lobe secondaire (1)	lobe secondaire (2)
Amplitude normalisée (dB)	0	-14	-17
Angle zénithal (°)	0	6	10
Largeur du lobe principal à -3 dB (°)	4	-	-

Tableau VII-1 Principales caractéristiques du diagramme de rayonnement du réseau pointant à la verticale.

V- Conclusion.

L'étude des réseaux uniformes d'antennes vient de montrer qu'en groupant des antennes identiques alimentées en phase, on augmente la directivité. Le gain est d'autant plus élevé que la surface du lobe principal est petite, donc que l'ouverture de ce lobe est faible (ANNEXE D1).

$F(\Psi)$

0,9

0,8

0,7

0,6

0,5

0,4

0,3

0,2

0,1

0

0

5

10

15

20

25

30

35

40

 $\Psi(^{\circ})$

Fréquence = 47,8 Mhz

Nombre d'éléments = 26

Espacement entre éléments = 2,09 m

Figure VII-2a: Diagramme de rayonnement en coordonnées cartésiennes dans le plan $y \circ z$ du réseau d'antennes pointant à la verticale.

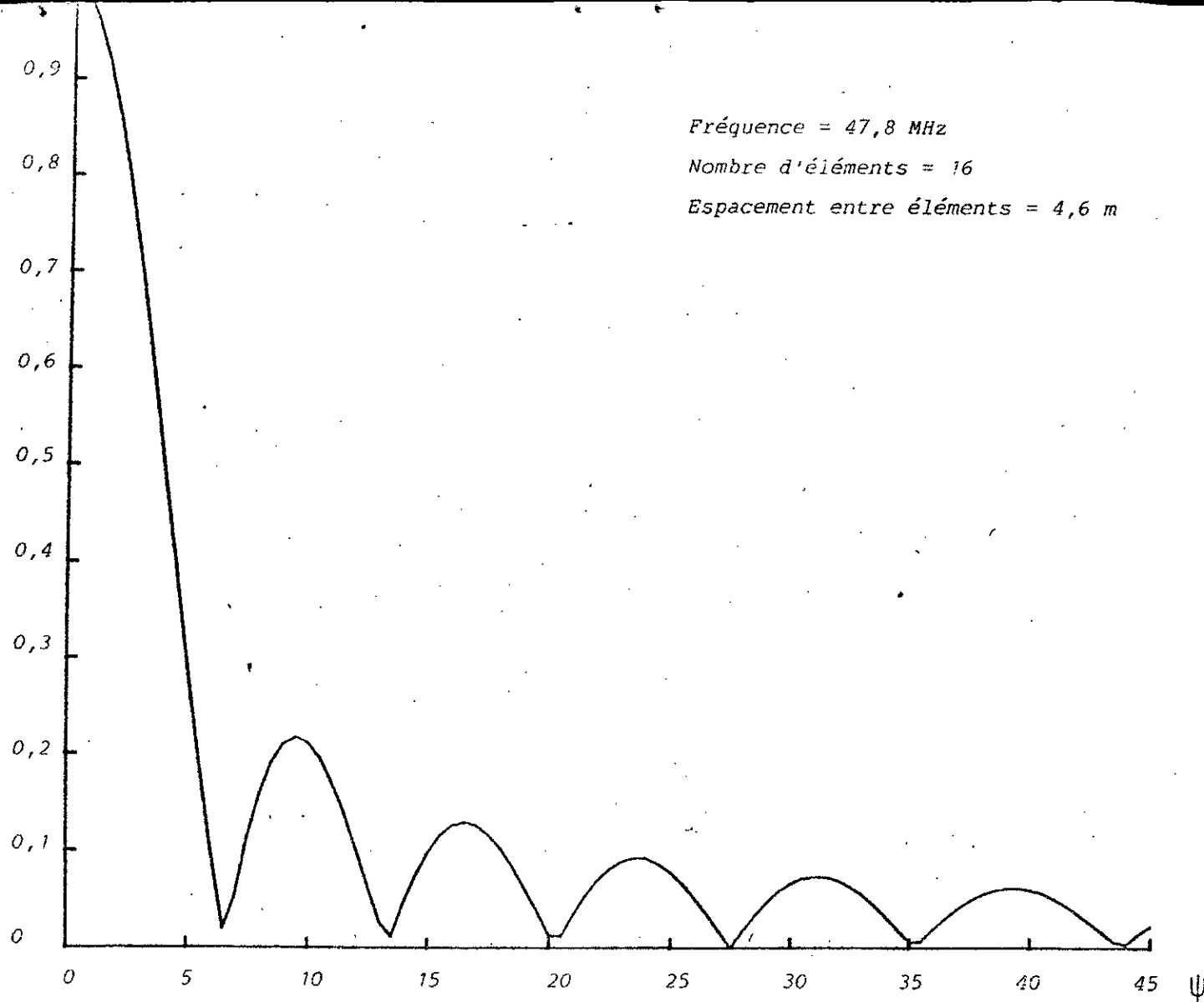


Figure VII-2b: Diagramme de rayonnement en coordonnées cartésiennes dans le plan xOy du réseau d'antennes pointant à la verticale.

Pour obtenir un gain élevé, il faut donc que les premiers zéros du diagramme soient le plus près possible de l'axe du rayonnement principal: le lobe principal doit donc être aussi étroit que possible. Ceci est réalisé quand toutes les sources sont alimentées avec la même amplitude, mais le tracé des diagrammes (figures VII-2) montre qu'alors les lobes secondaires sont importants (tableau VII-1).

Pour réduire ceux-ci, il suffit d'exciter les sources avec des amplitudes décroissantes du centre de l'alignement vers ses deux extrémités: le niveau des lobes secondaires et l'ouverture du lobe principal (donc le gain) dépendent de la loi de décroissance qui est fixée.

Si on choisit la répartition binomiale des amplitudes du courant d'alimentation adoptée par J. Stones (25), on peut montrer que les lobes secondaires disparaissent mais la directivité diminue (l'ouverture de ce dernier devenant importante). Le gain est alors sensiblement diminué.

De plus, le rapport élevé entre les amplitudes des courants des différentes antennes présente un important inconvénient pour la réalisation de tels alignements. Afin de palier à ces inconvénients, il faut trouver une distribution offrant un compromis entre le niveau des lobes secondaires et la largeur du lobe principal.

Une méthode mise au point par Dolph, puis généralisée par Riblet, permet de trouver cette répartition.

La méthode de Dolph utilise le fait que la répartition optimale est celle qui donne, comme polynôme représentant le champ des N sources, le polynôme de Tchebyscheff de degré $(N-1)$.

Cette réalisation est cependant difficile à mettre en application.

CHAPITRE VIII.

ETUDE DU DEVELOPPEMENT DE LA TECHNIQUE RADAR S. T.

I- Principales améliorations pouvant être apportées au radar S.T. Provence.

A partir des résultats expérimentaux présentés dans les paragraphes précédents, on constate que:

- l'altitude minimale observable est voisine de 2 Kms,
- l'altitude maximale atteinte est de l'ordre de 20 Kms pour une résolution égale à 2000 m
- les aériens de type réseau utilisés, ont des lobes secondaires dont le niveau est de - 13,2 à - 24dB par rapport au lobe principal, qui sont par conséquent importants.
- les spectres Doppler sont pollués par des signaux indésirables tels que:
 - le bruit cosmique à caractère dominant
 - le bruit du récepteur
 - les échos d'objets en mouvement (Avions, météores)
 - les interférences radioélectriques
 - les échos fixes (montagnes,...)
 - les signaux parasites possédant des caractéristiques similaires à celles des échos atmosphériques
- le système de traitement à des performances limitées.

A cet effet, on propose certaines améliorations, afin d'accroître les performances du radar S.T.

I-1 Diminution de l'altitude minimale observable.

Il est possible de diminuer l'altitude minimale observable, jusqu'aux environs de 1 Km, en analysant le signal entre les ressauts de couplage.

Pour effectuer cette analyse, le système duplexeur à diodes PIN conjuguées doit pouvoir opérer à basse puissance dans les basses couches.

I-2 Augmentation de l'altitude maximale observable.

La puissance moyenne transmise par le radar étant proportionnelle au taux d'occupation, il s'ensuit qu'en augmentant celui-ci la portée du radar est améliorée.

Par exemple, l'amplificateur de puissance à tubes de 64 KW du radar S.T. Provence est utilisé avec un taux d'occupation de 2%, soit une puissance moyenne de: $P_t = 64 \times 2\% = 1,280 \text{ KW}$.

Pour atteindre l'altitude maximale de 30 Km, correspondante à la période T_R de 200 μ s, on doit par conséquent accroître le taux d'occupation.

La puissance de pic transmise étant importante, l'émetteur peut présenter des risques pour un personnel non expérimenté.

Il est souhaitable d'envisager des amplificateurs de puissance transistorisés présentant un taux d'occupation élevé.

La mise en oeuvre d'un codage de l'impulsion à l'émission et à la réception doit améliorer la portée à résolution donnée ou améliorer la résolution à altitude donnée.

Le principe ne dépendant pas de la fréquence, des systèmes étudiés ou réalisés par ailleurs peuvent être intégrés au radar S.T. 50MHz.

I-3 Diminution des lobes secondaires des aériens.

Nous avons montré que les aériens de type réseau de dipôles uniforme utilisés ont des lobes secondaires, dont le niveau est, de - 13,5 dB à - 16dB par rapport au lobe principal et qui risquent de capter des interférences de types radioélectriques ou des échos "avions".

Une pondération du type Dolph-Tchébychev peut être envisagée, bien que difficile à mettre en oeuvre avec un émetteur unique.

I-4 Minimisation des signaux indésirables.

- Le bruit cosmique peut être minimisé en utilisant des cartes de bruit cosmique permettant une calibration approximative du système radar S.T.

- Le bruit du récepteur possède les mêmes caractéristiques que le bruit cosmique, mise à part la non dépendance des zones observées. Ce bruit peut être diminué en utilisant des récepteurs très sensibles et à performances élevées.

- Les échos provenant d'objets mouvants peuvent être réduits, soit à la réception (Ecrétage des forts signaux détectés, permettant de réduire les perturbations), soit pendant le traitement du signal par logiciel d'élimination des échos "avions".

- Le codage de l'impulsion peut réduire les interférences radioélectriques. Elles peuvent être aussi réduites pendant le traitement du signal (chapitre V paragraphe II-4)

I-5 Amélioration du traitement du signal.

Nous avons vu au chapitre V (paragraphe II) que la capacité du calculateur de traiter un nombre important de données est limitée, du fait que la sommation des échantillons est effectuée par le calculateur lui-même. Compte tenu, du temps nécessaire aux opérations, on aboutit à une valeur maximale soit du nombre de portes échantillonnées, soit de la fréquence de répétition du radar ce qui dans certaines conditions limite les performances du système. Un système de prétraitement est donc nécessaire pour atteindre les performances optimales et en particulier si le calculateur doit traiter les données simultanément dans les trois directions.

I- Etude fréquentielle de l'instrumentation de la technique radar S.T.

II-1 Introduction:

Les résultats obtenus par le radar S.T. Provence, montre que:

- La vitesse verticale du vent est très aisément mesurée à 50MHz en tir vertical.
- La hauteur de la tropopause est très aisément identifiée à la fréquence de 50 MHz en opérant en tir vertical.
- Les comparaisons radar-radiosondage (de la composante horizontale du vent) montrent que la précision des mesures radar est au moins du même ordre que celle par radiosondage, même si l'effet de la composante verticale du vent est négligé.
- La continuité des mesures et la surveillance des stations par une personne prouvé la fiabilité et le degré d'automatisme de cette technique.
- La fréquence de 50 MHz permet un large spectre de recherches et d'applications et le coût d'une telle station est relativement faible. Cependant, les aériens sont encombrants, les interférences et les allocations de fréquence posent un problème dans cette gamme de fréquence. La solution émetteur à tubes peut présenter quelques risques pour un personnel non expérimenté. Il est alors raisonnable d'envisager des études et des développements dans d'autres gammes de fréquence qui peuvent éventuellement permettre de résoudre ces problèmes.

II-2 Influence de la fréquence radar sur la détectabilité.

1. Diffusion turbulente isotrope.

L'expression de la détectabilité (Equation IV-4) s'exprime par:

$$D = \frac{\alpha^2}{\sqrt{3\pi}} \left(\frac{N_i}{\delta f} \right)^{1/2} \frac{\bar{P}_r A_e \Delta r}{k T_r^2} \eta$$

Avec $T = \alpha T_c + T_r$

Pour apprécier l'influence de la fréquence radar sur la détectabilité, nous étudions le phénomène physique pendant le temps T_s , qui est le temps de stationnarité de celui-ci.

Ce temps correspond à la sommation de N_i spectres, chaque spectre étant calculé en un temps T_c de l'ordre du temps de cohérence du signal rétrodiffusé [9,6], soit:

$$T_s = N_i T_c \quad (\text{VIII-1})$$

ou encore,

$$T_s = N_i / 2 \delta f \quad (\text{VIII-2})$$

A partir de l'équation (III-1), on peut déduire que:

$$\delta f = 2 \delta V / \lambda \quad (\text{VIII-3})$$

Pour établir ces expériences, on fait l'hypothèse que les fluctuations de la vitesse sont indépendantes de la longueur d'onde λ .

Le rapport $N_i^{1/2} / \delta f$ peut donc s'écrire:

$$\frac{N_i^{1/2}}{\delta f} = K f_{\text{radar}}^{-1/2} \quad (\text{VIII-4})$$

Avec K : Constante de proportionnalité.

La puissance de bruit cosmique dépend fortement de la fréquence radar et décroît rapidement lorsque la fréquence croît, jusqu'à ce que le bruit du récepteur devienne prédominant [9,59,42], soit (voir figure VIII-1)

$$T_c = K' f_{\text{radar}}^{-2.3} \quad (\text{VIII-5})$$

Avec K' : Constante de proportionnalité.

et T_c est pratiquement indépendante de la fréquence.

Dans le domaine inertiel du spectre de Kolmogorov, l'expression de η (équation II-28) s'exprime par:

$$\eta = 0.3 \{3c\}^{-1/3} C_D^2 f^{1/3} \quad (\text{VIII-6})$$

En remplaçant les équations (VIII-4), (VIII-5) et (VIII-6) dans l'expression de la détectabilité, on trouve que:

i- A surface de captation constante (A_e)

$$D = \begin{cases} K_1 \bar{P}_t A_e f^{2.13} & \text{si } f < 100 \text{ MHz} \\ K' \bar{P}_t A_e f^{-0.166} & \text{si } f \geq 200 \text{ MHz} \end{cases} \quad (\text{VIII-7})$$

Avec K_1 et K' , constantes dépendant des paramètres radar et atmosphériques

T_c est pratiquement indépendante de la fréquence radar, lorsque f est supérieure ou égale à 200 MHz.

ii- A gain constant. (G)

A_e est relié à G (ANNEXE D) par l'expression:

$$A_e = \frac{\lambda^2 G}{4\pi} = 100 \lambda^2$$

L'expression de la détectabilité s'écrit:

$$D = \begin{cases} K_2 \bar{P}_t G f^{0.13} & \text{si } f < 100 \text{ MHz} \\ K'_2 \bar{P}_t G f^{-2.166} & \text{si } f \geq 200 \text{ MHz} \end{cases} \quad (\text{VIII-8})$$

Avec K_2 et K'_2 constantes dépendant des paramètres radar et atmosphériques.

iii- Conclusion

A surface de captation constante, les hautes fréquences sont favorisées. Cependant, cette hypothèse est irréaliste, car elle conduit à des superficies d'antennes irréalisables aux courtes longueurs d'onde.

A gain constant, ce sont par contre les basses fréquences qui sont favorisées. Le choix d'un gain constant (indépendant de la fréquence radar) présente l'avantage de conserver les propriétés du faisceau et le volume de la zone explorée.

