

9/77

120

UNIVERSITÉ D'ALGER

ÉCOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DÉPARTEMENT D'ÉLECTRONIQUE

ET

D'ÉLECTROTECHNIQUE EN SCIENCES EXACTS

المدرسة الوطنية للعلوم الهندسية

المكتبة

**THÈSE DE FIN D'ÉTUDES**

ÉCOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE  
BIBLIOTHÈQUE

RADIOASTRONOMIE

ÉTUDE DU SPECTRE DES ÉTOILES

*Proposé par :*

PH. SINTES

*Étudié par :*

BELHADJOURI R.

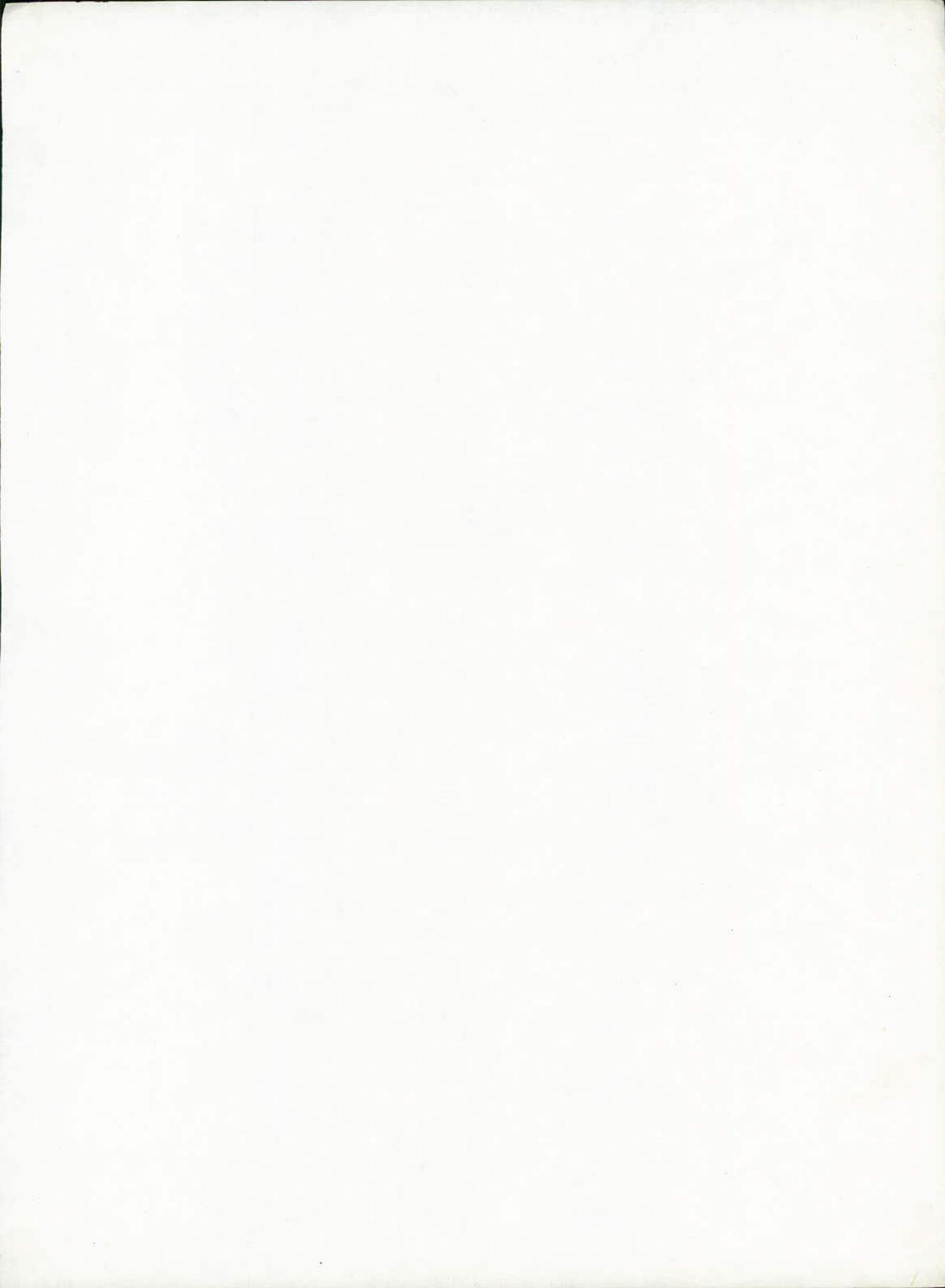
BELLIL A.

المدرسة الوطنية للعلوم الهندسية

PROMOTION JUIN 1977

ÉCOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

BIBLIOTHÈQUE



UNIVERSITE D'ALGER

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

THESE DE FIN D'ETUDES

RADIOASTRONOMIE

ETUDE DU SPECTRE DES ETOILES

Sujet proposé par : Monsieur SYNTES.

Etudié par : BELHADJOURI et BELLIL  
Redouane Abderrahmane

Promotion: juin 77

## R E M E R C I E M E N T S

Cette thèse que nous vous présentons est un sujet qui a été proposé par Monsieur SYNTES qui nous a efficacement aidé tout au long de notre étude, grâce à des conseils très précieux. Qu'il trouve ici l'expression de notre gratitude..

Nous remercions par la même, tous les enseignants qui ont contribué à notre formation.

Une mention spéciale est accordée **aux responsables** de la société SAEL qui ont mis aimablement à notre disposition les moyens nécessaires à la frappe de cette thèse.

PLAN GENERAL

CHAPITRE I : LE RADIOTELESCOPE

INTRODUCTION

A - ANTENNE SIMPLE

P. 1

- 1) GENERALITES
- 2) ROLE DES LOBES SECONDAIRES
- 3) OBSERVATION DES SOURCES
- 4) LA POLARISATION DU RAYONNEMENT ET SA MESURE

B - INTERFEROMETRE ET ANTENNE SYNTHETIQUE

B. 6

INTRODUCTION

I) INTERFEROMETRE DE MICHELSON

- 2) INTERFEROMETRE A 2 ANTENNES
- 3) CAS DES SOURCES ETENDUES : SYNTHESE DES ANTENNES
- 4) INTERFEROMETRE A PLUSIEURS ANTENNES : RESEAUX
- 5) LES DISPOSITIFS A CORRELATION
- 6) NOMBRE DE SOURCES OBSERVABLES PAR UN RADIOTELESCOPE DONNE

C - PASSAGE DE L'INTERFEROMETRE AU RECEPTEUR

P.18

- 1) LES PREAMPLIFICATEURS
- 2) CABLES DE TRANSMISSION

D - LES RECEPTEURS

P. 20

- 1) DESCRIPTIONS GENERALES D'UN RECEPTEUR
- 2) RECEPTEURS A PERMUTATION
- 3) BRUIT DE FOND DES AMPLIFICATEUR
- 4) FLUCTUATIONS INSTRUMENTALES
- 5) RECEPTEURS A FAIBLE BRUIT UTILISE EN RADIOASTRONOMIE
- 6) CHOIX D'UN RECEPTEUR

ANNEXE : AMPLIFICATEUR PARAMETRIQUE

P.27

I - DESCRIPTION ET PROPRRIETE

II- LE VARACTOR

III- LA CAPACITE NON LINEAIRE

A - LE CIRCUIT AVEC UNE CAPACITE NON LINEAIRE

B - CIRCUIT EQUIVALENT PARALLELE , HARMONIQUES COURT CIRCUITEES

C - CIRCUIT EQUIVALENT SERRE, CIRCUIT OUVERT POUR LES FREQUENCES

INDESIRABLES

IV - EMPLIFICATEUR PARAMETRIQUE

.../...

REPRESENTATION DES ELEMENTS DU MONTAGE

- 1) CIRCUIT EQUIVALENT DU VARACTOR
- 2) DEFINITION D'UN ETAGE D'AMPLIFICATION PARAMETRIQUE

V - CALCUL DU GAIN DE L'AMPLIFICATEUR PARAMETRIQUE

VI - CALCUL DU BRUIT

- 1) SOURCE DE BRUIT
- 2) FACTEUR DE BRUIT

QUELQUES RADIOTELESCOPES A TRAVERS LE MONDE

CHAPITRE 2 : LES MECANISMES D'EMISSION P.42

INTRODUCTION:

- 1) NOTION CONCERNANT LES LOIS GENERALES DE L'EMISSION ET DE L'ABSORPTION
- 2) TRANSFERT DE RAYONNEMENT DANS UN GAZ
- 3) ETUDE DE LA RAIE 21 CM D'HYDROGENE
- 4) LE RAYONNEMENT THERMIQUE PAR LES SOLIDES
- 5) L'EMISSION THERMIQUE DES ONDES RADIOELECTRIQUES PAR LES GAZ IONISES
- 6) LES OSCILLATIONS DE PLASMA
- 7) L'EMISSION CYROMAGNETIQUE
- 8) RAYONNEMENT SYNCHROTON
- 9) LE RAYONNEMENT CERENKOV

CHAPITRE 3 : APPLICATION A L'ETUDE DES ETOILES P.57

INTRODUCTION

A - DOMAINE RADIOELECTRIQUE DANS LE CAS DU SOLEIL P.58

- 1) LE RAYONNEMENT RADIOELECTRIQUE DU SOLEIL CALME
- 2) LA COMPOSANTE A VARIABLES LENTES
- 3) LES ERUPTIONS CHROMOSPHERIQUES
- 4) LA PREMIERE PHASE DES ERUPTIONS RADIOELECTRIQUES : SURSAUTS DES TYPES III et V
- 5) LA DEUXIEME PHASE DES ERUPTIONS RADIOELECTRIQUES SURSAUTS DES TYPES II et IV
- 6) LES ORAGES DE BRUITS RADIOELECTRIQUES
- 7) RADIOASTRONOMIE ET RELATIONS SOLAIRES TERRESTRE

B - LES EMISSIONS RADIOELECTRIQUES DANS LE SYSTEME SOLAIRE P.68

C - LE RAYONNEMENT RADIOELECTRIQUE DE LA GALAXIE P.69

D - DOMAINE VISIBLE : PHOTOMETRIE P.71

...§...