Afin que les ondes ne soient pas excessivement atténuées dans la zone de dissipation visqueuse, la demi-longueur d'onde de Bragg doit être supérieure à l'échelle minimale de la turbulence l_0 .

On remarque sur la figure VIII-2, que:

- dans la troposphère, l_0 vaut quelques centimètres. Il faut donc choisir la fréquence telle que:

$$f < 10 \text{ GHz}$$

- dans la stratosphère, l_0 vaut quelques dizaines de centimètres. Il faut donc choisir la fréquence f telle que:

$$f < 1 \text{ GHz}$$

- dans la mésosphère, l_0 vaut quelques mètres. Il faut choisir f telle que:

$$f < 300 \text{ MHz}$$

ou même

$$f < 100 \text{ MHz}$$

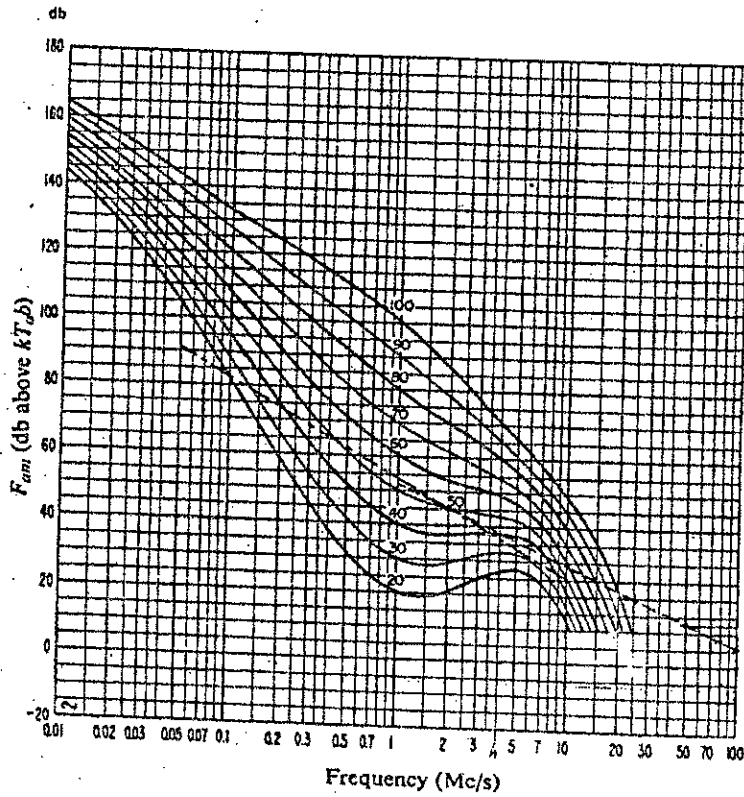


Figure VIII- 1 Variation du bruit en fonction de la fréquence
(Tiré du rapport CCIR , 1964-[59])

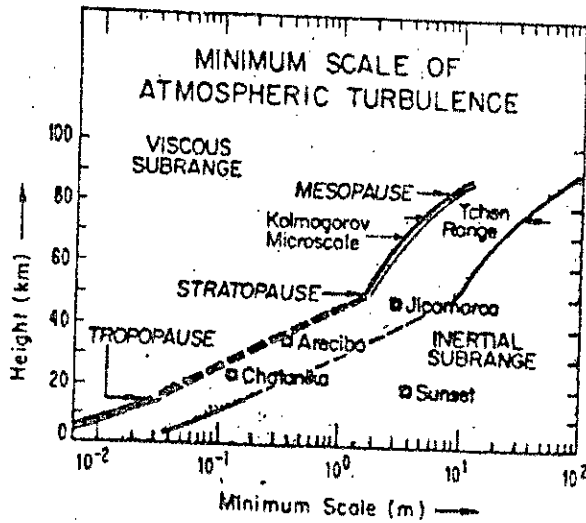


Figure VIII-2 Profil de distribution de l'échelle minimale de la turbulence
(D'après B.B. Balsley et J.L.Green (60))

2. Réflexion partielle.

La loi de variation du coefficient de réflexion $|P|^2$ en fonction de la longueur d'onde λ , est assez mal connue. La théorie comme l'expérience suggèrent des lois en λ^n avec $1 \leq n \leq 3$ [61]

Dans la pratique, on choisit $n=2$. En utilisant les équations (II-55), (IV-1), (IV-2), (IV-5), (VIII-4), et (VIII-5) et en tenant compte de N_c et N_i , la détectabilité devient:

$$D = \begin{cases} K_3 \bar{P}_T A_e f^{-2.1} & \text{si } f < 100 \text{ MHz} \\ K'_3 \bar{P}_T G f^{-4.5} & \text{si } f \geq 200 \text{ MHz} \end{cases} \quad (\text{VIII-9})$$

Avec K_3 et K'_3 constantes dépendant des paramètres du radar et atmosphériques

On peut constater que le processus de réflexion partielle est sensible dans le bas de la gamme VHF.

Il apparaît que pour les deux processus (diffusion turbulente isotrope et réflexion partielle) et pour des radars à gain constant, les basses fréquences de la gamme VHF sont particulièrement favorisées.

Cependant, des considérations d'encombrement et d'économie doivent également entrer en ligne de compte.

La fréquence de 50 MHz adoptée pour le radar S.T. Provence et en ajoutant l'argument du faible coût semble justifiée.

3. Cas d'échos parasites.

Les insectes ont des sections efficaces σ qui augmentent avec la fréquence f jusqu'à une certaine limite [1], soit:

$$\sigma = K'' f^4$$

Avec K'' = Constante de proportionnalité

L'augmentation brutale du bruit atmosphérique et humain dans la gamme de fréquences : 20-30 MHz, fait que ces valeurs sont des limites inférieures de fréquences.

Les hautes fréquences sont favorables pour la détection d'échos parasites.

4- Cas de la mésosphère.

Dans la mésosphère, la contribution vient principalement du terme contenant la densité électronique N_e (équation I-11), qui devient important au delà de 50 Kms. Les fluctuations de l'indice de réfraction et la constante de structure réfractive de la turbulence ont une dépendance en f^{-4} [5]

Le rapport signal sur bruit est donc multiplié par l'inverse de la puissance quatrième de la fréquence, ce qui entraîne que les basses fréquences sont encore favorisées.

II-3 Recherche d'une fréquence radar optimale.

L'objet de cette étude est la recherche d'une fréquence radar optimale en vue d'une application météorologique donnée. Le choix de la fréquence dépend essentiellement des facteurs atmosphériques à mesurer (vitesse du vent, turbulence atmosphérique, stabilité atmosphérique, hauteur de la tropopause, ...) ainsi que de certains paramètres radars tels que la puissance moyenne \bar{P}_t (à gain constant) ou le produit $\bar{P}_t A_e$ (à surface de captation constante), l'altitude maximale et résolution spatiale.

A partir de l'équation de la détectabilité qui est une fonction de la fréquence de \bar{P}_t (ou $\bar{P}_t A_e$), de l'altitude et de la résolution spatiale, on se propose d'étudier les variations de:

- $\bar{P}_t A_e$ et de \bar{P}_t en fonction de la fréquence radar pour les conditions suivantes
Détectabilité minimale = 3 résolution spatiale = 1000 m et $C_n^2 = 10^{-18} m^{-2/3}$
à l'altitude de 15Kms .

- L'altitude maximale en fonction de la puissance moyenne (résolution spatiale = 1000 m) et de la résolution ($\bar{P}_t = 1$ Kw) pour différentes fréquences (45, 72.6, 200, 400 et 1000 MHz) à surface de Captation constante et à gain constant pour $C_n^2 = \text{constante} = 10^{-18} m^{-2/3}$ et pour la valeur de la détectabilité précédente.

- L'altitude maximale en fonction de la fréquence (à gain constant et résolution spatiale = 1000 m) pour différentes puissances moyennes de 1 à 10^6 W et en fonction de la puissance moyenne (résolution spatiale = 1000 m) et de la résolution ($\bar{P}_t = 1$ Kw) pour différentes fréquences (45, 72.6, 200, 400 et 1000 MHz) à surface de Captation constante et à gain constant pour la même détectabilité minimale et pour un modèle logarithmique de C_n^2 dont les principales valeurs sont données par le tableau VIII-1.

h (Km)	C_n^2 ($m^{-2/3}$)
0	10^{-15}
5	10^{-16}
10	10^{-17}
15	10^{-18}
20	10^{-19}
25	10^{-20}
30	10^{-21}

Tableau VIII-1 : Valeurs du profil logarithmique de C_n^2

(D'après B.B. BALSLEY et K.S. GAGE , 1982 [42])

Le choix de la fonction $\bar{P}_t A_e$ comme fonction à optimiser ne répond ni à des conditions physiques, ni à des conditions économiques.

Physiquement, maintenir $\bar{P}_t A_e$ ou A_e constant revient à obtenir un pinceau d'autant plus étroit que la fréquence est élevée. Par contre le choix d'un gain constant (indépendant de la fréquence radar) présente l'avantage de conserver les propriétés du faisceau et le volume de la zone explorée.

1. Etude des fonctions $\bar{P}_t A_e$ et \bar{P}_t en fonction de la fréquence.

Nous constatons (figure VIII-3) que la courbe représentative de la fonction $\bar{P}_t A_e$ (trait continu) en fonction de la fréquence chute rapidement lorsque la fréquence croît, soit de : 10^8 $W \cdot m^2$ pour 10 MHz à 10^6 $W \cdot m^2$ pour 100 MHz. La raison principale de cette brusque variation est liée à la rapide décroissance du niveau de bruit cosmique, lorsque la fréquence augmente.

Pour les fréquences supérieures à 100 MHz, le niveau de bruit cosmique n'excède pas celui du récepteur .

Le produit $\bar{P}_t A_e$ minimal compris 10^5 et 10^6 $W \cdot m^2$ requis pour atteindre l'altitude de 15 Kms est obtenu pour la gamme de fréquence 200-1000 MHz.

Les hautes fréquences sont donc favorisées.

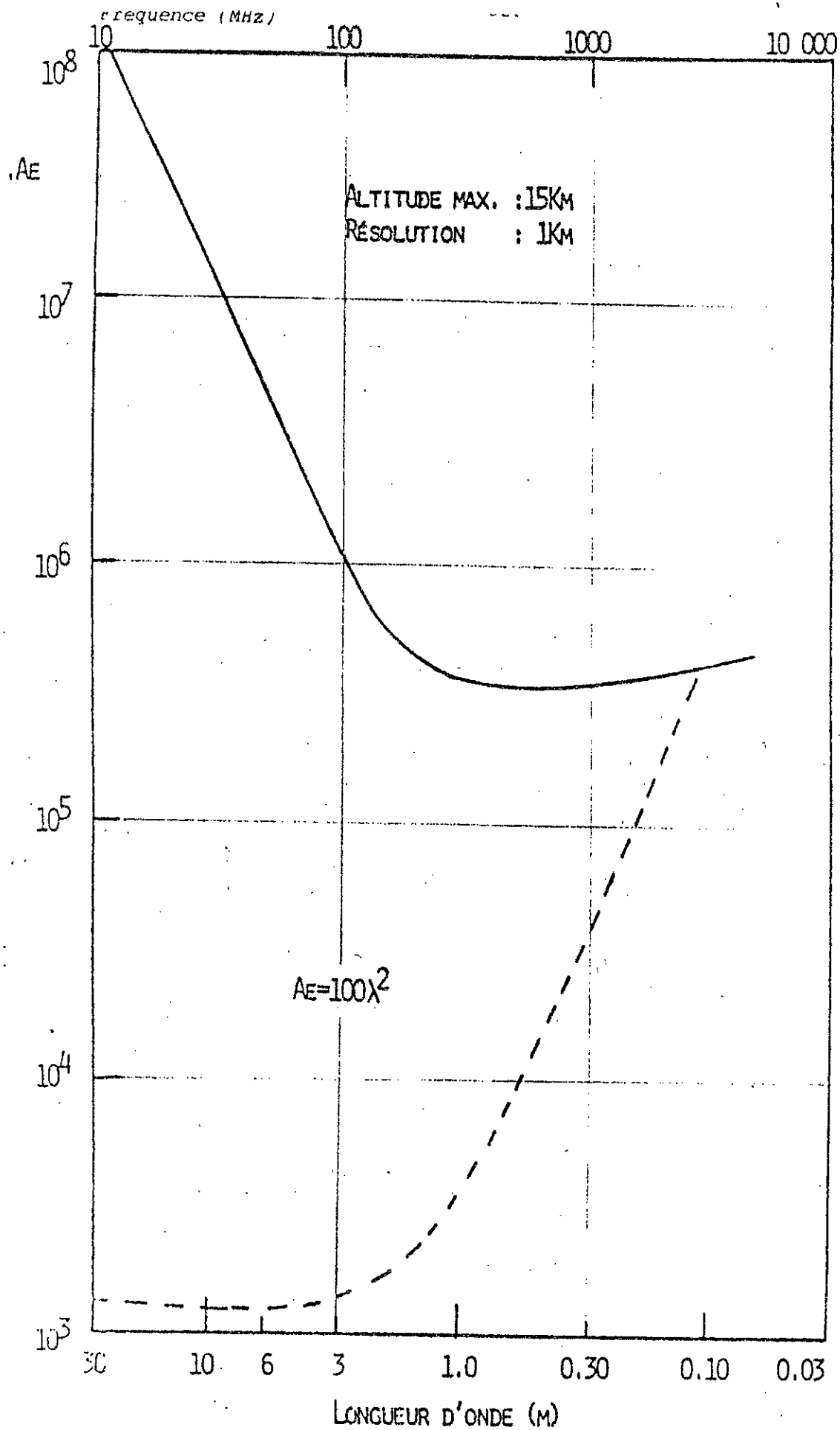


Fig VII-3: Courbes de variation en fonction de la fréquence radar:
 - du produit puissance moyenne-surface d'antenne
 - de la puissance moyenne à gain constant

(D'après M. CROCHET, 1983 [9])

Par contre, on remarque sur la même figure que la courbe représentative de la fonction \bar{P}_t (trait pointillé) en fonction de la fréquence pour des antennes à gain constant ($A_e = 100\lambda^2$), croît rapidement avec la fréquence, soit de : $10^3 W$ pour 100 MHz à $10^5 W$ pour plus de 1G Hz.

La puissance moyenne \bar{P}_t est minimale (légèrement supérieure à $10^3 W$) dans la gamme de fréquence 10-100 MHz. Ce cas plus réaliste (où le volume sondé est le même pour toutes les fréquences) implique que les basses fréquences sont favorisées.

La fréquence de 100 MHz est optimale dans ce cas, car elle conduit à une surface minimale.

2. Etude des variations de l'altitude maximale.

a/ en fonction de la puissance moyenne et de la résolution.

Cette étude est réalisée à $C_n^2 = \text{Constante} = 10^{-18} m^{-2/3}$ pour les fréquences suivantes : 45, 72.6, 200, 400 et 1000 MHz.

i/ A surface de captation constante.

Les courbes des figures VIII-4 et VIII-5 montrent que pour une fréquence donnée, l'altitude maximale croît très rapidement en fonction de la puissance moyenne ou de la résolution spatiale, soit de 10 Kms pour 150W (ou 200m) à 30 Kms pour 2000W (ou 1950m) pour $f = 45$ MHz.

Les puissances moyennes (ou largeurs d'impulsions) élevées favorisent donc la portée maximale du radar.

On constate aussi, que les courbes représentatives de ces fonctions chutent lorsque la fréquence croît soit par exemple pour le cas de la figure VIII-4 de 27 Kms pour 45 MHz à 19 Kms pour 1000 MHz à $\bar{P}_t = 1500 W$

ii/ A gain constant.