A - PHOTOMETRIE STELLAIRE

B - LES SPECTRES STELLAIRES

CONCLUSION

P. 80

BIBLIOGRAPHIE

P. 82

-oooOooo-

## I N T R O D U C T I O N

La radioastronomie est une importante branche de l'astronomie dans laquelle sont observés et étudiés les rayonnements électromagnétiques de grandes longueurs d'onde (comprise à l'heure actuelle, entre 4 mm et quelques décimètres) qui proviennent du ciel.

Ces rayonnements ont été mis en évidence et mesurés à l'aide de techniques qui s'apparentent à celles de la radioélectricité et des télécommunications. Le vocable radioastronomie a été choisi pour marquer cet appel à des techniques nouvelles dans la science astronomique, car l'astronomie était jusqu'ici essentiellement tributaire de l'optique par ses investigations. La radioastronomie a pris naissance en 1932 grâce à K.G JANSKY, qui venait de découvrir ~~un bruit~~ en étudiant le bruit de fond d'un récepteur relié à une antenne, qu'une importante contribution à ce bruit de fond dans la gamme des ondes métriques était due à un rayonnement d'origine extraterrestre. Une étude ultérieure de la périodicité de ce rayonnement au cours de la rotation de la terre a permis en effet de montrer qu'il provenait en grande partie d'une région du ciel située dans la voie lactée.

Les problèmes de la radioastronomie sont plutôt d'ordre technique, car les rayonnements reçus sont d'intensité très faible, et les techniques de réception doivent être développées jusqu'aux sensibilités les plus grandes.

CHAPITRE 1

LE RADIOTELESCOPE

INTRODUCTION :

Il est l'instrument fondamental d'observation en radioastronomie. Il comprend deux parties essentielles : l'antenne et le récepteur. Dans une première partie, nous nous bornerons à décrire les propriétés de l'antenne prise dans un cadre absolu, c'est à dire, sans chercher à trouver des solutions pour améliorer ses performances. Dans une deuxième partie, on étudiera l'interferromètre qui est la synthèse de plusieurs antennes. Par la suite, on étudiera le récepteur en insistant particulièrement sur l'utilisation de l'amplificateur paramétrique. Ce récepteur prend en radioastronomie la dénomination de radiomètre.

A- ANTENNE SIMPLE

1°) GENERALITES

a) Densité de flux, brillance radioélectrique.

La grandeur mesurée par le radiotéléscope est la densité de flux provenant d'un angle solide limité, découpé dans la sphère céleste, et reçue par le collecteur d'ondes. Cette densité de flux mesurée  $S_{\nu}$  est également limitée au domaine de fréquence (largeur de bande) caractéristique du récepteur employé. Elle s'exprime en  $W/m^2 Hz$ , et ceci pour la fréquence  $\nu$  au milieu de la bande passante.

On peut de même définir la brillance radioélectrique d'une source étendue, la direction à partir du récepteur O pour laquelle on définit la brillance intervient alors.

Soit  $dw$  un élément d'angle solide centré sur cette direction. Le rayonnement venant de cet angle solide élémentaire a une densité de flux  $dS_{\nu}$ , on peut alors écrire :

$$dS_{\nu} = b_{\nu} dw$$

La quantité  $b_{\nu}$  est par définition la brillance radioélectrique de la source étendue pour la direction considérée, et la fréquence d'observation  $\nu$  ;  $b_{\nu}$  s'exprime en  $W/m^2 \cdot Hz \cdot sr$ .



### b) Diagramme de rayonnement

L'antenne est un dispositif destiné à transformer l'énergie électromagnétique qu'elle reçoit en une différence de potentiel mesurable. Pour une source donnée, le signal induit dans l'antenne sera d'autant plus grand que la surface de l'antenne sera plus grande. Une source se caractérise par sa densité de flux  $S$ , et l'on appellera surface de captation ou surface équivalente à l'antenne, la surface  $A$  telle que le signal disponible ait une puissance  $P$  donnée par  $P = A \times S$ . D'autre part, une caractéristique essentielle de l'antenne est sa capacité de discriminer entre les signaux provenant de directions différentes. C'est pour cela que l'antenne isotrope n'a aucun intérêt en radioastronomie. Celles qu'on utilisera dans ce domaine sont directives ; c'est à dire qu'elles fournissent un signal particulièrement intense quand la source est dans une direction donnée par rapport à l'antenne. Cette direction est l'axe de l'antenne. Dans ce cas, l'énergie reçue par l'antenne est concentrée dans la direction privilégiée.

### c) Température apparente d'une résistance $R$ et d'antenne

- On appelle température apparente  $T$  de la résistance  $R$ , la température à laquelle, il faudrait porter  $R$  pour trouver à ses bornes la tension  $e^{-2}$  que l'on y trouve effectivement en supposant que  $e$  est produite exclusivement par le bruit thermique de  $R$

- On appellera température apparente d'antenne ou température d'antenne, la température apparente de la résistance de rayonnement. C'est la température à laquelle il faut porter  $R$  pour qu'elle produise la même puissance de bruit que l'antenne

### d) Pouvoir séparateur

Supposons que l'antenne reçoive de l'énergie de deux sources  $S_1$  et  $S_2$  de directions différentes et de même densité de flux  $S$ . Soit  $\alpha$  l'angle entre ces deux directions. Pour trouver la direction de chacune d'elles on pointera l'antenne sur la première puis sur la deuxième et on mesurera l'angle dont il a fallu tourner l'antenne pour obtenir ce résultat. Cette opération sera d'autant

plus facile que la puissance reçue de l'une quand on sera pointé sur l'autre sera faible. Soit  $S_1 = S \times A_0$  la puissance reçue de  $S_1$  pointée dans l'axe de l'antenne ( avec  $A_0$  max de  $A(\alpha)$  ). Si  $A(\alpha)$  est trop voisin de  $A_0$  on ne pourra séparer ces deux sources qui apparaîtront comme une seule, si  $A(\alpha)$  est bien plus petit que  $A_0$ , la séparation sera facile. La capacité qu'a l'antenne de séparer deux sources voisines dépend donc de la façon dont  $A(\alpha)$  varie avec  $\alpha$ . C'est de cette remarque que découle la notion de pouvoir séparateur : on appelle pouvoir séparateur la distance angulaire entre deux directions de l'espace pour lesquelles le gain de l'antenne est égal à la moitié du gain maximum.

Le pouvoir séparateur d'une antenne dépend essentiellement de ses dimensions comptées en longueur d'ondes. Exprimé en radians il

aura pour valeur : 
$$= \frac{\lambda}{L} = \frac{\text{longueur d'ondes}}{\text{longueur d'antenne}}$$

Pour que le pouvoir séparateur soit grand c'est à dire que la distance angulaire correspondante soit petite, il faut que  $L$  soit grand  $\rightarrow$  grande surface d'antenne  $\rightarrow$  grand gain et grande surface de captation .

### 2°) ROLE DES LOBES SECONDAIRES

On sait que la gain max des lobes secondaires est souvent plus petit de 100 fois par rapport à celui du lobe principal. Donc quoique paraissant négligeable, le lobe secondaire introduit une difficulté primordiale: en effet, on ne pourra distinguer facilement entre une source passant dans le lobe principal, et une source 100 fois plus intense passant dans le lobe secondaire. Le seul procédé d'élimination connu pour résoudre ce problème est le suivant : les lobes secondaires étant deux fois moins larges que le lobe principal, une source y transite donc <sup>en</sup> deux fois moins de temps.

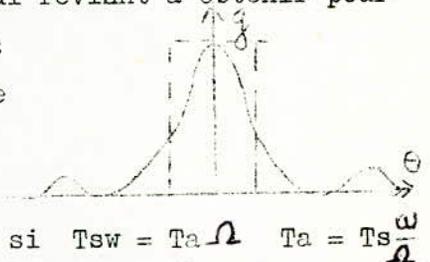
L'autre problème qui se pose est celui du "lobe arrière" qui est dû à la diffraction des ondes sur les bords du miroir. Il correspond à 1 gain très faible mais il couvre cependant la moitié d'espace, soit  $2\pi$  steradians, d'où la réception du rayonnement du sol qui est souvent très nuisible. Par exemple, le rayonnement du sol

sur ondes centimétriques et décimétriques se comporte comme un corps noir de température voisine de l'ambiante, soit 300° K Et l'expérience montre que la température d'antenne due au sol peut atteindre 100° K, ce qui gêne souvent l'observation de sources donnant un signal de quelques degrés Kelvin.

3) OBSERVATION DES SOURCES

a) Cas d'une source localisée

Plaçons nous dans le cas de l'observation d'une source de température de brillance  $T_s$  uniforme, vue sous l'angle solide cherchons à calculer la température d'antenne  $T_a$  correspondante Supposons que l'antenne possède un gain constant dans un angle solide  $\Omega$ , et négligeable ailleurs, ce qui revient à obtenir pour le diagramme polaire le schéma suivant :



$T_a$  est donc la température pour laquelle il faudrait porter  $R_r$ , pour qu'elle produise la même puissance de bruit que

la source. Cette condition est réalisée si  $T_{sw} = T_a \Omega$   $T_a = T_s \frac{\Omega}{4\pi}$

On constate de plus que  $T_a$  cesse de croître quand  $\Omega$  diminue ; c'est à dire que  $T_a$  reste égal à  $T_s$  même quand  $\Omega$  devient plus petit que  $w$ . Cette condition s'écrit  $w \geq \Omega \Rightarrow T_a = T_s$

b) cas d'une distribution de brillance étendue

Dans ce paragraphe, on va calculer la température d'une antenne en présence d'une distribution de sources situées dans toutes les directions. Pour cela, divisons la sphère céleste en petits éléments de température de brillance  $T_i$  vus sous un angle solide assez petit  $w_i$  ; le gain correspondant sera  $G_i$ . Chaque élément rayonne dans une bande de fréquence  $B$  au voisinage de  $\lambda$  une puissance  $k T_i B w_i / 4\pi$  . La puissance totale reçue sera

$\frac{B}{4\pi} \sum k T_i G_i w_i$ . cette puissance est égale par définition de la température d'antenne à  $k T_a B = \frac{B}{4\pi} \sum k T_i G_i w_i$

On voit que la plus grande partie de l'énergie provient des régions où  $T$  et  $G$  sont grands - Mais il existe des régions où  $T$  et  $G$  sont petits mais qui sont vues sous un grand  $W$  et ne sont donc pas négligables.

.../...

#### 4°) LA POLARISATION DU RAYONNEMENT ET SA MESURE

##### a) Polarisation du rayonnement

Si nous voulons **capter** dans une antenne un champ électromagnétique, il faut qu'il puisse y induire un courant. Si cette antenne est un **dipôle** celui-ci devra être parallèle au champ électrique de l'**onde** ou à son plan de polarisation.

On peut créer de telles conditions : on voit que le champ électrique de l'onde sera parallèle au dipôle émetteur dans le cas où l'onde électromagnétique est émise par ce dipôle. Cette onde élémentaire est dite polarisée linéairement. Et l'on cherchera toujours à décomposer une onde plus compliquée en de telles ondes élémentaires. **traitons** maintenant le cas de l'onde émise par un rayonnement thermique : l'émission provient dans ce cas de vibrations désordonnées des électrons qui se comportent comme de petits dipôles émettant des ondes polarisées linéairement. En l'absence de champ extérieur **ces dipôles** sont orientés au hasard dans le milieu et ~~rayonnent~~ **rayonnent** dans toutes les directions. Si l'on tente de recevoir une telle onde avec un dipôle, on obtiendra un signal pratiquement constant quand on fera tourner le plan de l'antenne autour de la direction de **propagation**. On dit que l'onde n'est pas polarisée.

On peut déjà en tirer des conclusions intéressantes quant à la connaissance des milieux d'émission. En ~~effet~~ on peut dire qu'un milieu parfaitement isotrope ne peut émettre qu'un rayonnement **dépolarisé**. . et si l'on observe donc un milieu polarisé **obéistique** le milieu émissif ou les milieux interposés entre l'émission et la terre ont perdu leur isotropie, en général par suite de la présence d'un champ magnétique permanent dans ces régions.

Dans **certaines** conditions, le champ électrique de l'onde reçue tourne régulièrement autour de la direction de propagation. On peut alors décomposer une telle onde en deux composantes perpendiculaires de même fréquence. Si les 2 composantes sont de même amplitude et déphasées d'un quart de période, on a affaire à une onde polarisée circulairement. C'est le cas d'un milieu plongé dans un champ magnétique uniforme, parallèle à la direction d'observation. .../...

## b) ANTENNES POUR LES MESURES DE POLARISATION

La plupart des antennes ( dipôles, boucles ) ne sont sensibles qu'aux ondes polarisées linéairement - ont sait aussi réaliser les antennes sensibles à une onde polarisée circulairement à droite où à gauche mais jamais aux deux sens à la fois, on peut connecter pour celà, deux dipôles croisés par des câbles introduisant une rotation de phase d'un quart d'onde - néanmoins on préfère souvent l'antenne en hélice qui n'accepte qu'une onde polarisée circulairement dans un sens donné.

Avec des dipôles ou des hélices on peut mesurer la polarisation des ondes radioélectriques solaires et en tirer comme on le verra plus loin des indications précieuses.

Dans le cas d'émission de sources, cosmiques, le problème devient difficile surtout si la composante polarisée du rayonnement est faible. Ici encore, on constate que l'antenne doit être grande pour faciliter les mesures. Dans beaucoup de cas on ne mesure que la polarisation globale. Ainsi la Nébuleuse du Crabe a été étudiée avec un miroir de 15 m fonctionnant sur 10 cm de longueur d'onde. L'observation optique de cet objet montre que certaines régions sont polarisées à 50%, alors que les mesures sur 10 cm ne fournissent qu'une polarisation globale de 7% voisine de la polarisation globale de l'objet optique qui est de 9,2%.-

## B - INTERFEROMETRES ET ANTENNES SYNTHETIQUES

### - INTRODUCTION :

Nous avons vu que le pouvoir séparateur d'une antenne ne dépend que de ses dimensions comptées en prenant la longueur d'onde d'observation pour unité. Cette loi conduit pour les ondes métriques à des dimensions considérables puisqu'il faut 3000 longueurs d'onde d'ouverture pour obtenir un pouvoir séparateur d'une minute d'arc analogue à celui de l'oeil.

En réalité pour réaliser ce pouvoir séparateur il n'est pas nécessaire de réaliser une antenne continue de 3000 longueurs d'onde : En effet 2 antennes espacés de 3000 longueurs d'onde permettent d'obtenir le même résultat, de plus une distribution de plusieurs antennes sur la même distance permet encore plus de se rapprocher d'une antenne continue à condition que les 2 antennes extrêmes soient distantes de la longueur voulue.

.../...

Le principe de ces appareils ou interferomètres est inspiré de celui de l'interferomètre optique de MICHELSON -

1) INTERFEROMETRE DE MICHELSON

Donc on a vu que la méthode utilisée par MICHELSON afin d'obtenir un bon pouvoir séparateur est de combiner deux réflecteurs - Le principe en est le suivant : Une étoile observée par un télescope apparait comme une tâche circulaire, la tâche de diffraction de diamètre angulaire  $\frac{\lambda}{D}$  ( $\lambda$  : d'observation,  $D$  : Diamètre du collecteur ou miroir ) - Si l'on combine les faisceaux lumineux provenant d'une étoile vue par deux télescopes espacés d'une distance E, la tâche circulaire est décomposée en bandes lumineuses régulières, en franges d'interférences - la distance angulaire obtenue entre 2 franges est alors de  $\frac{\lambda}{E}$  ce qui est bien inférieur au pouvoir séparateur d'un miroir seul. Si l'étoile est lointaine et ponctuelle, elle n'est pas résolue par l'interféromètre et le contraste des franges est maximum. Si l'étoile est proche elle peut être résolue. Les franges se brouillent et peuvent même disparaître -



RESOLUTION des étoiles par interféromètre

- a) étoile vue par un télescope
- b) étoile vue par un interféromètre
- c) étoile résolue : les franges s'estompent si le diamètre de l'étoile est supérieur à  $\frac{\lambda}{E}$

C'est ainsi que MICHELSON a pu mesurer le diamètre de certaines Etoiles. Sur un télescope il envoyait à l'aide de deux miroirs plans espacés la lumière de l'étoile observée. Il augmentait alors progressivement l'espacement des deux miroirs jusqu'à disparition des franges. Si l'espacement des miroirs est à ce moment égal à E il pouvait en déduire que le diamètre angulaire de l'étoile était de  $\frac{\lambda}{E}$  ;

Un Interferomètre à 2 antennes ne donne néanmoins qu'un seul paramètre : le contraste des franges. Ceci nous permet de déterminer le diamètre de l'étoile mais c'est d'autre part bien insuffisant pour étudier la structure d'une radiosource complexe.

Une telle étude serait pourtant possible en multipliant le nombre de mesures - Si A et B sont les positions des deux antennes, il faut varier d'une part la distance AB, d'autre part sa direction. Pratiquement les antennes A et B sont montées sur deux voies ferrées orientées Est-Ouest et Nord-Sud et on leur fait occuper successivement toutes les positions relatives possibles. On peut ensuite déduire de ces observations, après un calcul faisant intervenir la transformation de FOURIER, une carte à haute résolution, celle qu'aurait permis d'obtenir un réflecteur de diamètre égal au plus grand des espacements utilisés. On dit que l'on a synthétisé un télescope de cette ouverture et cette technique s'appelle la synthèse d'ouverture. De nos jours (depuis 1972) on utilise la supersynthèse. Elle consiste à utiliser un réseau de plusieurs télescopes donnant d'un seul coup une série de mesures. Pour terminer, nous signalerons que si le pouvoir séparateur est très amélioré, il n'est pas de même de la surface de captation totale qui restera égale à la somme des surfaces de captation des deux antennes élémentaires.

## 2°) Interferomètre à deux antennes

### a) Principe

On considère le cas d'antennes isotropes.

Ses deux antennes sont fixes, montées sur une base Est- Ouest à une distance  $D = n\lambda$ . Les deux antennes sont reliées par des lignes de même longueur à un récepteur unique situé au centre du dispositif.

Une onde arrivant en phase aux deux antennes induit dans celles ci des tensions qui se propagent dans les lignes vers le récepteur et y arrivent en phase. C'est le cas si l'on vise une source située dans le plan méridien. Mais si au début la source est dans ce plan, la rotation de la terre l'en éloigne progressivement et l'onde arrivant sur les deux antennes ne sera plus en phase. La puissance totale arrivant au récepteur diminue jusqu'à s'annuler quand les deux ondes sont en opposition de phase. La différence de marche dans ce cas est égale à  $\frac{\lambda}{2}$ , d est donné dans le cas général par  $d = D \sin \theta = n \lambda \sin \theta$  où  $\theta$  est l'angle dont a tourné la source.

On aura des zéros de réception pour  $d = \frac{\lambda}{2} + p\lambda$

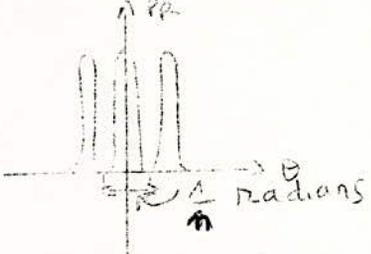
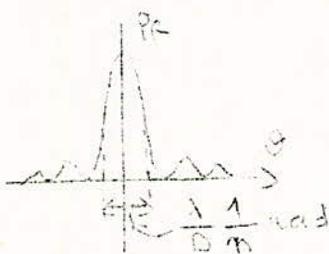
De même les maxima de réception sont donnés par :  $d = q \lambda = n \lambda \sin \theta$

Si  $\theta$  est petit  $\Rightarrow \theta = \sin \theta$

Minimums  $\theta_m = (p + \frac{1}{2}) / m$   
 Maximums  $\theta_M = q / n \text{ (rad)}$

Le diagramme de réception de l'interféromètre est donné par le schéma (1). il est constitué de lobes égaux dont les maxima sont séparés entre eux par un angle de  $\frac{\lambda}{n}$  radians.

L'enregistrement d'une source passant devant les différents lobes sera donné par le schéma (2) et où apparaissent des franges d'interférences.



comparaison entre les diagramme de reception d'une antenne unique et d'un interféromètre de même longueur totale.-

S'il y a plusieurs sources dans la même région du ciel, l'interféromètre donnera des renseignements où il sera difficile de séparer les signaux provenant des différentes sources. Sous sa forme simple, l'interféromètre servira donc surtout à mesurer des positions de sources brillantes. Pour effectuer ces mesures on repère la position des sources sur la sphère céleste par leur angle horaire (équivalent à la longitude) et la déclinaison (latitude); pour déterminer l'angle horaire, il suffit de connaître avec précision la position des lobes de l'interféromètre par rapport à la terre. En ce qui concerne la déclinaison on mesure le temps qui s'écoule entre son passage dans le lobe central et un autre lobe.

b) Différents types d'interféromètres à Deux antennes.