L'altitude maximale croît rapidement avec les paramètres radar (puissance moyenne et résolution spatiale) pour les fréquences inférieures à 100 MHz soit 45 et 72.6 MHz (voir figures VIII-6 et VIII-7) soit de 5 Kms pour 100W (ou 100m) à plus de 30 Kms pour 2500W (ou 2500m) à la fréquence de 45 MHz.

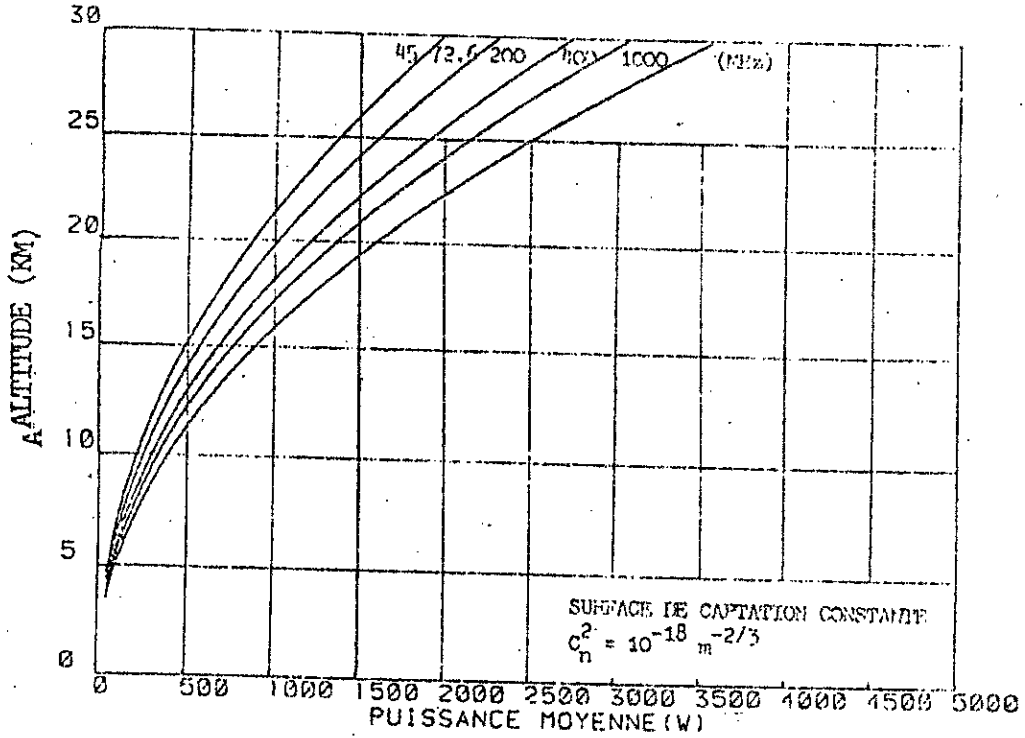


Fig VII-4: Variations de l'altitude maximale en fonction de la puissance moyenne à surface de captation constante et CN^2 constant

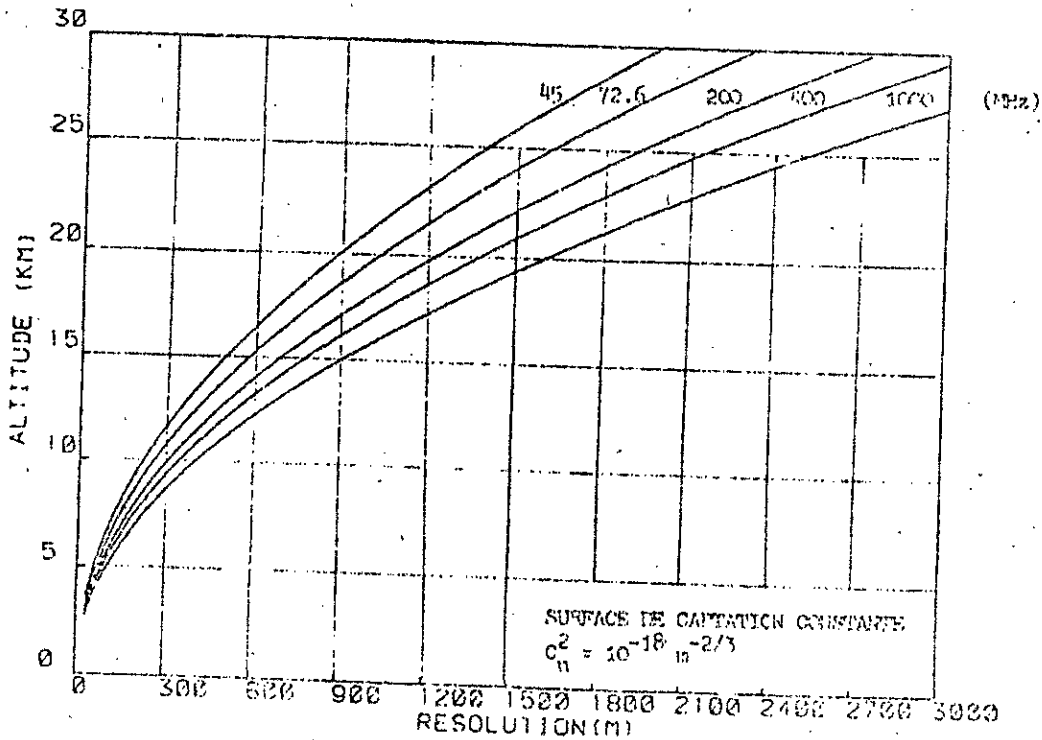


Fig VII-5: Variations de l'altitude maximale en fonction de la résolution à surface de captation constante et CN^2 constant

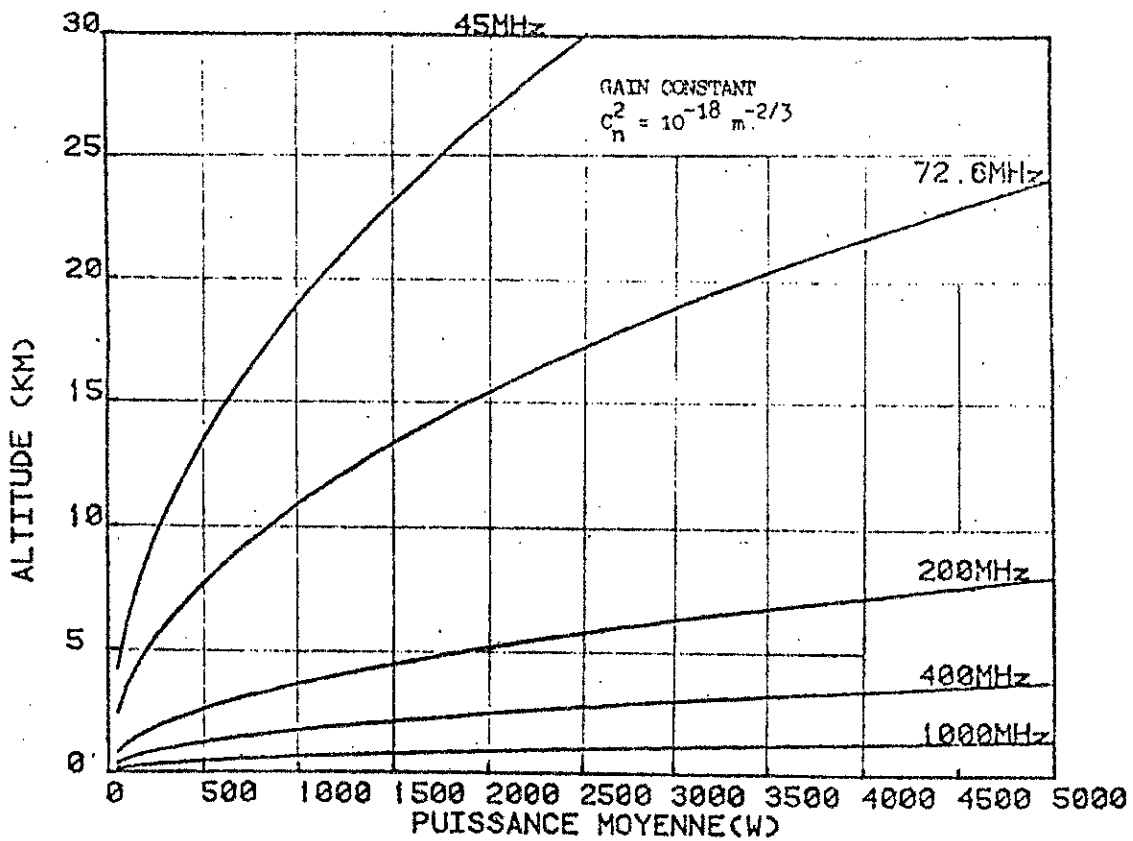


Fig VIII-6 : Variations de l'altitude maximale en fonction de la puissance moyenne à gain constant et CN^2 constant.

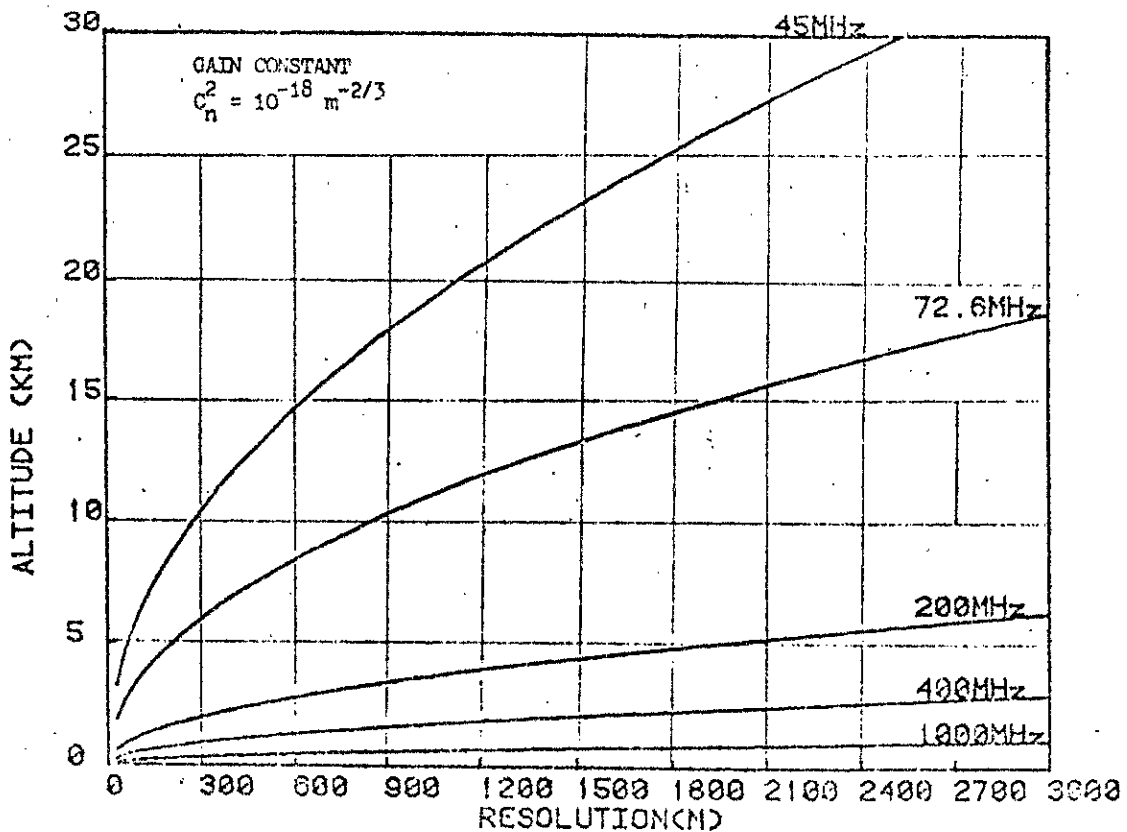


Fig VIII-7 : Variations de l'altitude maximale en fonction de la résolution à gain constant et CN^2 constant

Par contre, aux fréquences élevées (200,400 et 1000 MHz), l'altitude maximale varie faiblement avec la puissance moyenne et la résolution spatiale (mêmes figures), soit de 500m pour 100W (ou 100m) à 3 Km pour plus de 5000W (ou 3000m) à la fréquence de 400 MHz.

iii/ Conclusion.

Cette étude à $C_n^2 = \text{constante}$, montre que dans les deux cas, les basses fréquences sont favorables pour atteindre des altitudes maximales. Ces valeurs d'altitudes maximales ne reflètent pas la réalité (voir spectres Doppler obtenus par le radar S.T. Provence 50 MHz).

A cet effet, nous utilisons un profil logarithmique de C_n^2 obtenu par Nastrom et Al en 1982 [42] à partir de mesures expérimentales, pour étudier les variations de l'altitude maximale en fonction de la fréquence, de la puissance moyenne et de la résolution.

On trouve qu'une méthode semi-graphique est bien adaptée à cette étude.

b/ en fonction de la fréquence.

Cette étude est réalisée à gain constant pour les valeurs de puissance moyenne suivantes: 1, 10, 10^2 , 10^3 , 10^4 , 10^5 et 10^6 W.

On constate que pour une puissance moyenne donnée la courbe représentative des variations de l'altitude maximale en fonction de la fréquence (figure VIII-8) est constante dans la gamme de fréquence: 10-100 MHz. Par contre, pour les fréquences supérieures à 100 MHz, l'altitude maximale chute rapidement, soit de 15 Kms pour 100 MHz à 1 Km pour 10 GHz, ceci pour $\bar{P}_t = 1\text{KW}$.

Pour les fréquences supérieures à 300 MHz, il est impossible d'observer au delà de 30 Kms d'altitude, du fait de la limite de l'échelle interne de la turbulence.

A fréquence donnée, l'altitude maximale est atteinte pour les puissances moyennes élevées.

Un accroissement de l'altitude maximale peut être obtenu en diminuant le niveau de bruit du récepteur.

Le bas de la gamme VHF (10-100 MHz) est favorable pour atteindre les altitudes maximales.

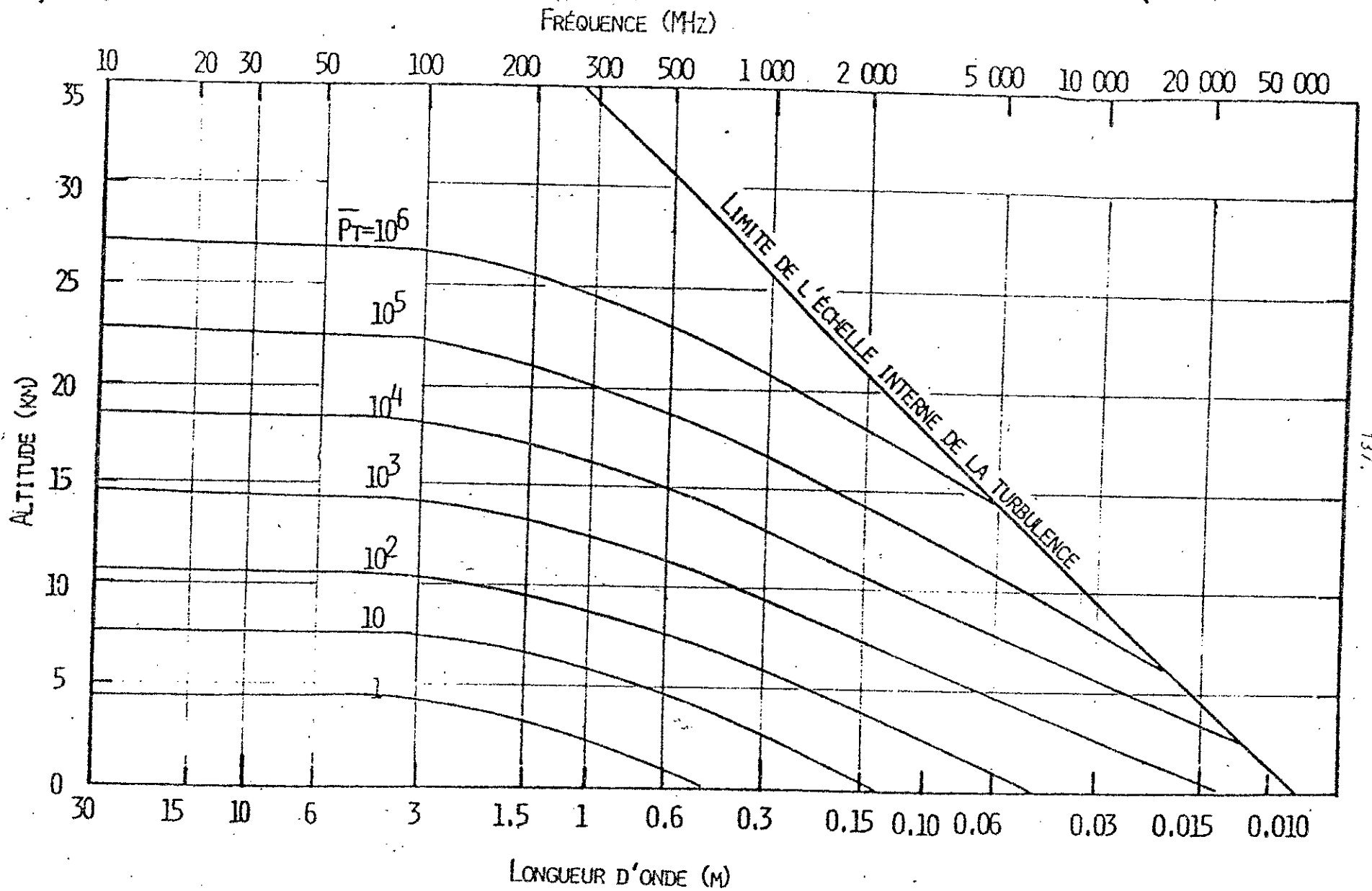


Fig VIII-8: Courbes de variations de l'altitude maximale en fonction de la fréquence radar à puissance moyenne donnée en paramètre pour un gain d'antenne constant/

(D'après M. CROCHET, 1983 [9])

c/ en fonction de la puissance moyenne et de la résolution.

Cette étude est réalisée pour les fréquences suivantes: 45, 72.6, 200, 400 et 1000 MHz.

i- A surface de captation constante.

Les courbes représentatives des variations de l'altitude maximale en fonction de la puissance moyenne et de la résolution pour une fréquence donnée (figures VIII-9 et VIII-10) montrent que dans la gamme:

- [100-500 W] ou [100-300 m], l'altitude maximale varie rapidement,
- supérieure à 500 W [ou 300 m], l'altitude maximale croît légèrement et tend par la suite à se stabiliser.

On constate que les courbes relevées aux fréquences élevées (200, 400 et 1000 MHz) sont pratiquement confondues, du fait que la puissance du bruit cosmique est négligeable pour les fréquences supérieures à 200 MHz.

Les hautes fréquences sont donc favorables pour atteindre les altitudes maximales.

ii- A gain constant.

L'allure générale des courbes représentées sur les figures VIII-11 et VIII-12, pour une fréquence donnée, montre une rapide croissance dans le bas de la gamme des puissances moyennes (ou résolutions) soit (0-500W) ou (0-300m) et tend à se stabiliser au delà de cette gamme. Les basses fréquences sont favorables pour l'observation des altitudes maximales.

iii- Conclusion.

A surface de captation constante, les fréquences 200, 400 et 1000 MHz sont favorables pour atteindre les altitudes maximales. Cependant, comme nous l'avons déjà dit, cette hypothèse est non réaliste, car elle conduit à des superficies d'antennes irréalisables aux courtes longueurs d'onde.

Par contre, à gain constant les fréquences 72.6 et 45 MHz sont optimales.

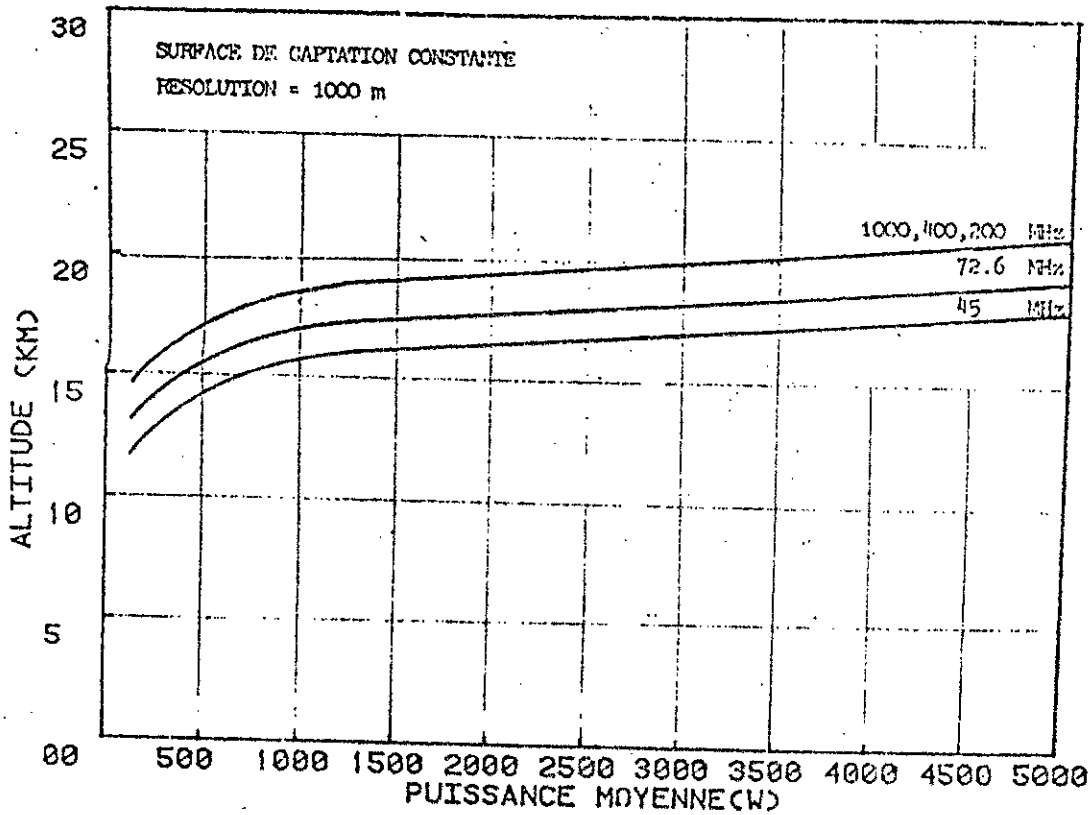


Fig VIII-9: Variations de l'altitude maximale en fonction de la puissance moyenne à surface de captation constante et pour un profil logarithmique de CN^2

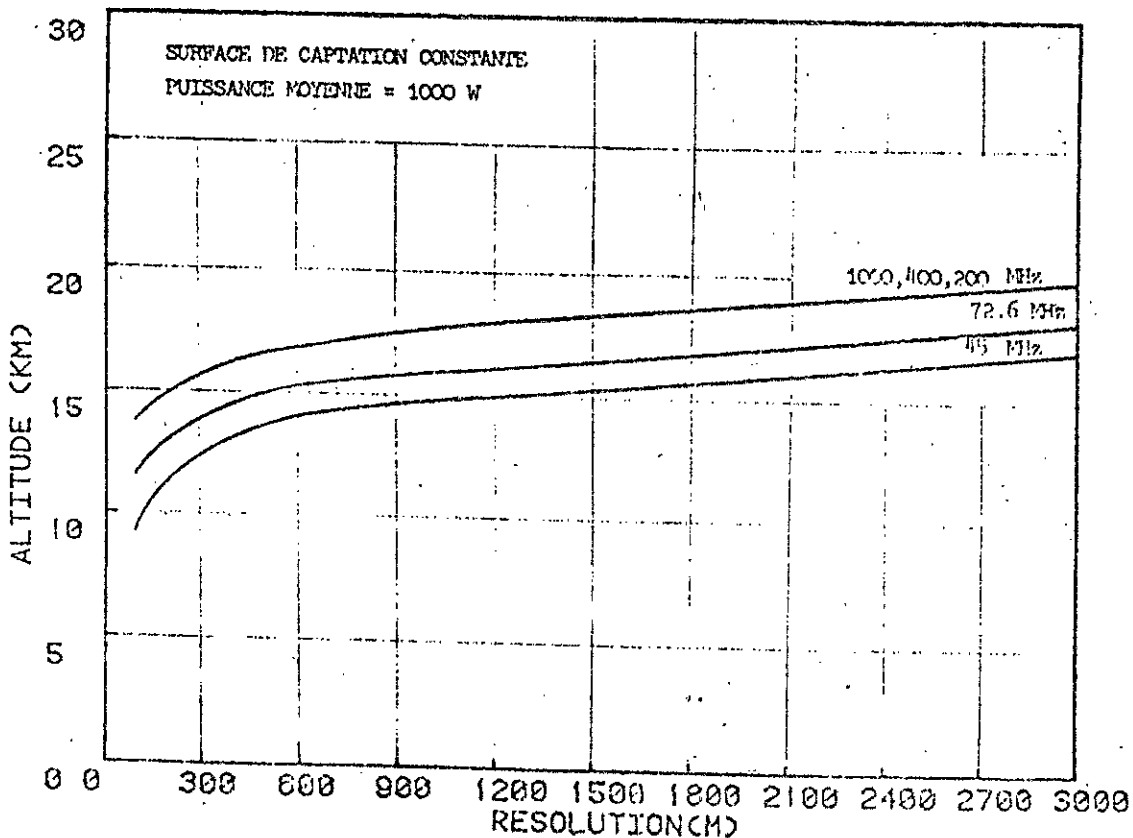


Fig VIII-10: Variations de l'altitude maximale en fonction de la résolution à surface de captation constante et pour un profil logarithmique de CN^2

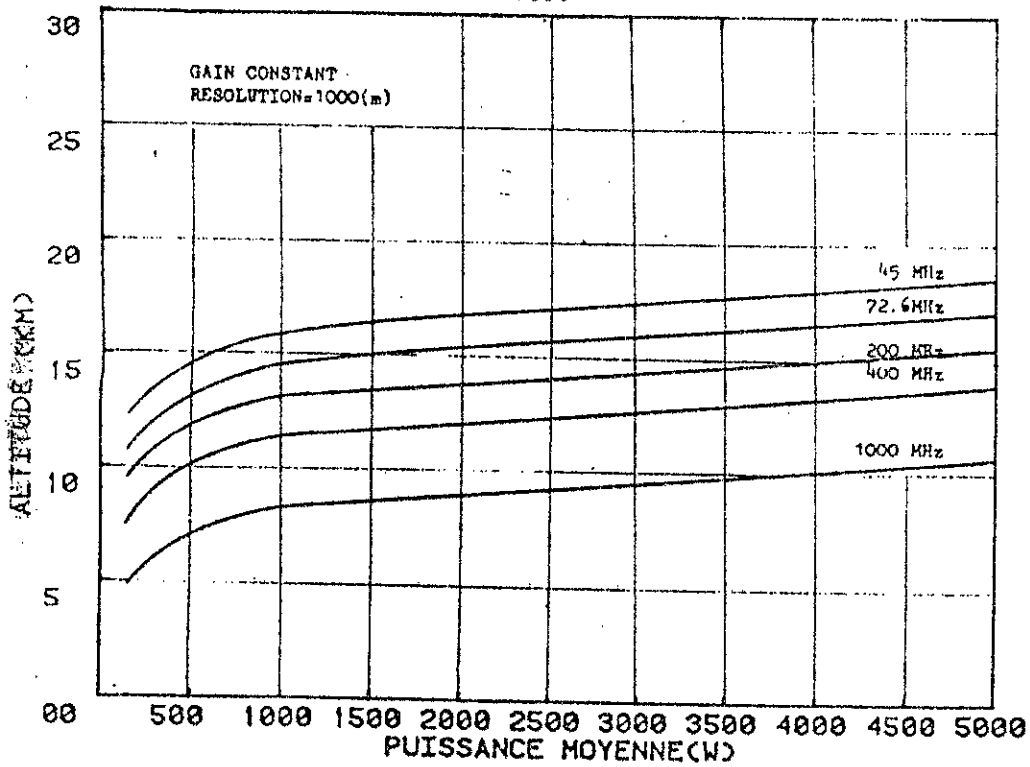


Fig VIII-11: Variations de l'altitude maximale en fonction de la puissance moyenne à gain constant et pour un profil logarithmique de CN^2 .

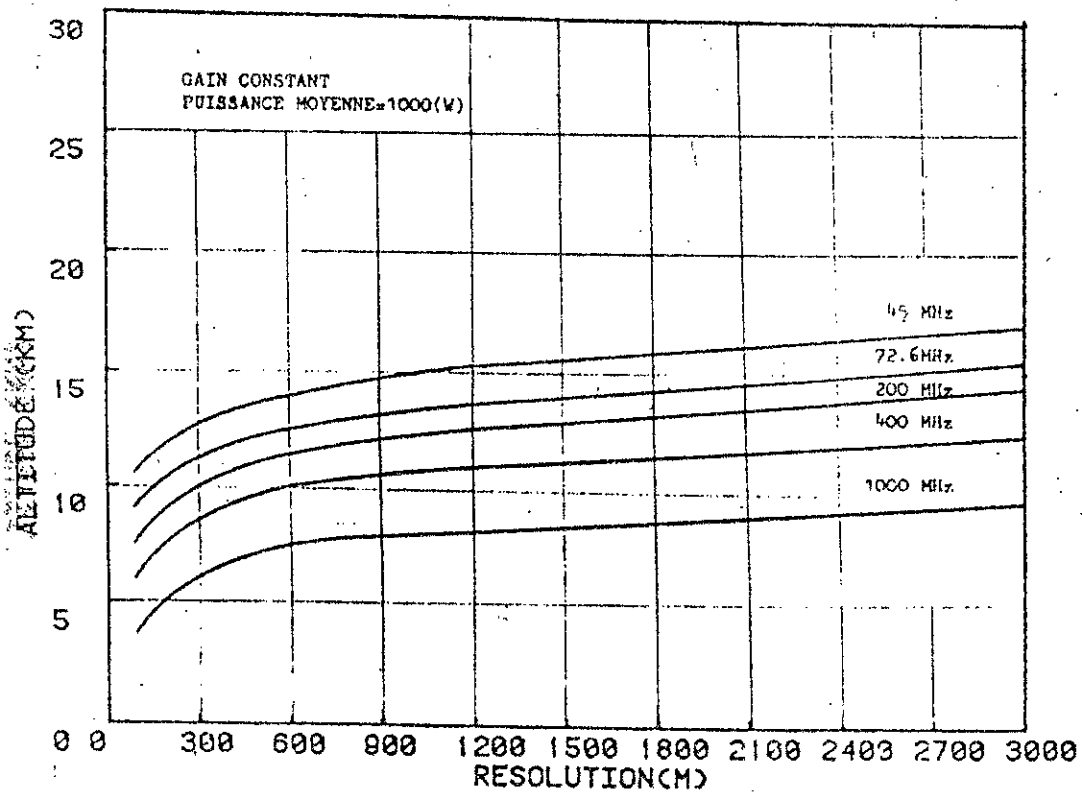


Fig VIII-12: Variations de l'altitude maximale en fonction de la résolution à gain constant et pour un profil logarithmique de CN^2 .

II-4 Conclusion.