Nous avons supposé dans le paragraphe précédent que les antennes étaient isotropes. En pratique, elles sont directives. Dans ce cas, on constate que les franges d'interférence n'ont pas une amplitude constante, et elles varient d'amplitude, comme le gain de chaque antenne. Le diagramme de l'interféromètre sera donc le produit du diagramme d'un interféromètre simple à antennes isotropes par celui d'une antenne élémentaire. Le nombre de franges observables est alors faible. Pour résoudre ce problème on place les antennes

de façon que la source soit dans l'axe principal de chacune d'elles. Cependant dans le cas d'observation d'une source faible, les franges d'interférence seront superposées à différents bruits parasites (récepteur, sol, ciel ...). On utilisera donc une méthode de permutation qui élimine les effets de ces bruits lentement variables mais beaucoup plus intenses que les franges. Pour obtenir ce résultat, RYLE "accélère" artificiellement les franges d'interférence. Le procédé en est le suivant : pour diminuer la période des franges enregistrées, on introduit dans une des lignes de transmission reliant les antennes au récepteur, une longueur de câble supplémentaire de longueur  $\frac{\lambda}{2}$ . Il résultera que le diagramme d'interférence sera modifié. Les maximums d'énergie reçue sont remplacés par des zéros et réciproquement ( voir schéma)

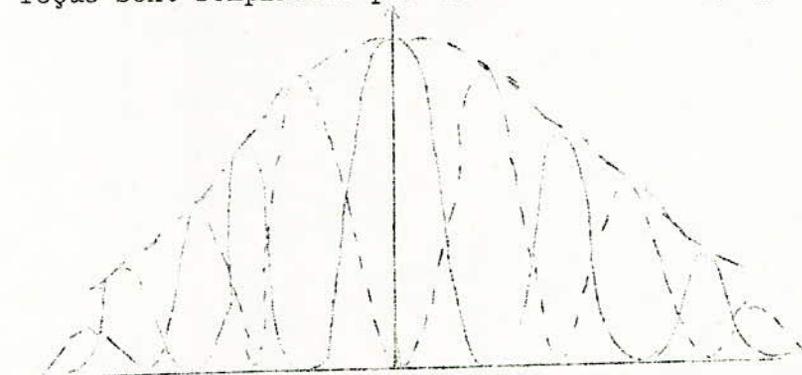


DIAGRAMME DE RECEPTION D'UN INTERFEROMETRE A COMMUTATION DE PHASE en trait plein, sans introduction de déphasage, en trait pointillé avec introduction dans une des lignes d'un déphasage de 180° ou une demi longueur d'onde. Dans la seconde disposition, les maximums de sensibilité sont remplacés par des zéros et réciproquement.-

Si l'on varie périodiquement de  $\frac{\lambda}{2}$  une des longueurs de ligne,  $f_0$  fois par seconde, le diagramme tout entier se déplacera dans l'espace donnant sur une source un signal de fréquence  $f_0$ . Celle ci peut être assez élevée et l'on pourra aisément séparer ce signal des bruits parasites lentement variables que l'on veut éliminer.

### C) Réalisation pratique des interféromètres à 2 antennes

Pour obtenir un pouvoir de résolution élevé, on est amené à augmenter la distance  $D = n \lambda$ , on se heurte alors à un problème majeur : celui des pertes dans les lignes de transmission. Pour palier à ce défaut on utilise plusieurs méthodes :

.../...

1) On peut amplifier le signal au voisinage de chaque antenne avant de l'envoyer dans les lignes. Les amplificateurs devront avoir un gain constant dans le temps et introduire des rotations de phase stables, quoique délicate cette solution n'est pas insurmontable. On l'utilise notamment à la station de Nançay.

2) Une autre méthode consiste à transformer la fréquence en moyenne fréquence dans un mélangeur avant de l'amplifier et donc qu'il ne soit envoyé dans la ligne. L'intérêt de cette solution est que les pertes d'une ligne décroissent en général avec la fréquence. Pour faire fonctionner les mélangeurs il faut un oscillateur local commun aux deux antennes. Quand parfois, le prix des câbles devient trop cher ou que leur installation devient impossible on utilise alors une liaison radioélectrique entre les antennes et le récepteur. On transmet par rayonnement le signal moyenne fréquence de chaque antenne. Dans beaucoup de cas, la transmission par voie hertzienne, introduit des pertes aussi grandes que les câbles. De plus, il existe des instabilités de phase dans la propagation. Cependant, dans le cas de grandes distances la liaison hertzienne reste la seule possible, surtout si l'on veut pouvoir varier facilement la longueur de l'instrument.

### 3) Cas des sources étendues : Synthèse des antennes.

#### a) Situation du problème

Le cas des sources étendues est très complexe, mais l'interféromètre en permet de nombreuses observations. Remarquons au préalable qu'un interféromètre de base Est-Ouest (comme ceux dont nous avons traité jusqu'à présent) permet de distinguer des détails uniquement dans le plan passant par la source et contenant la direction Est-Ouest. Donc le pouvoir séparateur Est-Ouest est bien celui d'une antenne élémentaire. L'antenne fournit donc une puissance proportionnelle à la puissance totale reçue dans le pinceau de réception et ne fait aucune distinction entre ce qu'elle reçoit des différents points dans le plan Nord-Sud (ou plan vertical). La brillance de la source est donc intégrée dans le plan Nord Sud. Et à partir de l'enregistrement, on ne peut reconstruire la distribution originale à deux dimensions sans risques importants de se tromper.

Tout se passera pour l'interféromètre comme s'il voyait une source linéaire.

b) résolution du problème (théorique)

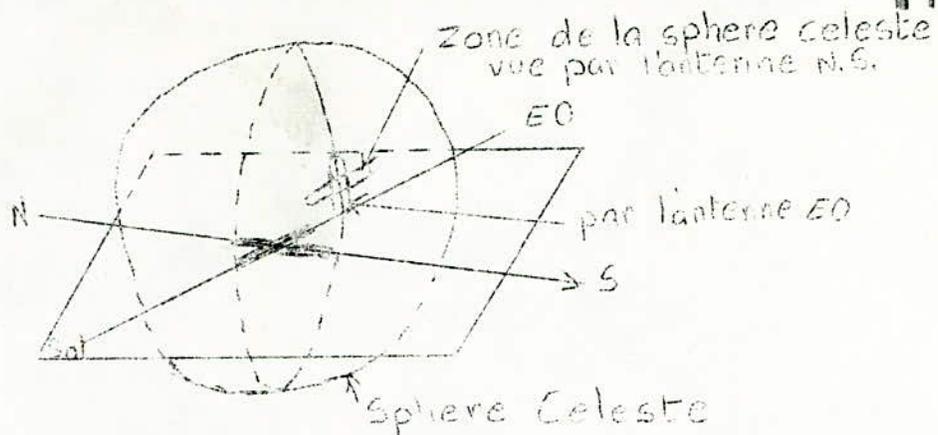
On montre que l'interféromètre de base  $D = \lambda$  permet de mesurer la composante sinusoidale de la distribution de brillance de la source qui a pour " période " dans l'espace un angle égal à  $\frac{1}{\lambda}$  radians. Quand on cherche à décomposer une distribution de brillance en sinusoides élémentaires, on trouve généralement qu'il faudrait pour la reproduire parfaitement un nombre infini de sinusoides de périodes voisines les unes des autres. La courbe qui représente l'amplitude de ces sinusoides élémentaires en fonction de leur période est le spectre angulaire de la distribution étudiée. Dans ce spectre, l'interféromètre **selectionne l'harmonique de période  $\frac{1}{\lambda}$  radians.**

Cette période angulaire correspond sur la sphère céleste à une période spatiale. Un interféromètre de longueur  $D = \lambda$  ne répond donc qu'à la fréquence spatiale  $\frac{1}{\lambda}$ . On conçoit que si l'on change  $\lambda$ , donc la longueur de l'appareil, on change la fréquence spatiale à laquelle répond l'appareil. Il est dès lors facile de reconstituer (grâce à de nombreuses mesures) par sommation la distribution de la brillance sur la source.

c) Synthèse d'une antenne quelconque : (Résolution pratique)

On a déjà vu qu'une antenne très allongée dans la direction Est-Ouest ne fournit un pouvoir résolvant élevé que dans le plan contenant la source et la direction Est-Ouest. Nous allons montrer que la synthèse d'une antenne dotée d'un pouvoir séparateur élevé dans toutes les directions est également possible. Cela est intéressant puisque nous avons déjà vu que dans le cas de la première antenne on pouvait confondre deux sources de déclinaisons différentes mais qui passent en même temps au méridien du lieu d'observation.

A cet effet, l'australien MILLS a imaginé d'utiliser deux antennes très allongées, l'une dans le plan Est-Ouest, l'autre dans le plan Nord-Sud, formant sur le sol une croix. C'est l'antenne en croix de Mills qui existe déjà en grand nombre en Australie et aux Etats-Unis. Le diagramme de rayonnement de l'ensemble des deux branches forme sur la sphère céleste une croix, (Voir schéma ci-après)



Les sources situées dans cette région en croix sont toutes reçues par l'antenne. L'idéal serait de ne recevoir que celles qui sont dans la partie commune aux deux branches, ce qui permettrait d'explorer dans toutes les directions une source qui se trouverait dans cette région précise. On y parvient grâce au procédé suivant : Les deux antennes formant la croix de MILLS sont connectées chacune à un câble différent. Connectons d'abord ces deux câbles en phase : on reçoit alors le rayonnement provenant de la région intérieure de la croix, donc deux fois ce qui provient de la partie commune aux deux branches de la croix. Connectons ensuite les deux antennes en opposition de phase, on reçoit à nouveau ce qui est compris à l'intérieur des deux diagrammes, mais ce qui provient de la partie commune n'est plus du tout reçu. Par un procédé électrique simple, qui revient à soustraire ces deux signaux reçus on peut n'enregistrer que l'énergie provenant de la partie centrale de la croix. Il apparaît dès lors l'intérêt de ce dispositif et des recherches ont lieu dans ce sens, notamment en Angleterre.