Le choix d'un gain constant (indépendant de la fréquence radar) présente l'avantage de conserver les propriétés du faisceau et le volume de la zone explorée. Dans ce cas, on peut conclure que:

- la détectabilité du signal est meilleure dans le bas de la gamme VHF
- la puissance moyenne est minimale et à peu près constante jusqu'aux environs de 100 MHz pour observer une altitude donnée.
- le bas de la gamme VHF est optimal pour observer les altitudes maximales en particulier pour la fréquence de 45 MHz.
- les puissances moyennes (ou largeurs d'impulsions) élevées permettent d'atteindre les altitudes maximales à la fréquence de 45 MHz. Cependant, la réalisation d'un émetteur à puissance moyenne importante est difficile, coûteuse, encombrante et peut éventuellement présenter des risques pour un manipulateur non expérimenté. Une forte largeur d'impulsion ne peut être bénéfique du fait qu'on perd dans la précision de la mesure.

Afin d'éviter ces inconvénients, un compromis entre altitude maximale, puissance moyenne et résolution doit être effectué.

Le choix de la fréquence de 45 MHz, tient compte évidemment des coûts à performances équivalentes.

CONCLUSION GENERALE.

Aux termes de cette étude, on peut conclure que:

- Les signaux rétrodiffusés par les discontinuités de l'indice de réfraction de l'air peuvent provenir des couches turbulentes ou stables.

Les résultats du traitement des données radar S.T., nous ont permis d'identifier différentes couches (turbulentes et stratifiées), la hauteur de la tropopause et ainsi que l'obtention des profils des composantes du vecteur vitesse-vent.

Une comparaison des données (vitesse horizontale du vent) du radar S.T. Provence et de la station météorologique de Nîmes, nous a permis de déterminer la précision des mesures par radar. Bien qu'utilisant des critères assez grossiers, on trouve une assez bonne corrélation entre ces mesures. Des études ultérieures sont nécessaires afin d'affiner ces critères de détermination et de mieux comprendre les mécanismes d'interaction. Ces résultats sont cependant prometteurs en vue d'applications en météorologie.

L'intérêt de cette méthode pour la météorologie est de fournir des données de vent continues. De ce fait, elle peut être implantée dans le réseau classique de sondage météorologique.

A partir des résultats obtenus, on a montré que le développement de cette technique est possible en vue:

- d'une part d'améliorer les performances du radar S.T. de Provence telles que la diminution de l'altitude minimale observable l'augmentation de l'altitude maximale et la minimisation des lobes secondaires des aériens du radar S.T.

- d'autre part d'optimiser la fréquence radar en ne tenant compte que des considérations techniques, ceci en vue d'une application donnée en météorologie (profil de vent). Nous avons montré qu'à surface de captation constante les hautes fréquences sont favorisées. Ce cas n'est cependant pas réaliste, car il conduit à des superficies d'antennes irréalisables aux courtes longueurs d'onde.

A gain constant les basses fréquences sont favorables pour optimiser les paramètres radar tels que la puissance moyenne, la résolution et l'altitude maximale observable. Dans ce cas la fréquence de 45 MHz de la gamme [45, 72.6 200, 400 et 1000 MHz] est optimale.

Cette technique est parfaitement adaptée par sa fiabilité et son automaticité dans le bas de la gamme VHF.

Des considérations d'ordres économiques doivent également entrer en ligne de compte dans la recherche de la fréquence optimale. Celles-ci peuvent faire l'objet d'études ultérieures.

BIBLIOGRAPHIE.

- (1)- H. SAUVAGEOT
 Télédétection active de l'atmosphère
 Edition EYROLLES, 1982
- (2)- K.A. BROWNING, J.R. STAAR and A.J. WHYMAN
 Measurements of air motions in régions of clear air turbulence
 using high power Doppler radar
 Nature, vol.239, pp 267-269, 1972
- (3)- J.L. GREEN, K.S. GAGE and T.E. VANZANDT
 Atmospheric measurements by VHF pulsed Doppler radar
 IEEE Trans. on geoscience electronics, vol.GE17, n°14, 1979
- (4)- K.S. GAGE and B.B. BALSLEY
 Atmospheric technology: Recent advances in doppler radar probing of
 the clear atmosphère
 Radio Science, n°13, 1981
- (5)- K.S. GAGE and B.B. BALSLEY
 On the scattering and reflection mechanisms contributing to clear air
 radar echoes from the troposphère, stratosphère and mesosphère
 Radio Science, vol. 15, pp 243-257, 1980
- (6) J.ROTTGER and C.H. LIU
 Partial reflection and scattering of VHF radar signals from the clear
 atmosphere
 Geophysical research letter, vol.5, pp 357-360, 1978
- (7)- L.THOUREL
 Les radars de veille modernes
 Edition Masson et Cie, Paris, 1965
- (8)- M. CARPENTIER
 Le radar . Théorie moderne
 Edition Dunod, 1963

- (9)- M. CROCHET
 Radar S.T. (stratosphère-troposphère) à 50MHz
 Rapport d'études E.R.A. 668 C.N.R.S., 96pp, 1983
- (10)- R.C. COLWELL and A.W. FRIEND
 The D. region of the ionosphere
 Nature, vol.137, pp 782-784, 1936
- (11)- R.A. WATSON-WATT, A.F. WILKINS and E.G. BOWEN
 The return of radio waves from the middle atmosphere
 Proc. Roy. Soc., vol. A161, pp 181-196, 1937
- (12)- F. DU CASTEL
 propagation troposphérique
 Edition CHIRON, 1961
- (13)- D.T. GJESSING
 Determination of isotropy properties of the tropospheric permittivity
 and wind velocity fields by radio-propagation methods
 J. Geophys. Res., vol 69, pp 569-581, 1964
- (14)- J.A. LANE and P.W. SOLLUM
 VHF transmission over distances of 140 and 300 Km
 Proc. IEEE, vol. 112, pp 254-258, 1965
- (15)- D. ATLAS
 Angels in focus
 Radio Science, 690, pp 871-875, 1965
- (16)- E. DOBSON
 Doppler radar measurements of mean wind variations in the clear
 atmosphere
 American meteorological society, 14th radar meteorological
 conference, Boston, pp 69-78, 1970
- (17)- E.E. GOSSARD, J.H. RICHTER and D. ATLAS
 Internal waves in the atmosphere from high resolution radar measurements
 J. Geophys. Res., vol. 75, pp 3523-3536, 1970

- (18)- R.B. CHADWICK and AL
 Microwave radar wind measurements in the clear air
 Radio Science, vol. 11, pp 795-802, 1976
- (19)- R.F. WOODMAN and A. GUILLEN
 Radar observations of winds and turbulence in the stratosphere and mesosphere
 J. Atm. Sci., vol 31, pp 493-505, 1974
- (20)- P. QUENEY
 Eléments de météorologie
 Edition MASSON et CIE, 1974
- (21)- E. BRUN
 Etude de la basse atmosphère par radar S.T.
 Rapport de stage de D.E.A. Paris, sept. 1982
- (22)- A. ISHIMARU
 Wave propagation and scattering in random media
 Acad. Press. N.Y., 1978
- (23)- J. WEINSTOCK
 Vertical turbulent diffusion in a stably stratified fluid
 J. Atm. Sci., vol.35, pp 1022-1027, 1978
- (24)- J. ROTTGER
 Reflection and scattering of VHF radar signals from atmospheric refractivity structures
 Radio science, vol. 15, pp 259-276, 1980
- (25)- L. EYRAUD, G. GRANGE et H. OHANESSIAN
 Théorie et techniques des antennes
 Edition VUIBERT, 1973
- (26)- K. SAADA
 Etude de la propagation troposphérique et de la réception VHF par radar S.T.
 Thèse de Magister, ENP, (Alger), 1985

- (27)- V.I. TATARSKI
Wave propagation in a turbulent medium
 M c GRAW-HILL COMPANY, 285 pp , 1961
- (28)- J.R. WAIT
Electromagnetic waves in stratified media
 London, England, Pergamon, ch IV, 1962
- (29)- H.G. BOOKER and W.E. GORDON
Theory of radio scattering in the troposphere
 Proc. IEEE, vol. 38, pp 401-412, 1950
- (30)- E.E. GOSSARD and AL
*Finestructure of atmospheric refractive layers and implications for
 over the horizon propagation and radar sounding systems*
 Preprint, AMS 22th. conf. on radar meteorology
 10-13 sept., BOSTON, MASS. (USA), 1984
- (31)- P.A. EPSTEIN
Reflection of waves in an inhomogeneous absorbing medium
 Proc. Nat. Acad. Sci., vol. 16, pp 627-636, 1930
- (32)- E.E. GOSSARD and R.G. STRAUCH
Radar observation of clear air and clouds
 Elsevier Sci. Pub. B.V., 280pp, 1983
- (33)- H. OTTERSTEN
Radar backscattering from the turbulent clear atmosphere
 Radio Science, vol. 4, pp 1251-1255, 1969
- (34)- K.S. GAGE and AL
Model for the specular echoes observed by VHF radar
 Radio Science, vol. 16, pp 1447-1453, 1981
- (35)- R.J. DOVIK and D.S. ZRNIC
Reflection and scatter formula for anisotropically turbulent air
 Radio Science, vol. 19, n°1, pp 325-336, 1984

(36)- D.S. ZRNIC and R.J. DOVIK

Matched filter criteria and range weighting for weather radar
Proc. IEEE, vol. 14, pp 925-930, 1980

(37)- D.T. GJESSING

On the scattering of electromagnetic waves by nonisotropic
irregularities in the atmosphere
J. Geophys. Res., vol. 67, pp 1017-1026, 1962

(38)- PROBERT-JONES

The radar equation in meteorology
Quarterly journal of the royal meteorological society
vol. 88, pp 485-495, 1962

(39)- A.W. FRIEND

Theory and practice of tropospheric sounding by radar
Proc. IRE, pp 116-138, 1949

(40)- P.K. RASTOGI and J. ROTTGER

Radar detection of tropopause by coherent reflections at very high
frequencies
Preprints 19th Radar Meteor. Conference, 1980

(41)- L. ZERBIB

Etude de la diffusion turbulente et de la réflexion de Fresnel par
Radar S.T.
Rapport de Stage de D.E.A. (L.S.E.E.T.), 1984

(42)- B.B. BALSLEY and K.S. GAGE

On the use of radars for operational wind profiling
Bull. of the AMS, vol. 63, n°9, 1982

(43)- B.B. BALSLEY and W.L. ECKLUND

A portable coaxial collinear antenna
Reprinted by permission from IEEE Transactions on antennas
and propagation, vol. AP20, n°4, pp 513-516, 1972

(44)- O. GHEBREBRHAN

Study of radar signals from the lower stratosphere
Rapport de stage de D.E.A., Nice, juin, 1982

- (45)- T.E. VANZANDT, J.L. GREEN, K.S. GAGE and W.L. CLARK
 Vertical profiles of refractivity turbulence structure constant:
 Comparison of observations by the Sunset radar with a new theoretical
 model
 Radio Science, vol. 13, pp 819-829, 1978
- (46)- J.L. GREEN, K.S. GAGE and T.E. VANZANDT
 VHF Doppler radar studies of CAT in the troposphere and lower
 stratosphere
 Conf. on atmos. environment of aerospace
 systems appl. meteor., Nov. 14-16, NEW-YORK, 1978
- (47)- K.S. GAGE, J.L. GREEN and T.E. VANZANDT
 Use of Doppler radar for the measurement of atmospheric turbulence
 parameters from the intensity of clear air echoes.
 Radio Science, vol. 15, n°2, pp 407-416, 1980
- (48)- J.L. GREEN and K.S. GAGE
 Observations of stable layers in the troposphere and stratosphere
 using VHF radar
 Radio Science, vol. 15, pp 395-405, 1980
- (49)- K.S. GAGE and J.L. GREEN
 An objective method for the determination of tropopause height
 from VHF radar observations
 American meteorological society, vol. 20, 1981.
- (50)- K.S. GAGE and J.L. GREEN
 Prospects for the measurement of atmospheric stability by VHF radar
 Preprints, AMS19th conf. on radar meteorology
 April 15-18, MIAMI, pp 605-612, 1980
- (51)- K.S. GAGE and J.L. GREEN
 A technique to determine the temperature profile from VHF radar
 observations
 Preprints, AMS20th conf. on radar meteorology
 Nov. 30 - Dec. 3, BOSTON, MASS. (USA), 1981

- (52)- K.S. GAGE, B.B. BALSLEY and J.L. GREEN
 Fresnel scattering model for the specular echoes observed by VHF radar
 Radio Science , vol.16, pp 1447-1453, 1981
- (53)- K.S. GAGE and J.L. GREEN
 Evidence for specular reflection from monostatic VHF observations of the atmosphere
 Radio Science , vol. 13, pp 991-1001, 1978
- (54)- B.B. BALSLEY, W.L. ECKLUND, D.A. CARTER and P.E. JOHNSTON
 The M.S.T. radar at Pocker flat, Alaska
 Radio Science, vol.15, n°2, pp 213-223, 1980
- (55)- D.A. CARTER, B.B. BALSLEY and W.L. ECKLUND
 The poker flat M.S.T. radar: Signal analysis and data processing techniques with examples
 AMS, 19th conf. on radar meteorology, April, 1980
- (56)- L.R. RABINER and B. GOLD
 Theory and Application of digital signal processing
 Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, N.I 784 pp, 1974
- (57)- F. ANTONES
 Etude du vent horizontal par radar S.T.
 Rapport de stage de D.E.A. (L.S.E.E.T.), 1984
- (58)- E.E. GOSSARD
 Refractive index variance and its height distribution in different air masses
 Radio Science, vol.12, n°1, pp 89-105, 1977
- (59)- CCIR
 World distribution and characteristics of atmospheric radio noise
 Report n°322, 1964

(60)- B.B. BALSLEY and J.L. GREEN

*Coherent radar systems for probing the troposphere, stratosphere
and mesosphere.*

*4 th symp. on meteorological observations and
instrumentation, Denver, 1978*

(61)- J. ROTTGER

Evidence for partial reflection of VHF radar signals from the troposphere

J. Geophys., vol.44, pp 3936394, 1978

(62)- R. MAYENCON

Météorologie marine

Editions maritimes et d'outre mer, 1982

ANNEXES.

ANNEXE A

1. Stabilité thermique de l'atmosphère [62]

Une masse d'air écartée de sa position initiale, tend à y revenir dans le cas d'une stabilité thermique de l'atmosphère.

En soulevant une masse d'air sec d'un niveau de pression P_0 , où elle est à la température T_0 , jusqu'à un niveau de pression P_1 , celle-ci se refroidit par détente adiabatique (1° par 100 m).

Si le taux de décroissance avec l'altitude de la température de l'atmosphère à cet endroit est moins fort ($0,5^\circ$ par 100 m) que le taux de refroidissement par détente adiabatique, la température θ acquise par la particule en arrivant au niveau P_1 est évidemment inférieure à celle de l'air ambiant (et sa densité supérieure), elle tend donc à descendre et à revenir à son niveau primitif. L'atmosphère est pour la couche $P_0 - P_1$ en état de stabilité thermique.

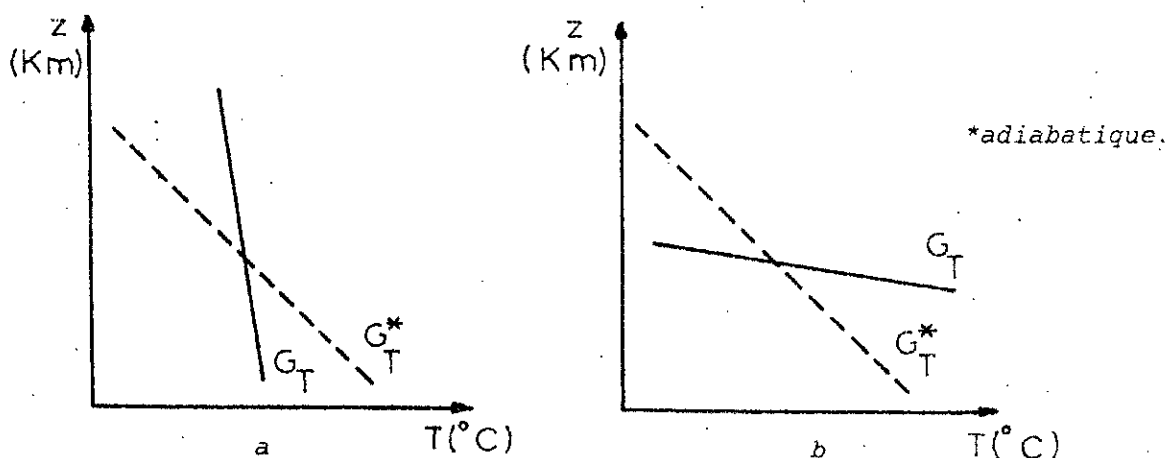


Fig A-1 Profils du gradient de température

- a- $G_T > G_T^*$, stabilité thermique
- b- $G_T^* > G_T$, instabilité thermique

2. Température potentielle.

Considérons une masse d'air non saturée à pression et température initiales P et T à l'altitude z . En portant cette masse d'air à la surface de la terre ($z = 0$ et $P = P_0$) selon un processus adiabatique, la température devient θ .

θ est appelée température potentielle de la masse d'air. P_0 est choisie égale à 1000 mb.

ANNEXE B

Expressions de la vitesse des tourbillons et de la fonction de structure

des fluctuations de la vitesse.

L'énergie cinétique des tourbillons de taille L_0 et de vitesse V_0 par unité de masse et par unité de temps s'écrit:

$$\frac{V_0^3}{L_0} \quad (B1)$$

L'énergie de dissipation par viscosité, par unité de masse et de temps est:

$$\nu \frac{V_0^2}{L_0} \quad (B2)$$

R_e étant grand, l'énergie cinétique est très grande devant l'énergie de dissipation, entraînant que presque la totalité de l'énergie cinétique est transférée dans les tourbillons de taille plus faible.

Si V_1, V_2, \dots, V_n sont les vitesses des tourbillons de dimensions respectives L_1, L_2, \dots, L_n

avec $L_0 > L_1 > L_2 > \dots > L_n$,

alors les énergies cinétiques sont approximativement égales, et on peut écrire que:

$$\frac{V_0^3}{L_0} \approx \frac{V_1^3}{L_1} \approx \dots \approx \frac{V_n^3}{L_n} \quad (B3)$$

La taille des tourbillons devenant très petite, l'énergie de dissipation croît jusqu'à ce que la plus petite taille l_0 des tourbillons soit atteinte, et l'énergie cinétique est dans le même ordre de grandeur que l'énergie de dissipation ϵ , soit

$$\frac{V_0^3}{L_0} \approx \frac{V_1^3}{L_1} \approx \dots \approx \frac{V_0^3}{l_0} \approx \frac{V_0^2}{l_0^2} \approx \epsilon \quad (B4)$$

Toute l'énergie est dissipée en chaleur et pratiquement il n'y a plus d'énergie laissée aux tourbillons de taille plus petite que l_0 , on peut écrire alors que:

$$V \approx (\epsilon L)^{1/3} \quad \text{pour} \quad l_0 < L < L_0 \quad (B5)$$

La vitesse du vent $V(r)$ est une fonction aléatoire non homogène, la différence $V(r + R) - V(r)$ est considérée homogène [22].

On exprime, cette situation par l'équation suivante:

$$D_V(R) = \langle |V(r+R) - V(r)|^2 \rangle \quad (B6)$$

exprimant que le carré de la différence de l'ensemble moyenné, de $V(R + R) - V(r)$ est une fonction de R seulement.

D_V est appelée la fonction de structure des fluctuations de la vitesse.

Si le processus est localement homogène et isotrope, la fonction de la structure dépend seulement de l'amplitude de R et non de sa direction soit:

$$D_V(R) = D_V(|R|) \quad (B7)$$

Solution de l'équation de propagation.

1. Milieu turbulent [27]

La solution de l'équation:

$$\Delta u + k^2 u = f(\vec{r}) \quad (C1)$$

est de la forme:

$$u(\vec{r}) = -\frac{1}{4\pi} \int_{\Delta V} f(\vec{r}') \frac{\exp(ik|\vec{r}-\vec{r}'|)}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dV' \quad (C2)$$

où \vec{r}' et \vec{r} sont définis sur la figure C1.

Si le point d'observation est suffisamment éloigné du volume diffusant, alors \vec{r}' est assez petit devant \vec{r} pour que $|\vec{r}-\vec{r}'|$ soit développé comme:

$$|\vec{r}-\vec{r}'| = r - \vec{r}' \cdot \vec{u} + \frac{1}{2r} (r'^2 - (\vec{u} \cdot \vec{r}')^2) + \dots \quad (C3)$$

Pour pouvoir négliger r'^2 dans le terme de phase il faut que:

$$\frac{k}{2r} (r'^2 - (\vec{u} \cdot \vec{r}')^2) \ll 1$$

Soit L la dimension du volume diffusant élémentaire dV' ($dV' \sim L^3$).

Cette condition est vérifiée si $L^2 \ll \lambda r$ ou encore $L \ll \sqrt{\lambda r}$.

De plus L doit vérifier la condition: $L \gg \beta$ où β représente la distance de corrélation des fluctuations de l'indice du milieu. Les champs résultants des différents volumes élémentaires dV' sont alors décorrélés.

On déduit que $\beta \ll \sqrt{\lambda r}$. Le terme de phase s'exprime alors par:

$$\exp(ik|\vec{r}-\vec{r}'|) \approx \exp(ik(r - \vec{u} \cdot \vec{r}')) \quad (C4)$$

Le terme d'amplitude peut être approximé par:

$$|\vec{r}-\vec{r}'| \approx |\vec{r}| = r \quad (C5)$$

L'équation C2 devient alors:

$$u(\vec{r}) = -\frac{1}{4\pi} \frac{\exp(ikr)}{r} \int_{\Delta V} f(\vec{r}') \exp(-ik\vec{u} \cdot \vec{r}') dV' \quad (C6)$$

Cette expression est valable dans la zone de Fraunhofer.

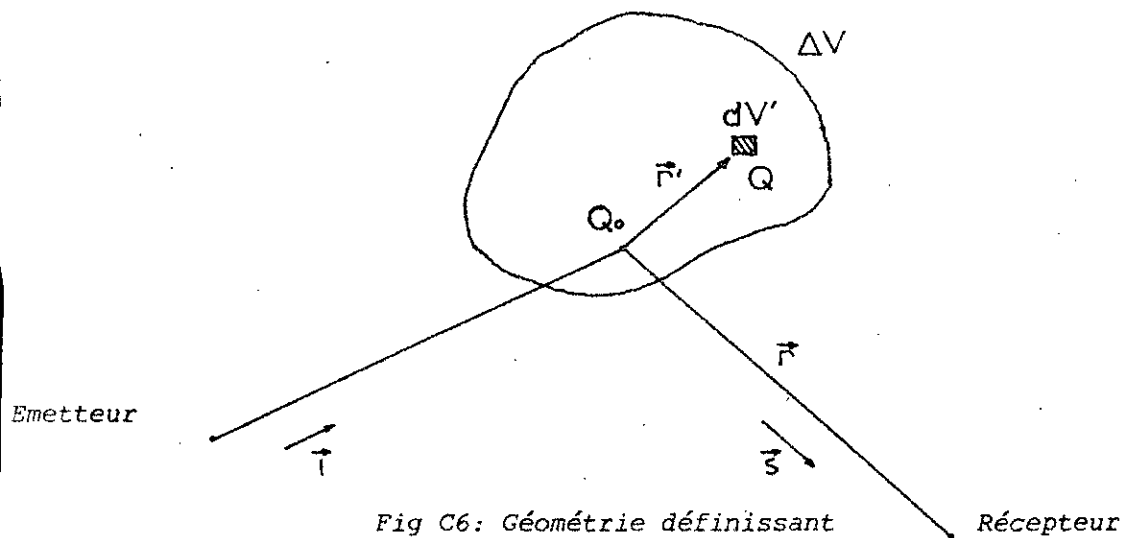


Fig C6: Géométrie définissant les grandeurs de l'équation C2

2. Milieu stratifié [28]

La solution de l'équation (II-7) s'écrit:

$$E(z) = \left(\frac{1}{q(z)}\right)^{1/2} \left[A_0 \exp\left(-i \int_0^z q(z) dz\right) + B_0 \exp\left(+i \int_0^z q(z) dz\right) \right] \exp(-ik_0 Sx) \quad (C6)$$

Les deux premiers termes de cette expression représentent respectivement l'onde incidente et l'onde réfléchie.

En utilisant les deux premières équations de Maxwell, l'expression du champ magnétique prend la forme :

$$\begin{aligned} \mu_0 \omega H = & \left[-A_0 (q(z))^{1/2} \exp\left(-i \int_0^z q(z) dz\right) + B_0 (q(z))^{1/2} \exp\left(+i \int_0^z q(z) dz\right) \right. \\ & \left. + \frac{i}{2} (q(z))^{-3/2} \frac{dq(z)}{dz} \left(A_0 \exp\left(-i \int_0^z q(z) dz\right) + B_0 \exp\left(+i \int_0^z q(z) dz\right) \right) \right] \exp(-ik_0 Sx) \end{aligned} \quad (C7)$$

Si le milieu est faiblement fluctuant, le deuxième terme de l'expression (C7) peut être négligé.

Afin de généraliser la méthode de BREMMER (1949) et WKB, on suppose que A et B sont fonctions de z.

En substituant les expressions de E et H dans les équations de MAXWELL, on obtient:

$$\begin{aligned} -(q(z))^2 E(z) &= i \mu_0 \omega \frac{\partial H(z)}{\partial z} \\ \frac{\partial E(z)}{\partial z} &= i \mu_0 \omega H(z) \end{aligned} \quad (C8)$$

$A(z)$ et $B(z)$ devant satisfaire aux conditions:

$$\frac{dA(z)}{dz} = \frac{1B(z)}{2q(z)} \frac{dq(z)}{dz} \exp(+2i \int_0^z q(z) dz) = \alpha p(z) 1B(z) \quad (C9)$$

$$\frac{d1B(z)}{dz} = \frac{A(z)}{2q(z)} \frac{dq(z)}{dz} \exp(-2i \int_0^z q(z) dz) = \alpha q(z) A(z)$$

α : constante très faible.

A et B peuvent être développées en série de puissance de la forme:

$$\begin{aligned} A &= A_0 + \alpha A_1 + \alpha^2 A_2 + \dots \\ 1B &= 1B_0 + \alpha 1B_1 + \alpha^2 1B_2 + \dots \end{aligned} \quad (C10)$$

En remplaçant les expressions de A et B dans les équations (C9), le champ réfléchi s'écrit:

$$\begin{aligned} \alpha 1B_1 &= \frac{A_0}{2} \int_{-\infty}^z \left(\frac{1}{q(z)} \frac{dq(z)}{dz} \right) \exp(-2i \int_0^z q(z) dz) dz = \frac{A_0}{2} \int_{-\infty}^z U(z) dz \\ E_1 &= -\frac{A_0}{2} \int_z^{\infty} U(z) dz \end{aligned} \quad (C11)$$

Si z tend vers $-\infty$; l'expression du champ réfléchi ($E_1 = \alpha B_1$) devient:

$$E_1 = -\frac{A_0}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{1}{n(z)} \frac{dn(z)}{dz} \right) \exp(-2ik \int_0^z n(z) dz) dz \quad (C12)$$

Avec :

$$q^2(z) = k_0^2 n^2(z); \theta_0 = 0 \text{ et } S = k_0 \sin \theta_0 = 0$$

Cette expression du champ réfléchi est valable pour une polarisation horizontale de l'onde.

Equations du radar.

1) Cas de la diffusion turbulente.

La densité de puissance incidente arrivant sur la cible s'écrit:

$$S_i = \frac{P_t}{4\pi r^2} G_t \quad (D1)$$

avec G_t = Gain à l'émission

La puissance rétrodiffusée par le volume diffusant V s'exprime par:

$$P = S_i \eta V \quad (D2)$$

La puissance reçue par l'antenne de réception de surface effective de captation A_e est:

$$P_s = S_i \eta V \frac{A_e}{4\pi r^2} \quad (D3)$$

V s'exprime par l'expression: (voir figure D1)

$$V = \pi \left(\frac{r\theta}{2}\right) \left(\frac{r\Phi}{2}\right) \Delta r \quad (D4)$$

Avec Δr = Résolution spatiale du radar ($= \frac{1}{2} c \tau$)

θ, Φ = Angles d'ouverture du faisceau

A_e est reliée à G_t par:

$$A_e = \lambda^2 \frac{G_t}{4\pi} \quad (D5)$$

Avec λ = longueur d'onde radar

L'expression de la puissance reçue devient:

$$P_s = \frac{P_t G_t^2 \lambda^2 \theta \Phi c \tau}{512 \pi^2 r^2} \eta \quad (D6)$$

or

$$G_t = \frac{4\pi r^2}{\pi \left(\frac{r\theta}{2}\right) \left(\frac{r\Phi}{2}\right)} = \frac{16}{\theta \Phi} \quad (D7)$$

et en tenant compte des pertes α dans l'antenne et les guides d'onde, la puissance reçue s'écrit:

$$P_s = \frac{\alpha^2 R_f G_f \lambda^2 c \sigma}{32 \pi^2 r^2} \eta \quad (D8)$$

ou encore:

$$P_s = \frac{\alpha^2 R_f A_e c \sigma}{(3 \pi r)^2} \eta \quad (D9)$$

Ces équations conduisent à une puissance trop élevée d'un facteur $2 \log 2$, soit sensiblement $\sqrt{2}$ à cause des hypothèses peu réalistes faites sur les diagrammes [9,1]. Pour compenser ces hypothèses peu réalistes, on divise l'expression de la puissance reçue par $\sqrt{2}$, soit:

$$P_s = \frac{\alpha^2 R_f A_e c \sigma}{(3 \sqrt{2} \pi r)^2} \eta \quad (D10)$$

2) Cas de la réflexion partielle.

La puissance réfléchiée par la cible s'écrit:

$$P_r = |\rho|^2 P_f \quad (D11)$$

Pour un plan réflecteur situé à la hauteur r et pour des angles d'ouverture du faisceau θ et Φ , la surface illuminée au sol A_r s'exprime par: (voir figure D2)

$$A_r = \pi r^2 \theta \Phi \quad (D12)$$

La densité de puissance au sol s'écrit:

$$P_r = |\rho|^2 P_f / \pi r^2 \theta \Phi \quad (D13)$$

En utilisant les équations (D5) et (D7), la puissance reçue par l'antenne devient:

$$P_r = P_f A_e^2 |\rho|^2 / 4 r^2 \lambda^2 \quad (D14)$$

ou encore:

$$P_r = P_f G^2 \lambda^2 |\rho|^2 / (3 \pi r)^2 \quad (D15)$$

En tenant compte des pertes α , on obtient:

$$P_r = \frac{\alpha^2 R_f G^2 \lambda^2}{(3 \pi r)^2} |\rho|^2 \quad (D16)$$

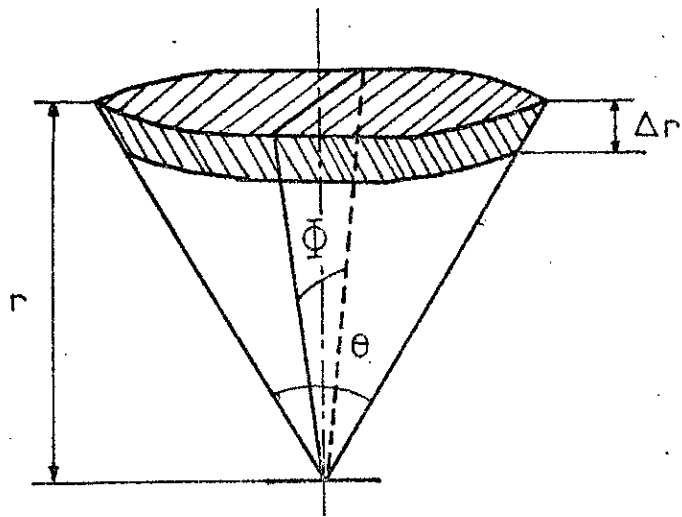


Fig D1: Géométrie définissant les grandeurs du volume diffusant.