#### 4) Interféromètres à plusieurs antennes : réseaux

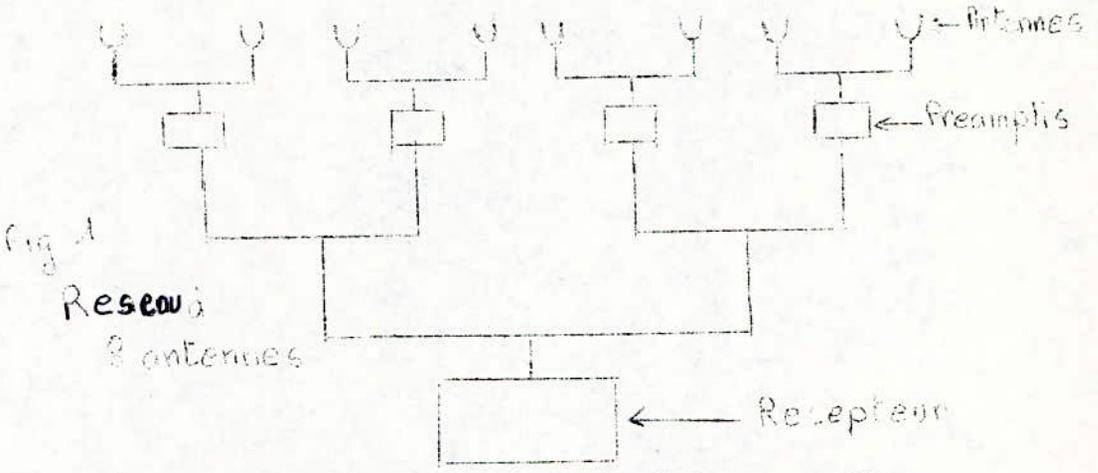
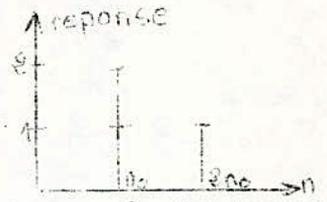
##### a) Principe :

Considérons non plus deux antennes identiques, mais 3 montées à égales distances sur une base Est-Ouest. Appelons les A1, A2, A3 respectivement et supposons les connectées à un même récepteur par des longueurs de lignes égales entre elles.

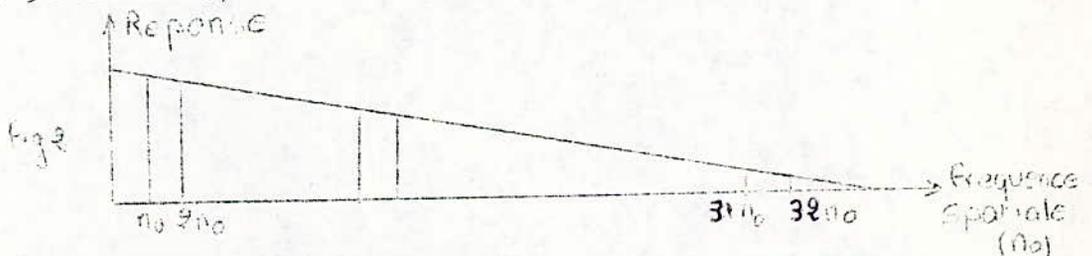
A1 et A2 constituent un interféromètre de base  $n_0 \lambda$ . Il répond à la fréquence spatiale  $n_0$ . L'ensemble formé par A2 et A3 répond de la même façon. Les réponses de A1 et A2 et A2 et A3 à une même distribution de brillance s'ajoutent. D'autre part A1 et A3 forment

.../...

un interféromètre de base  $2n_0\lambda$  qui répond à la fréquence spatiale  $2n_0$ . La réponse globale en est donnée sur le schéma suivant on voit qu'elle fournit plus d'informations que dans le cas d'un interféromètre simple. Ce dispositif à 3 antennes n'est pas utilisé : mais on a mis en oeuvre des instruments basés sur ce principe et comportant 8, 16 et 32 antennes équidistantes (voir figure 1)



Si  $n_0\lambda$  est la distance de 2 antennes voisines on voit par exemple que pour le cas de 32 antennes, l'instrument fournit 31 fois la réponse  $n_0$ , 30 fois la fréquence  $2n_0$ , 29 fois la fréquence  $3n_0$  etc.... (Voir schéma 2 donnant la réponse angulaire d'un réseau à 32 antennes.)

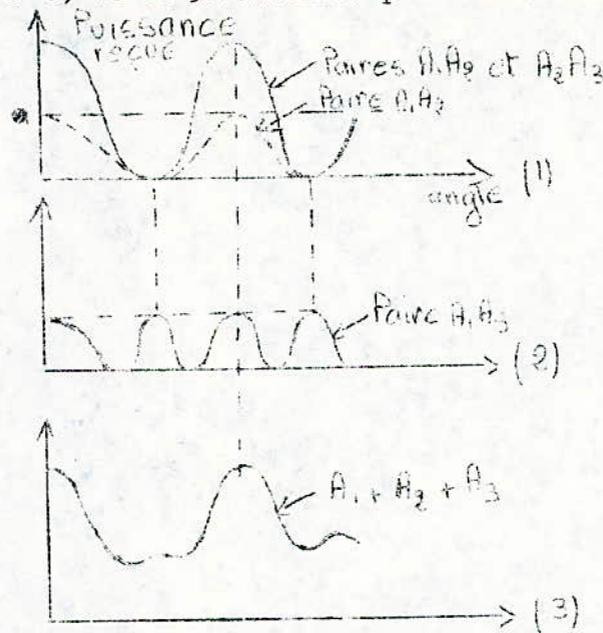


b) Diagramme de réception des réseaux

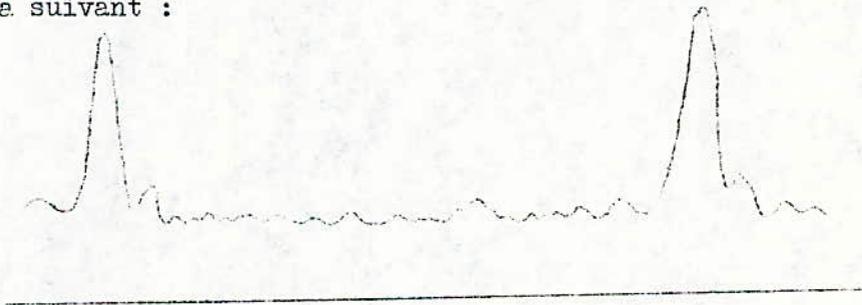
Pour calculer, il suffit de sommer les réponses données par les différentes paires d'antennes quand une source ponctuelle est balayée par l'aérien. Dans le cas de trois antennes la réponse A1 A2 est donnée par le schéma 1. Celle de A2 A3 est identique. La réponse de ces 2 paires est le double de l'une quelconque des deux réponses. La réponse de A1 A3 est une sinusoïde de période angulaire  $\frac{1}{2n_0}$  (schéma 2) et la réponse totale est la somme des réponses (donnée en schéma 3). On constate que la région où le gain est faible entre

.../...

2 maximums s'est élargie. L'utilisation en sera donc meilleure.  
Le cas de 8, 16 ou 32 antennes peut se traiter de la même façon



Le diagramme de rayonnement pour 32 antennes est donné par le schéma suivant :



- CALCULS

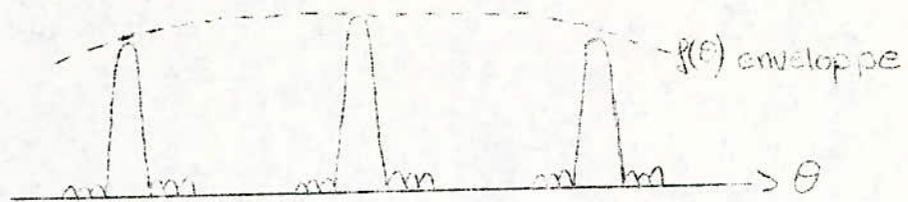
Pour un réseau de  $n$  antennes identiques réparties régulièrement le long d'une base rectiligne et alimentés par des tensions égales et en phase le diagramme d'émission en amplitude (et aussi de la réception par réciprocité) est donné par la fonction suivante :

$$D(\theta, \varphi) = f(\theta, \varphi) \frac{\sin n \phi/2}{n \sin \phi/2} \quad \text{où} \quad \phi = \frac{2\pi d}{\lambda} \sin \theta$$

avec  $d$  = distance entre 2 antennes voisines  $n$  = nbre d'antennes

$f(\theta, \varphi)$  = diagramme commun à chaque antenne  
 $\frac{\sin n \phi/2}{n \sin \phi/2}$  est le facteur du réseau.

Le diagramme de directivité (théorique) pour  $\varphi$  dans un plan perpendiculaire à la ligne de base est le suivant :



Le 1er lobe secondaire est égal à 5 % de son lobe principal.  
 Les maximas sont donnés par  $\theta_M = \arccos k \frac{\lambda}{d}$   
 d'où on en déduit la distance angulaire entre 2 lobes consécutifs

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{d}$$

- REMARQUE

Equivalence miroir et antenne continue.

Quand on dispose d'une certaine distance fixe entre 2 antennes extrêmes on peut augmenter indéfiniment le nombre d'antennes élémentaires à l'intérieur. Le nombre de fréquences spatiales discrètes auxquelles répondra le système sera de plus en plus grand. A la limite, une antenne continue répondra à un spectre continu de fréquences spatiales, limitées supérieurement par la fréquence  $N$  qui correspond à la longueur totale de l'instrument  $L = N \lambda$ . Un miroir parabolique allongé peut alors être considéré comme un réseau comportant un nombre infini d'antennes élémentaires. Celles ci ne sont autres que les éléments de la surface réfléchissante qui renvoient chacun vers le foyer les rayons qui leur parviennent de la source. C'est d'ailleurs de cette façon que l'on calcule le diagramme de rayonnement d'une antenne quelconque.

5) Les dispositifs à corrélation

Dans tous les dispositifs, interférométriques que nous avons vu, les signaux reçus des différentes antennes sont toujours additionnés ou soustraits après leur transmission au récepteur par des câbles. Une autre classe d'antennes utilise le produit des signaux reçus des aériens. Cette catégorie d'instruments, d'introduction récente, possède d'importants avantages.

a) Etablissement de la formule du coefficient de corrélation

Considérons un courant de bruit  $i(t)$  la moyenne quadratique notée  $\bar{i}^2$ . Dans une résistance ce courant se traduira par une puissance perdue égale à  $R i(t)^2$ , de valeur moyenne égale à  $R \bar{i}^2$ .