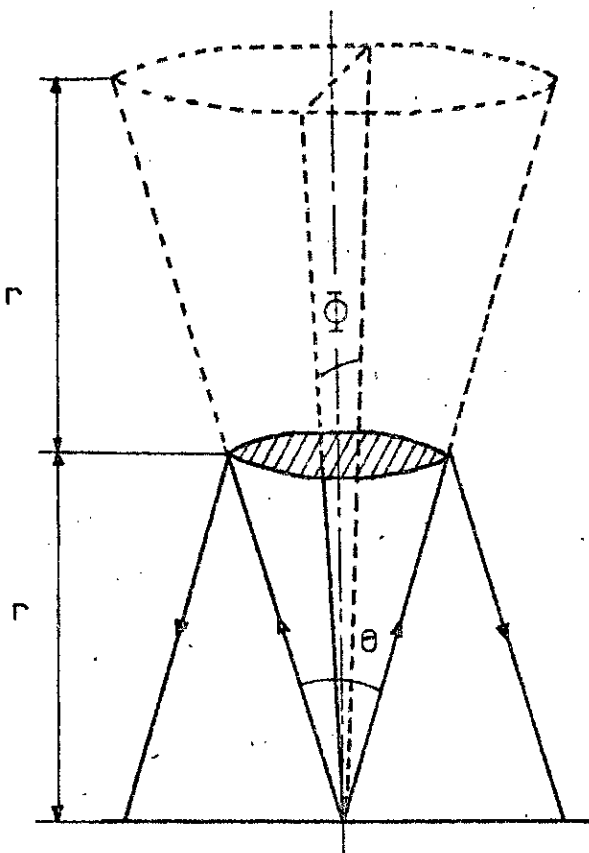
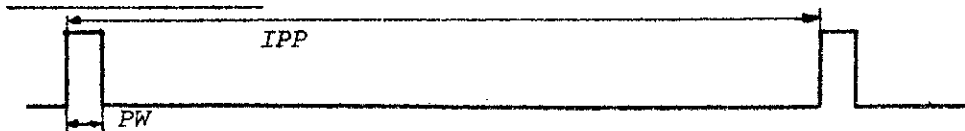


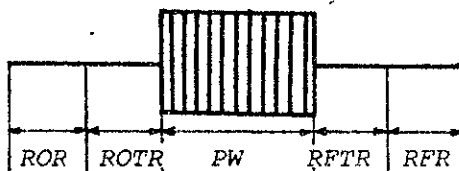
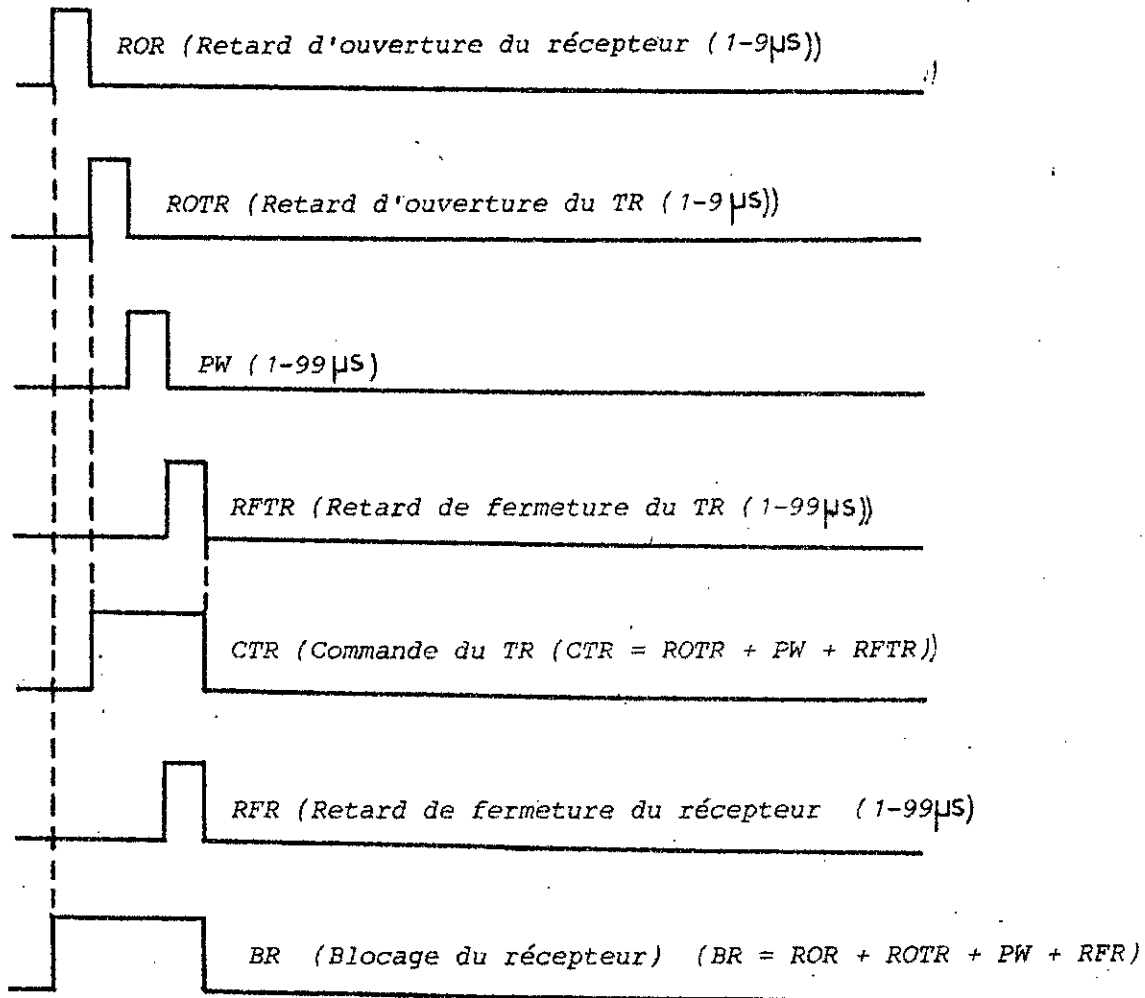
Fig D2: Géométrie montrant le plan réflecteur et la surface illuminée au sol.

signaux générés par le cadenceur.

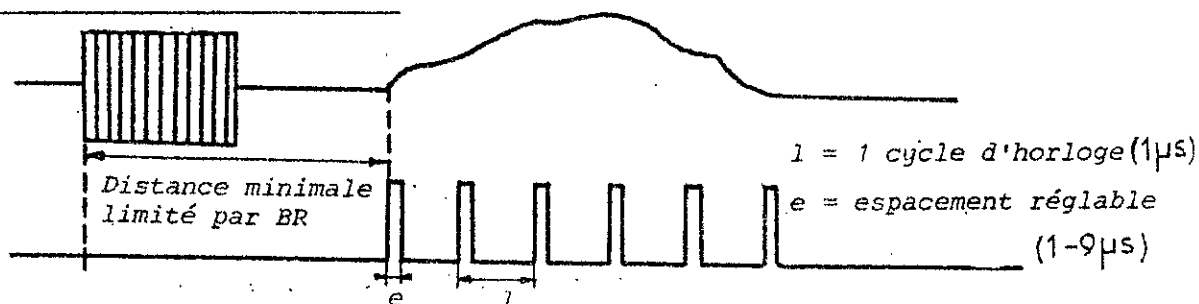
1. Pulse d'émission



2. Signaux de protection du récepteur.



3. Signaux d'échantillonnage.



ANNEXE F

```

10 INIT
100 REM *COMPARAISON DES VENTS HORIZONTAUX OBTENUS PAR RADAR ET PAR*
105 REM *                               BALLON                               *
120 PAGE
130 SET DEGREES
140 PRINT "VOULEZ-VOUS ENTRER DES DONNEES C.R.V. ?"
150 PRINT "OUI :1      NON :2"
160 INPUT T3
170 GOSUB T3 OF 240,180
180 PRINT "VOULEZ-VOUS ENTRER DES DONNEES RADAR ?"
190 PRINT "OUI :1      NON :2"
200 INPUT T4
210 GOSUB T4 OF 880,220
220 GO TO 1660
230 REM"*****
240 REM  ENTREE DONNEES BALLON (C.R.V.)
250 REM"*****
260 PRINT "A LA MAIN (1) OU SUR FICHER(2)?"
270 INPUT L1
280 GO TO L1 OF 570,290
290 PRINT "QUEL FICHER?"
300 INPUT L2
310 PRINT "1ER OU 2E CRV?"
320 INPUT L3
330 FIND L2
340 READ @33:A1,M1,J1,H1,E1,M9,N3,N4,N5,N6
350 DIM P(N6),V1(N6),O1(N6),Z1(N6)
360 FOR I=1 TO N6
370   READ @33:Z1(I),P(I),O1(I),V1(I)
380 NEXT I
390 IF L3=1 THEN 430
400 DELETE A1,M1,J1,H1,E1,M9,N3,N4,N5,N6,Z1,P,O1,V1
410 L3=1
420 GO TO 340
430 DELETE N3,N4,N5,M9,E1,P
440 N2=1
450 FOR I=1 TO N6
460   IF Z1(I)<0 THEN 530
470   IF O1(I)=888 THEN 530
480   IF V1(I)=888 THEN 530
490   Z1(N2)=Z1(I)
500   O1(N2)=O1(I)
510   V1(N2)=V1(I)
520   N2=N2+1
530 NEXT I
540 N2=N2-1
550 GOSUB 690
560 GO TO 860
570 REM  ENTREE DONNEES MANUELLEMENT
580 PRINT "COMBIEN DE DONNEES?"
590 INPUT N2
600 PRINT "DATE: A,M,J,H"
610 INPUT A1,M1,J1,H1
620 DIM Z1(N2),V1(N2),O1(N2)
630 FOR K=1 TO N2
640   PRINT "R.S.:ALT.,DIRECT.,FORCE"
650   INPUT Z1(K),O1(K),V1(K)
660 NEXT K
670 GOSUB 690
680 GO TO 860

```

```

690 FOR I=1 TO N2
700 K=1
710 FOR J=1 TO N2
720 IF Z1(K)<=Z1(J) THEN 740
730 K=J
740 NEXT J
750 GO = O4(K)
760 O1(K)=O1(I)
770 O1(I)=00
780 VO=V1(K)
790 V1(K)=V1(I)
800 V1(I)=VO
810 ZO=Z1(K)
820 Z1(K)=Z1(I)
830 Z1(I)=ZO
840 NEXT I
850 RETURN
860 RETURN
870 REM.....
880 REM ENTREE DONNEES RADAR S.T.
890 REM.....
900 PRINT "SUR FICHIER:1 OU A LA MAIN:2"
910 INPUT T5
920 GO TO T5 OF 930,1510
930 PRINT "ENREGISTREMENT READ ON OTOREAD: 1 OR 2 3"
940 INPUT N9
950 IF N9=2 THEN 980
960 N9=19
970 GO TO 990
980 N9=17
990 PRINT " ENTREEZ FICHIER SE PUIS NE
1000 INPUT B1,B2
1010 LET B=B1
1020 GOSUB 1160
1030 DIM V2(N1),D9(N1)
1040 FOR I=1 TO N1
V2(I)=V5(I)
D9(I)=D5(I)
1050
1060 LET B=B2
1070 NEXT I
1080 GOSUB 1160
1090 DIM V2(N1),D8(N1)
1100 FOR I=1 TO N1
V2(I)=V5(I)
D8(I)=D5(I)
1110
1120 NEXT I
1130 GO TO 1650
1140 PRINT 933,0:1,1,1
1170 FIND B
1180 DIM B(N9)
1190 FOR K=1 TO N9
1200 INPUT 933:DI
G(K)=DI
1210
1220 NEXT K
1230 PRINT 933,0:0,0,0
1240 N1=G(N9-13)
1250 M2=G(N9-3)
1260 M3=G(N9-2)
1270 M4=G(N9-1)
1280 M5=G(N9)
1290 M8=G(N9-10)
1300 M9=G(N9-10)
1310 M7=G(N9-11)

```

```

1320 DELETE V5,D5
1330 DELETE G
1340 DIM G(5*N1),O2(N1),Z2(N1),D5(N1),V5(N1)
1350 PRINT @33,0:1,1,1
1360 FOR K=1 TO 5*N1
1370     INPUT @33:D1
1380     G(K)=D1
1390 NEXT K
1400 PRINT @33,0:0,0,0
1410 FOR K=1 TO N1
1420     Z2(K)=G(K)*1000*COS(15)-1000
1430     V5(K)=G(K+N1)/SIN(15)*-1
1440     D5(K)=G(K+4*N1)*3*1.0E+8
1441     D5(K)=D5(K)/(4*48.85*128*F8*F9)
1450     IF G(K+3*N1)<0 THEN 1480
1460     D5(K)=D5(K)+6/(2*F9*F8*10^(2*G(K+3*N1)/10))
1470     D5(K)=D5(K)/(2*F7*128*F9*SIN(15)*1.0E-6)
1480 NEXT K
1490 DELETE G
1500 RETURN
1510 REM  ENTREE DONNEES MANUELLEMENT
1520 PRINT "COMBIEN DE DONNEES?"
1530 INPUT N1
1540 DIM Z2(N1),V2(N1),V3(N1)
1550 PRINT "DATE : J,H,mn"
1560 INPUT M2,M3,M4
1570 FOR K=1 TO N1
1580     PRINT "RADAR:ALT.,1ERE VIT.,2EME VIT."
1590     INPUT Z2(K),V2(K),V3(K)
1600     V2(K)=V2(K)*3.86
1610     V3(K)=V3(K)*3.86
1620     D9(K)=0
1630     D8(K)=0
1640 NEXT K
1650 RETURN
1660 PAGE
1670 PRINT "VOULEZ-VOUS UNE HAUTE RESOLUTION?"
1680 PRINT "OUI:1      NON:2"
1690 INPUT T1
1700 GOSUB T1 OF 1770,1710
1710 PRINT "QUE DESIREZ-VOUS?"
1720 PRINT "DIAGRAMME FORCE-DIRECTION:  1"
1730 PRINT "PROJECTION                   :  2"
1740 INPUT T2
1750 GOSUB T2 OF 2280,4220
1760 GO TO 5590
1770 PRINT "QUEL FICHIER VOULEZ-VOUS?"
1780 INPUT B
1780 REM"*****
1790 REM          PROGR. VENT HAUTE RESOLUTION
1800 REM"*****
1810 SET DEGREES