.../...

Considérons maintenant deux courants de bruits  $i_1(t)$   $i_2(t)$  de même moyenne quadratique provenant de 2 sources indépendantes. Dans R la puissance instantanée dissipée sera  $R (i_1(t) + i_2(t))^2$  est la puissance moyenne sera la moyenne de cette expression donc sera la moyenne de  $R [i_1(t)^2 + i_2(t)^2 + 2 i_1(t) i_2(t)]$

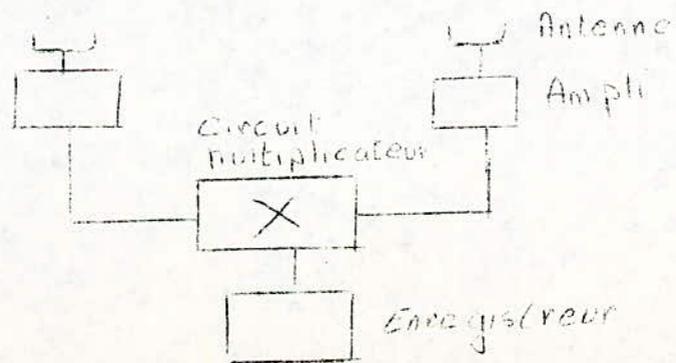
la moyenne de  $i_1(t)^2$  est  $\bar{i}^2$  de même que celle de  $i_2(t)^2$  qu'en advient-il alors du terme  $i_1(t) i_2(t)$ . L'expérience montre que ce terme est nul si les deux courants  $i_1$  et  $i_2$  sont statistiquement indépendants, c'est à dire en pratique s'ils proviennent de sources différentes. Dans le cas où  $i_1(t) = i_2(t) \forall t$   $i_1$  et  $i_2$  ne sont plus indépendants et l'on a

$$R [i_1(t)^2 + i_2(t)^2 + 2 i_1(t) i_2(t)] = 4 R \bar{i}^2$$

on en déduit que dans ce cas, moyenne de  $i_1(t) i_2(t)$  noté  $\overline{i_1(t) i_2(t)}$  est égal à  $\bar{i}^2$ , de même  $\overline{i_1(t) i_2(t)} = 0$  si  $i_1(t)$  et  $i_2(t)$  sont indépendantes. On en déduit la quantité  $\frac{\overline{i_1(t) i_2(t)}}{\bar{i}^2} = \rho$  qui peut prendre toutes les valeurs entre 1 et -1.  $\rho$  s'appelle coefficient de corrélation normé de  $i_1$  avec  $i_2$ . Ce coefficient est caractéristique du degré d'indépendance entre  $i_1$  et  $i_2$ .

b) principe d'un interféromètre à corrélation

On peut appliquer directement ces conceptions à un interféromètre comportant deux antennes suivies de deux amplificateurs. La source observée induit dans chaque antenne des courants de bruit qui sont totalement corrélés puisqu'ils proviennent d'une même source. Par contre les bruits induits inévitablement par les deux amplificateurs peuvent se représenter par des courants totalement indépendants dont le produit, obtenu par un circuit multiplicateur sont nuls en moyenne alors que ceux de l'antenne ne le sont pas. L'appareil de mesure ne reçoit donc des amplificateurs aucune puissance de bruit continue qu'il faudrait éliminer des mesures. On voit donc l'intérêt très important que représente un tel dispositif.



6) Nombre de sources observables par un radiotélescope donné :

Supposons que nous utilisons un radiotélescope pouvant fonctionner dans une large gamme de fréquence , et supposons qu'il soit équipé pour recevoir des basses fréquences. Cela entrainera que le pouvoir séparateur de l'instrument sera mauvais puisqu'il est égal à  $\frac{\lambda}{D}$  et que  $\lambda$  est grand. Par contre le diagramme de réception couvrira une grande partie de la sphère céleste. Le radiotélescope sera alors très sensible mais le nombre de sources distinctes qu'il pourra décompter est limité par son pouvoir séparateur. Si on augmente la fréquence, la surface de la sphère céleste observée dans une position donnée de l'antenne diminue comme  $(\frac{\lambda}{D})^2$ . Donc on pourra observer de façon plus précise les sources. Par contre quand la fréquence croît, le bruit du récepteur croît lui aussi. Et le radiotélescope finit ~~par être~~ limité dans sa capacité de détecter les sources sans le bruit du récepteur .

Donc on voit qu'il existe un compromis quand<sup>à</sup> la fréquence optimale à choisir. Il existe une fréquence optimale de fonctionnement qui dépend de nombreuses hypothèses sur le spectre moyen des sources et leur distribution dans l'espace-, mais aussi des caractéristiques des récepteurs disponibles. La longueur d'onde optimale d'emploi deviendra de plus en plus courte dans les années à venir car de grands perfectionnements sont attendus dans la technique des récepteurs. Ce qui permettra de localiser un nombre sans cesse croissant de sources.

C- PASSAGE DE L'INTERFEROMETRE AU RECEPTEUR

Les valeurs numériques qu'on donnera pour illustrer cette partie et celle qui suivra se réfèrent au radiotélescope de NANCY fonctionnant sur une fréquence de 160 Mhz.

1) Les préamplificateurs

Les pertes dans les lignes de transmission entre antennes et récepteurs étant considérables, des préamplificateurs sont nécessaires pour relever le niveau du signal reçu ; suffisamment

pour permettre à celui-ci après un affaiblissement de l'ordre de 25 db d'être détecté dans le bruit de fond du récepteur. La difficulté principale de réalisation provient du fait que les préamplificateurs doivent être absolument identiques au point de vue gain, facteurs de bruit et déphasage. Ils sont en outre, destinés à fonctionner à l'extérieur : leurs caractéristiques doivent donc être insensibles aux variations de température et d'humidité.

a) Le gain

Le gain est réglable et il peut varier de plus ou moins 3db.

b) Bande passante

Elle a été choisie très supérieure à celle de l'amplificateur MF pour éviter qu'un petit décalage de celle ci ne risque de le faire déborder de la bande HF

c) Facteur de bruit

Des études sur les récepteurs à ondes métriques ont permis d'obtenir un facteur de bruit minimum de 2,7 à 3.

d) Rotation de phase

Les préamplificateurs ont été étudiés du point de vue du déphasage qu'ils font subir à un signal. Les théories des réseaux d'antennes montrent que l'on peut tolérer les défauts de phase s'ils sont inférieurs à  $\frac{\lambda}{10}$ . Les préamplificateurs sont réglés de façon que la rotation de phase dans les 16 soit identique à  $\frac{\pi}{16}$  près sur 2,5 MHz quelque soit le gain.

2°) CABLE DE TRANSMISSION

Le problème principal des réseaux de très grande dimension est le transport de l'énergie entre l'émetteur et le récepteur. Ce transport se fait à l'aide de lignes de transmission dont les deux types les plus utilisés en ondes métriques sont les câbles coaxiaux et les lignes bifilaires. Ces lignes ne sont pas parfaites en ce sens qu'elles ne restituent pas à la sortie toute l'énergie qu'on leur a fourni à l'entrée. Cette atténuation due aux pertes par effet J joule dans les conducteurs, et éventuellement aux pertes dans le diélectrique dépend de la fréquence et du type de câble utilisés. C'est elle qui rend difficile la construction de réseaux de très grande dimension, en rendant

nécessaires les préamplificateurs et en introduisant si on n'y prend pas garde des causes d'erreurs importantes. Les lignes bifilaires ont sur le câble coaxiale l'avantage d'avoir des pertes beaucoup plus faibles.

On utilise un câble qui donne une atténuation totale de 25 db entre préamplificateurs et récepteurs. Il est très important que ces pertes restent constantes. Pour remédier à cet inconvénient, il faut maintenir l'atténuation donc la température constante. En effet, la tension détectée à la sortie du récepteur et due au moins pour les sources faibles comme les radiosources principalement au bruit des préamplificateurs et du fond continu du ciel.

#### D- LES RECEPTEURS

Le récepteur utilisé n'est en rien différent de celui d'un récepteur radio qui est avant tout un amplificateur : son rôle est d'amplifier le signal reçu de l'antenne jusqu'à ce qu'il ait la puissance nécessaire pour faire dévier un appareil enregistreur. En effet, la puissance recueillie à l'antenne est toujours très faible. En voici l'ordre de grandeur :

- un exemple pris vers la limite supérieure des longueurs d'ondes nous est donné par l'observation du soleil, sur la bande de 3cm avec une antenne de 7 m<sup>2</sup> de section efficace. La densité de flux provenant du soleil sur cette fréquence élevée de 10 000 MHz est de  $500 \times 10^{-22}$  W/m<sup>2</sup> Hz. Le récepteur a une bande passante de 10MHz la puissance disponible utile est donc  $P = 500 \times 7 \times 10^7 \times 10^{-22} = 3,5 \times 10^{-12}$  Watt.

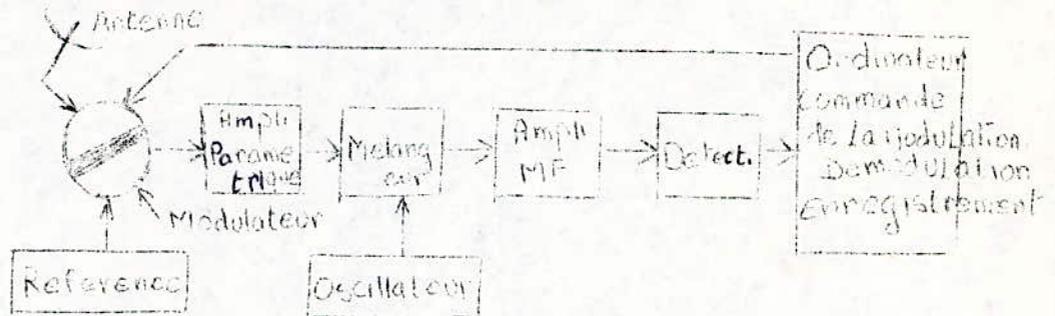
- Un autre exemple, au voisinage de la limite inférieure des longueurs d'onde. La réception d'une radiosource faible, la grande spirale d'Andromède sur la fréquence de 81,5 MHz avec une bande passante de 1 MHz. La densité de flux venant de cette nébuleuse est de  $4 \times 10^{-25}$  W/M<sup>2</sup> Hz, on a donc aux bornes du récepteur une puissance disponible  $P = 4 \times 10^{-25} \times 10^3 \times 10^6$  xwatts =  $4 \times 10^{-16}$  w.