```

```

1820 FIND B
1830 READ @33:M,J,H,N
1840 IF N<150 THEN 1860
1850 N=150
1860 DIM I1(N),A(N),R(N),X(N),Y(N),V(N),Z(N),O(N)
1870 FOR K=1 TO N
1880   READ @33:I1(K),A(K),R(K)
1890 NEXT K
1900 LET HO=62
1910 LET T=6371000
1920 K=1
1930 GOSUB 2190
1940 FOR K=2 TO N
1950   GOSUB 2190
1960   D1=X(K)-X(K-1)
1970   D2=Y(K)-Y(K-1)
1980   RO=SQR(D1^2+D2^2)
1990   IF D2<>0 THEN 2080
2000   IF D1<>0 THEN 2030
2010   O(K)=0
2020   GO TO 2160
2030   IF D1>0 THEN 2060
2040   O(K)=90
2050   GO TO 2160
2060   O(K)=270
2070   GO TO 2160
2080   O9=ATN(D1/D2)
2090   IF D2<0 THEN 2120
2100   O(K)=O9+180
2110   GO TO 2160
2120   IF D1>0 THEN 2150
2130   O(K)=O9
2140   GO TO 2160
2150   O(K)=360+O9
2160   V(K)=RO/20
2170 NEXT K
2180 GO TO 2260
2190 H=R(K)^2*COS(I1(K))^2/(2*T)
2200 Z(K)=R(K)*SIN(I1(K))+H+HO
2210 D=R(K)^2*COS(I1(K))*SIN(I1(K))/T
2220 D4=R(K)*COS(I1(K))-D
2230 X(K)=D4*SIN(A(K))
2240 Y(K)=D4*COS(A(K))
2250 RETURN
2260 DELETE I1,A,R,X,Y
2270 RETURN
2280 REM"*****"
2290 REM      TRACE FORCE ET DIRECTION
2300 REM"*****"

2310 PRINT "SUR CONSOLE(32) OU TABLE TRACANTE(1)"
2320 INPUT C
2325 PRINT "o OU + ? (1) OU (2) "
2326 INPUT N7
2330 PRINT "ALTITUDE MINI ?"
2340 INPUT Z0
2350 PRINT "ALTITUDE MAXI (<=19 KM) ?"
2360 INPUT Z9
2370 PRINT "VIT. MAXI : EN DIZAIN DE m/s"
2380 INPUT V9

```

```

2390 PRINT "CENTRAGE DIRECTION :90,180,270,360"
2400 INPUT C9
2410 PAGE
2420 WINDOW -5-V9,36,Z0,Z9
2430 XO=150/21
2440 VIEWPORT 10,130,X0,1800/21+X0
2450 DIM V$(15)
2460 PRINT "CADRE(1) OU NON(2) "
2470 INPUT C2
2480 GO TO C2 OF 2490,3110
2490 MOVE @C:-V9,Z0
2500 DRAW @C:-V9,Z9

2510 DRAW @C:36,Z9
2520 DRAW @C:36,Z0
2530 DRAW @C:0,Z0
2540 DRAW @C:0,Z9
2550 MOVE @C:0,Z0
2560 DRAW @C:-V9,Z0
2570 T=Z9*0.02
2580 Q1=1.792
2590 Q2=2.816
2600 PRINT @C,17:0.8*Q1,0.8*Q2
2610 FOR K=Z0 TO Z9 STEP 5
2620     MOVE @C:-V9,K
2630     DRAW @C:-V9+T,K
2640     MOVE @C:-5-V9,K
2650     PRINT @C:K
2660 NEXT K
2670 FOR K=Z0 TO Z9
2680     MOVE @C:-V9,K
2690     DRAW @C:-V9+T/2,K
2700 NEXT K
2710 T=36*0.005
2720 FOR K=-V9 TO -10 STEP 10
2730     MOVE @C:K,Z0
2740     DRAW @C:K,Z0+T
2750     MOVE @C:K-2,Z0
2760     PRINT @C:"J";
2770     PRINT @C:V9+K
2780 NEXT K
2790 T=36*0.005
2800 FOR K=0 TO 36 STEP 9
2810     K8=C9/10-18+K
2820     IF K8<36 THEN 2840
2830     K8=K8-36
2840     IF K8>0 THEN 2860
2850     K8=K8+36
2860     MOVE @C:K,Z0
2870     DRAW @C:K,Z0+T
2880     MOVE @C:K-2,Z0
2890     PRINT @C:"J";
2900     PRINT @C:K8*10
2910 NEXT K
2920 PRINT @C,17:1*Q1,1*Q2
2930 H$="Force du vent (m/s)"
2940 G$="Direction (vent entrant)"
2950 MOVE @C:-V9/3,Z0
2960 PRINT @C:"JJ";
2970 FOR K=1 TO LEN(H$)
2980     PRINT @C:"H";
2990 NEXT K
3000 PRINT @C:H$

```

```

3010 MOVE @C:0,Z0
3020 PRINT @C:"JZ";
3030 PRINT @C:G#
3040 V#="ALTITUDE km"
3050 MOVE @C:-V9-2,(Z9-Z0)/2+Z0
3060 PRINT @C:"HHHH";
3070 FOR K=1 TO LEN(V#)
3080   X#=SEG(V#,K,1)
3090   PRINT @C:X#;"HZ";
3100 NEXT K
3110 IF T1=2 THEN 3300
3120 MOVE @C:V(2)-V9,Z(2)/1000
3130 FOR K=2 TO N
3140   DRAW @C:V(K)-V9,Z(K)/1000
3150 NEXT K
3160 A=(D(2)-C9)/10+18
3170 IF A>0 THEN 3190
3180 A=A+36
3190 IF A<=36 THEN 3210
3200 A=A-36
3210 MOVE @C:A,Z(2)/1000
3220 FOR K=2 TO N
3230   A=(D(K)-C9)/10+18
3240   IF A>0 THEN 3260
3250   A=A+36
3260   IF A<=36 THEN 3280
3270   A=A-36
3280   DRAW @C:A,Z(K)/1000
3290 NEXT K
3300 PRINT "CHANGT DE COULEUR"
3310 REM
3320 REM      VALEURS C.R.V.
3330 REM      -----
3340 IF T3=2 THEN 3660
3350 MOVE @C:V1(1)-V9,Z1(1)/1000
3360 FOR K=2 TO N2
3370   IF Z1(K)/1000>Z9 THEN 3390
3380   DRAW @C:V1(K)-V9,Z1(K)/1000
3390 NEXT K
3400 A=(D1(1)-C9)/10+18
3410 IF A>0 THEN 3430
3420 A=A+36
3430 IF A<=36 THEN 3450
3440 A=A-36
3450 MOVE @C:A,Z1(1)/1000
3460 FOR K=2 TO N2
3470   IF Z1(K)/1000>Z9 THEN 3540
3480   A=(D1(K)-C9)/10+18
3490   IF A>0 THEN 3510
3500   A=A+36
3510   IF A<=36 THEN 3530
3520   A=A-36
3530   DRAW @C:A,Z1(K)/1000
3540 NEXT K
3550 PRINT @C,17:0.8*Q1,0.8*Q2
3560 M#="R.S."
3570 MOVE @C:0,Z9
3580 PRINT @C:"JZHHHHHHHHHHHHHHHHHHHHHHHHHHHHHHHH";
3590 PRINT @C: USING 3600:M#,J1,M1,A1,H1
3600 IMAGE SA,2D,".",2D,".",2D,2X,2D,"H 7U"
3610 PRINT @C,17:Q1,Q2
3620 IF C=32 THEN 3640

```

3630 REM
3640 REM VALOURS RADAR
3650 REM

3660 FOR K=1 TO N1
3670 IF V2(K)<>0 THEN 3730
3680 IF V3(K)<>0 THEN 3710
3690 O2(K)=0
3700 GO TO 3810
3710 F9=90*ABS(V3(K))/V3(K)
3720 GO TO 3770

3730 F9=ATN(V3(K)/V2(K))
3740 IF V2(K)>0 THEN 3770
3750 O2(K)=F9+225
3760 GO TO 3810

3770 IF F9>=45 THEN 3800
3780 O2(K)=405+F9
3790 GO TO 3810
3800 O2(K)=F9+45
3810 V5(K)=(V2(K)^2+V3(K)^2)^0.5
3820 NEXT K
3830 MOVE @C:V5(1)-V9,Z2(1)/1000
3840 GOSUB 4150
3850 FOR K=2 TO N1
3860 IF Z2(K)/1000>Z9 THEN 3890
3870 MOVE @C:V5(K)-V9,Z2(K)/1000
3880 GOSUB 4150
3890 NEXT K
3900 A=(O2(1)-C9)/10+18
3910 IF A=0 THEN 3930
3920 A=A+36
3930 IF A=36 THEN 3950
3940 A=A-36
3950 MOVE @C:A,Z2(1)/1000
3960 GOSUB 4150
3970 FOR K=2 TO N1
3980 IF Z2(K)/1000>Z9 THEN 4060
3990 A=(O2(K)-C9)/10+18
4000 IF A=0 THEN 4020
4010 A=A+36
4020 IF A=36 THEN 4040
4030 A=A-36
4040 MOVE @C:A,Z2(K)/1000
4050 GOSUB 4150
4060 NEXT K
4065 Q1=1.792
4068 Q2=2.516
4070 PRINT @C,17:0.8*Q1,0.8*Q2
4080 N4="RADAR:"
4090 MOVE @C:10,Z9
4100 PRINT @C:"0000 HHHHHHHHHHHHHHHHHHHHHHHHHHHHHH";
4110 PRINT @C: USING 4120:N4,M3,M4
4120 IMAGE 7A,2D,"h",2D,"mp"
4130 PRINT @C,17:Q1,Q2
4140 GO TO 4210
4150 SCALE 1,1
4160 REMOVE @C:-0.5*1.55,-0.5*1.88
4170 IF N2=2 THEN 4170
4180 PRINT @C:"0"


```

4167 GO TO 4180
4170 PRINT @C:"+"
4180 ANOVE @C:0.5*1.55,0.5*1.88
4190 WINDOW -5-V9,36,Z0,Z9
4200 RETURN
4210 RETURN
4220 REM
4230 REM          RADAR-R.S. EN PROJECTION
4240 REM          =====
4250 PRINT "PROJECTION EN SUD-EST OU NORD-EST?(1 OU 2)"
4260 INPUT T9
4270 PRINT "VIT. MAXI :EN DIZAIN DE m/s"
4280 INPUT V9
4290 PRINT "SUR CONSOLE (32) OU SUR TABLE(1)?"
4300 INPUT C
4305 PRINT "0 OU + ? (1) OU (2) "
4306 INPUT M7
4310 PRINT "ALTITUDE MAXI?"
4320 INPUT Z9
4330 PRINT "ALTITUDE MINI ?"
4340 INPUT Z0
4350 PAGE
4360 WINDOW -V9,V9,Z0,Z9
4370 XO=150/21
4380 VIEWPORT 10,130,X0,1800/21+X0
4390 DIM B$(15)
4400 PRINT "CADRE(1) OU NON(2)"
4410 INPUT C2
4420 GO TO C2 OF 4430,4890
4430 MOVE @C:-V9,Z0
4440 DRAW @C:-V9,Z9
4450 DRAW @C:V9,Z9
4460 DRAW @C:V9,Z0
4470 DRAW @C:-V9,Z0
4480 MOVE @C:0,Z0
4490 DRAW @C:0,Z9
4500 T=25*0.02
4510 Q1=1.792
4520 Q2=2.816
4530 PRINT @C,17:0.8*Q1,0.8*Q2
4540 FOR K=Z0 TO Z9 STEP 5
4550     MOVE @C:0,K
4560     DRAW @C:0+T,K
4570     MOVE @C:-V9/12,K
4580     PRINT @C:K
4590 NEXT K
4600 FOR K=Z0 TO Z9
4610     MOVE @C:0,K
4620     DRAW @C:0+T/2,K

4630 NEXT K
4640 T=V9*0.005
4650 FOR K=-V9 TO V9 STEP 10
4660     MOVE @C:K,Z0
4670     DRAW @C:K,Z0+T
4680     PRINT @C:"JJHH";
4690     PRINT @C:K
4700 NEXT K
4710 PRINT @C,17:Q1,Q2
4720 B$="ALTITUDE km "
4730 MOVE @C:-V9,(Z9-Z0)/2+Z0
4740 PRINT @C:"HH";

```

```

4750 FOR K=1 TO LEN(B#)
4760   X#=SEG(B#,K,1)
4770   PRINT @C:X#;"HJ";
4780 NEXT K
4790 IF T9=1 THEN 4820
4800 H#="Vent en nord-est (>0 quand vient du nord-est)"
4810 GO TO 4830
4820 H#="Vent en sud-est (>0 quand vient de sud-est)"
4830 MOVE @C:0,Z0
4840 PRINT @C:"JJ";
4850 FOR K=1 TO LEN(H#)/2
4860   PRINT @C:"H";
4870 NEXT K
4880 PRINT @C:H#
4890 IF T9=1 THEN 4920
4900 LET H=45

4910 GO TO 4930
4920 LET H=135
4930 IF T1=2 THEN 5000
4940 MOVE @C:V(2)*COS(H-0(2)),Z(2)/1000
4950 FOR K=2 TO N
4960   DRAW @C:V(K)*COS(H-0(K)),Z(K)/1000
4970 NEXT K
4980 IF C=32 THEN 5000
4990 PRINT "CHANGEZ DE COULEUR"
5000 IF T3=2 THEN 5140
5010 MOVE @C:V1(1)*COS(H-01(1)),Z1(1)/1000
5020 FOR K=2 TO N2
5030   IF Z1(K)/1000>Z9 THEN 5060
5040   DRAW @C:V1(K)*COS(H-01(K)),Z1(K)/1000
5050 NEXT K
5060 PRINT @C,17:0.8*Q1,0.8*Q2
5070 H#="R.S."
5080 MOVE @C:-V9,Z9
5090 PRINT @C:"JJJJ ";
5100 PRINT @C: USING 5110:M#,J1,M1,A1,H1
5110 IMAGE 5A,2D,".",3D,".",2D,2X,2D,"H 7U "
5120 PRINT @C,17:Q1,Q2
5130 IF C=32 THEN 5150
5140 PRINT "CHANGEZ DE COULEUR"
5150 IF T9=1 THEN 5370
5160 FOR K=1 TO N1
5170   IF Z2(K)/1000>Z9 THEN 5290
5180   MOVE @C:V2(K),Z2(K)/1000
5190   GOSUB 5520
5200   GO TO 5280
5210   REMOVE @C:-D8(K)/2,0
5220   ADRAW @C:0,Z9/200
5230   RDRAW @C:0,-Z9/100
5240   REMOVE @C:0,Z9/200
5250   RDRAW @C:D8(K),0
5260   RDRAW @C:0,Z9/200
5270   RDRAW @C:0,-Z9/100
5280 NEXT K

```

```

5290 PRINT @C,17:0.8*Q1,0.8*Q2
5300 N#="RADAR:"
5310 MOVE @C:-V9,Z9
5320 PRINT @C:"JJ ";
5330 PRINT @C: USING 5340:N#,M3,M4
5340 IMAGE 7A,2D,"H",2D,"mn"
5350 PRINT @C,17:Q1,Q2

5360 GO TO 5510
5370 FOR K=1 TO N1
5380 IF Z2(K)/1000>Z9 THEN 5490
5390 MOVE @C:V3(K),Z2(K)/1000
5400 GOSUB 5520
5410 GO TO 5490
5420 REMOVE @C:-D9(K)/2,0
5430 RDRAW @C:0,Z9/200
5440 RDRAW @C:0,-Z9/100
5450 REMOVE @C:0,Z9/200
5460 RDRAW @C:D9(K),0
5470 RDRAW @C:0,Z9/200
5480 RDRAW @C:0,-Z9/100
5490 NEXT K
5500 GO TO 5300
5510 GO TO 5580
5520 SCALE 1,1
5530 REMOVE @C:-0.5*1.55,-0.5*1.88
5535 IF W7=2 THEN 5540
5536 PRINT @C:"o"
5537 GO TO 5550
5540 PRINT @C:"+"
5550 REMOVE @C:0.5*1.55,0.5*1.88
5560 WINDOW -V9,V9,Z0,Z9
5570 RETURN
5580 RETURN
5590 END

```