.../...

Cette puissance est 10 millions de fois plus petite que celle qui actionne un téléviseur.

De plus le récepteur produit obligatoirement un bruit de fond qui fixe la sensibilité. L'antenne a une BP beaucoup plus large que celle du récepteur auquel reviendra donc le rôle de filtre de fréquences, alors que l'antenne jouera le rôle de filtre de direction grâce à son gain.

### 1° Description général d'un récepteur :



Il comprend un étage post amplificateur destiné à relever le niveau du signal HF arrivant des antennes, un mélangeur et son oscillateur local, un ampli MF et une détection.

#### a) Post amplificateur

Il relève de 20 db le signal arrivant des préamplificateurs, de façon à obtenir un niveau suffisant pour que le facteur de bruit de l'étage mélangeur et du premier étage MF n'intervienne pas : son facteur de bruit est voisin de 5.

#### b) Oscillateur local

Les caractéristiques de réception du réseau d'antennes sont très sensibles aux variations de la fréquence utilisée. Aussi est-il nécessaire d'avoir un oscillateur local parfaitement stable en fréquences, insensible à la température et aux légères variations de tension d'alimentation. Nous pouvons donc admettre que la fréquence d'accord 169 MHz est donnée à 0,1 MHz près.

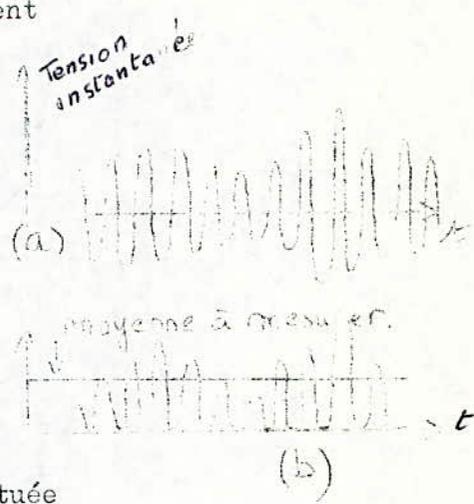
#### c) Amplificateur MF

On utilise un ampli MF classique à circuits décalés sur la fréquence de 11 MHz et ayant une largeur de Bande de 2,5 MHz à 3 db. Cet appareil sert à la détermination des positions des radiosources.

.../...

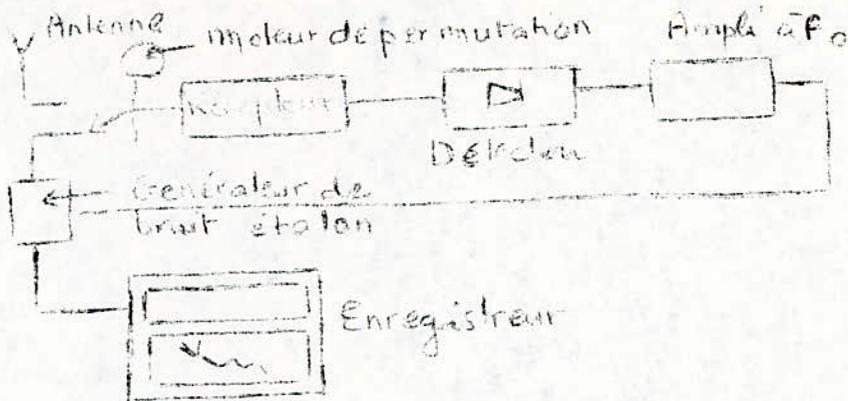
d) Détection

La détection consiste essentiellement à diminuer les tensions négatives (ou positives) en concourant intégralement les tensions de l'autre polarité. Le schéma ci-contre montre la variation, en fonction du temps, d'une tension de bruit avant (a) et après (b) détection. La détection permet la mise en évidence d'une tension moyenne non nulle et mesurable. Elle est effectuée par une diode, la linéarité de l'ensemble est donnée à 1 % près pour des tensions de sortie comprises entre 9 et 25 volts. Au-delà, il y a saturation.



2°) RECEPTIONS A PERMUTATION

Après l'apparitions des récepteurs à très faible bruit de fond, la radioastronomie a fait un bond en avant qui permet l'observation plus fine et plus détaillée du ciel. Pour conserver avec ces récepteurs, une stabilité suffisante, en gain, donc la suppression des dérives, le récepteur à permutation est souvent utilisé dans les observations modernes. Le premier étage de ce récepteur, le plus important du point de vue du bruit de fond comporte un inverseur qui permute à l'entrée de l'amplificateur à une fréquence  $F_0$  de quelques dizaines de Hz le signal venant de l'antenne d'une part et celui d'un générateur de bruit étalon. Si les températures apparentes de l'antenne et du générateur de bruit sont différentes, un signal de fréquence  $F_0$  apparaît à la sortie du récepteur. On l'amplifie et on l'utilise pour régler le bruit produit par le générateur pour qu'il soit égal à celui de l'antenne. En régime d'équilibre, cette condition est toujours réalisée : il suffit alors d'enregistrer une tension liée à la température apparente du générateur de bruit.



### 3) BRUIT DE FOND DES AMPLIFICATEURS

Dans la pratique radioélectrique courante, le signal à recevoir est à un niveau au moins égal sinon très supérieur à celui du bruit de fond. En radioastronomie, au contraire les énergies à mesurer sont toujours très inférieures au bruit de fond ; celui-ci prend donc une importance capitale puisqu'il masque la grandeur à mesurer.

Les propriétés d'un récepteur, en ce qui concerne les fluctuations se caractérisent par le facteur de bruit qui se définit comme suit :

$$N = \frac{K T_0 \Delta f + P_r}{K T_0 \Delta f} = \frac{\text{Puissance apparente à l'entrée}}{\text{puissance théorique limite (due à l'agitation thermique à } T_0)}$$

$P_r$  = puissance engendrée dans le récepteur mais exprimée comme si elle était appliquée à l'entrée.

On tire  $P_r$  de cette expression :  $P_r = (N-1) K T_0 \Delta f$  qui est le bruit de fond introduit par l'imperfection du récepteur. Au lieu de considérer les puissances, on peut aussi et c'est une notation commode, imaginer que la température d'entrée n'est pas  $T_0$  Mais une température fictive conduisant à la même puissance observée à la sortie.

$$T_r = (N-1) T_0.$$

Cette température  $T_r$  est appelée température équivalente d'entrée du récepteur. La qualité de celui-ci sera d'autant plus grande que  $P_r$  se rapprochera de 0 ou ce qui revient au même que  $T_r$  se rapprochera de  $T_0$ .

Un récepteur de qualité est plus difficile à réaliser pour les ondes très courtes que pour les ondes métriques : sur 1,1 cm par exemple, le facteur de bruit couramment de l'ordre de 50, ne descend

rarement au dessous de 50 que pour une construction très soignée du récepteur. Sur 10 cm N est compris entre 10 et 20 et sur 1m de longueur d'onde, N est compris entre 2,1 et 7.

#### 4°) FLUCTUATION INSTRUMENTALES

Prenons comme exemple un récepteur bien construit, accordé sur 300 MHz ayant un facteur de bruit  $N = 3$  et une bande passante B de 1 MHz. Après redressement, le courant de sortie passe dans un filtre de constante de temps  $\tau$  réglable entre 1 et 10. L'entrée du récepteur étant à la température  $T_1$  supposé fixe, examinons le tracé de l'enregistreur : c'est une ligne ondulée de part et d'autre d'une position moyenne. Nous nous proposons de chercher le plus petit accroissement de  $\Delta T_1$ , décelable sur le graphique.

L'amplitude des ondulations ( écarts quadratique moyen est donné par

$$\Delta T_1 = \frac{T_1 + (N-1) T_0}{\sqrt{NB\tau}}$$

$T_0$  dans cette relation est la température de 290°K pour la quelle on a convenu de déterminer les facteurs de bruit N.

Dans les conditions de l'expérience avec  $T_1 = 300^\circ\text{K}$  et pour

$$\tau = 1 \text{ s} \quad \Delta T_1 = 0,28^\circ\text{K}$$

et pour  $\tau = 10 \text{ s} \quad \Delta T_1 = 0,28^\circ\text{K}$

Ces variations de température correspondent à des variations de puissance. Ces fluctuations sont inévitables. Elles sont l'expression du fait que les tensions de bruit sont des variables aléatoires. Pour éliminer ou du moins pour diminuer l'effet de ces fluctuations on peut opérer de deux façons : augmenter soit  $\tau$  soit B dans le premier cas, cela revient donc à augmenter  $\tau$  la constante de temps du récepteur. Malheureusement on est souvent limité dans cette voie. En effet, si l'on veut observer les variations d'un phénomène de durée  $\theta$ , il faudrait que  $\tau$  soit notablement plus faible que  $\theta$ . Dans le cas contraire, on aurait des résultats erronés. D'où la limitation de  $\tau$ , par exemple l'étude d'une source qui transite en 1 minute donnera de mauvais résultats quand à l'intensité et la position observées si la largeur du faisceau de l'antenne est de 15 minutes d'arc. Dans le deuxième cas, il s'agit donc d'augmenter B. Cette voie a été utilisée aux Etats Unis où l'on emploie des bandes de 1000 MHz, mais on est alors limité par deux

.../...

points. Le premier est d'ordre technique, le deuxième est qu'en élargissant la bande B on perd toute information spectrale à l'intérieur de cette bande. Dans cette deuxième méthode (augmentation de B) ne pourra trouver son application que dans le cas de fréquences très élevées.

5° RECEPTEUR A FAIBLE BRUIT UTILISES EN RADIOASTRONOMIE

Les radiotélescopes modernes très couteux peuvent être suivis de récepteurs variés adaptés aux différentes recherches, qui utilisent l'important gain de l'instrument c'est à dire la grande surface de captation du flux incident -( plus elle est importante, plus faiblesont les flux qui peuvent être mesurés et par suite plus lointains sont les objets célestes observables)

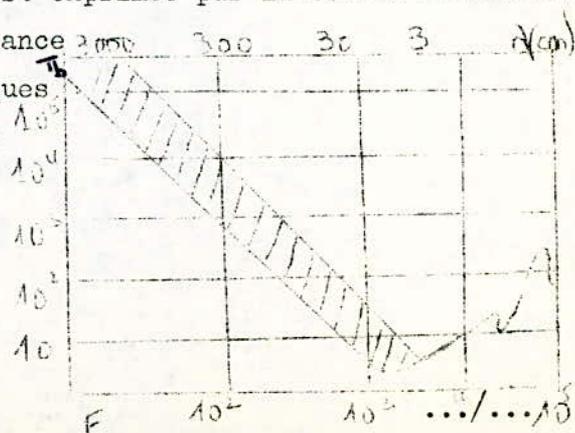
Le facteur de bruit des récepteur a diminué en employant comme critère  $T_r$ , en effet elle est passée de 2500° K en 1958 à 14 ° K en 1966 pour la fréquence de 4080 MHz.

Il existe plusieurs types principaux de récepteurs à faible bruit, en particulier :

- les amplificateurs paramétriques
- les masers à ondes progressives
- les tubes propagations d'ondes
- les transistors VHF pour ondes métriques.

6°) CHOIX D'UN RECEPTEUR

Il est conditionné par la gamme de longueur d'ondes que l'on se propose d'observer : l'émission diffuse du ciel est fonction de cette longueur d'ondes. Cette loi est exprimée par la courbe ci-contre. On voit que la température de brillance  $T_b$  décroît depuis les ondes métriques jusqu'à  $10^3$  MHz. Dans cette région; l'énergie provient principalement des gaz interstellaires de notre galaxie. Au dessus de 1GHz, la température du ciel remonte mais le rayonnement n'a pas une origine



astronomique : c'est l'absorption atmosphérique qui en est la cause  
 Entre 2 et 5 GHz le rayonnement venant du zénith et donc très  
 faible car il correspond à une température de brillance  $T_b$  de  
 l'ordre de 3° K.

Le récepteur généralement utilisé est :

- l'amplificateur paramétrique à varactor employé pour des fréquences très diverses allant de 408 MHz à 5,6 GHz , c'est le plus utilisé des récepteurs de radioastronomie : une des raisons en est sa simplicité ( il ne nécessite pas obligatoirement l'emploi d'hélium liquide pour le refroidir.)

Somme de fréquences d'utilisation des récepteurs radio	
Type de récepteur	Somme de fréquences (MHz)
Ampli paramétrique	408 à 5600
Diodes à ondes progressives	1400 à 1450
Tubes à propagation d'ondes	3000 à 3300
Transistor VHF	300 (largeur de bande)

Vu l'importance que revêt cet amplificateur, nous avons cru devoir lui consacrer un chapitre particulier. Aussi sera-t-il traité en détail en développant ses différentes formes et les calculs qui sont nécessaires.

Néanmoins, nous essayerons de définir les avantages qu'il présente. En effet, nous savons qu'un mélangeur à résistance non linéaire ne peut fournir de gain en puissance, car le fait de moduler une résistance placée dans un circuit, ne peut apporter de l'énergie extérieure dans ce circuit. Alors qu'une capacité non linéaire modulée est capable de transférer une fraction de la puissance de l'oscillateur dans le circuit. C'est un mélangeur qui fournit un gain de puissance. De plus seules les résistances produisent du bruit thermique. Les capacités n'en produisent pas théoriquement, l'amplificateur paramétrique est dépourvu de bruit propre. Néanmoins les capacités non linéaires utilisées sont des diodes dont la capacité varie mais qui ne sont pas dépourvues de résistances parasites.

A N N E X E

AMPLIFICATEUR PARAMETRIQUE

I- DESCRIPTION ET PROPRIETE

Un amplificateur peut être réduit au schéma suivant :

dans lequel A/ représente l'amplificateur

Pe : est la puissance du signal devant être amplifiée fournie à l'entrée de l'amplificateur.

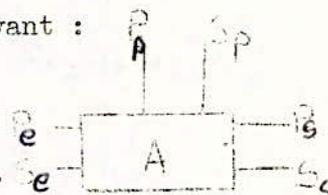
Se : son spectre de fréquence autour de la fréquence Fo

Ps : la puissance du signal à la sortie de l'amplificateur.

SS : son spectre

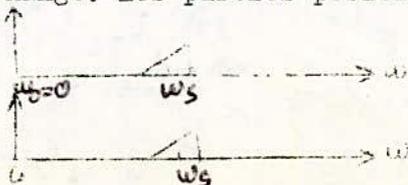
Pp : la puissance fournie par la source locale d'énergie.

Sp : son spectre centré autour de la fréquence.



Pour qu'il y ait amplification du signal, la source locale doit céder de l'énergie au signal . Pour que l'énergie soit transmise de la fréquence Fo à la fréquence du signal  $f_s$  , le circuit A devrait être non linéaire. L'amplificateur, d'autre part, pour ne pas créer des distorsions du signal devrait être linéaire pour celui-ci.

Cette contradiction est résolue en limitant la grandeur du signal ce qui permet la linéarisation locale de la caractéristique non linéaire de A, Pour celui-ci. Dans les amplificateurs classiques à lampe ou à transistor, l'énergie locale est fournie par l'alimentation à la fréquence  $F_0 = 0$ . Un signal avec un spectre  $Se$  qui arrive à l'entrée de l'amplificateur module le courant du transistor. Le spectre à la sortie  $Ss$  est donné par la multiplication des composantes spectrales de  $Se, Sp$ . Il comporte des fréquences spectrales de  $Se$  et  $Sp$ , leurs sommes et les harmoniques supérieures. Dans le cas considéré plus haut, si le signal est suffisamment petit, le spectre reste inchangé. Les parties positives des spectres sont les suivantes :



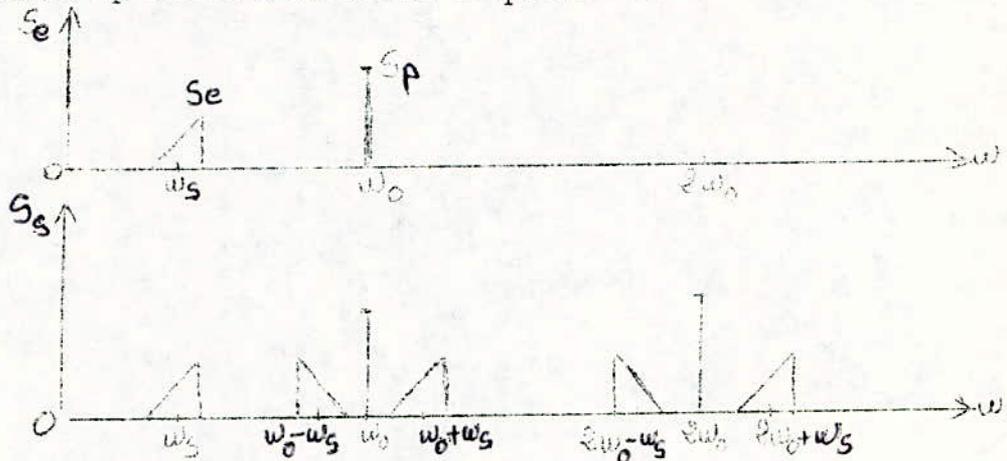
.../...

Si la source locale fournit de l'énergie non pas à la fréquence

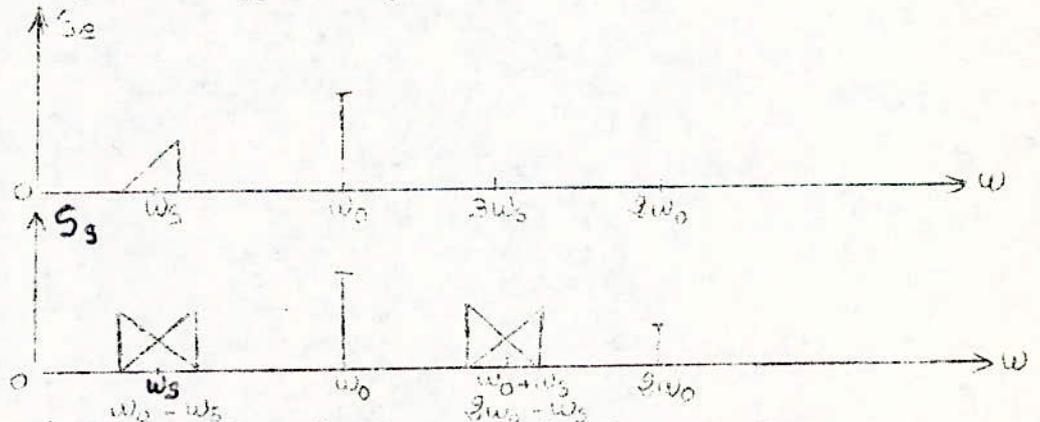
$\omega_0 = 0$ , mais à une fréquence  $\omega_0$ , à la sortie apparaissent

plusieurs nouvelles fréquences provenant du mélange entre les composantes du spectre du signal  $S_e$  et du spectre de la source locales  $S_p$ .

Le schéma montre les parties positives de ces spectres pour le spectre  $S_p$  limité à une seule fréquence  $\omega_0$



On peut filtrer à la sortie n'importe quelle bandedu spectre  $S_s$ . Dans le cas particulier où  $\omega_0 = 2 \omega_s$ , les composantes spectrales se recouvrent deux par deux comme le montre la figure suivante, ces montages sont appelés dégénérés.



Les montages dans lesquels, la source locale commande la variation d'un paramètre (réactance ou résistance) dans le circuit du signal seront appelés "paramétriques".

On démontre que l'amplification paramétrique n'est possible que lorsque le paramètre variable est constitué par une réactance. Dans le cas, d'une réactance variable, la possibilité d'amplification a été montrée par **MANLEY** et **ROWE** en utilisant le principe de conservation de l'énergie. Sous leur forme la plus générale, ces relations s'écrivent :

$$\sum_{k=0}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{k P^{kn}}{k \omega_s + n \omega_0} = 0$$

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n P^{kn}}{k \omega_s + n \omega_0} = 0$$

ou k et n sont des nombres entiers.

$P^{kn}$  est la puissance du composant de fréquence  $k \omega_s + n \omega_0$  qui apparait dans le circuit.

Dans les montages qu'on se propose d'étudier on se limitera aux trois fréquences.

- fréquence de la source locale (pompage)  $\omega_0$  et puissance  $P_p = p^{01}$
- fréquence du signal  $\omega_s$  et puissance  $P_e = p^{10}$
- fréquence complémentaire  $\omega_i = \omega_0 \pm \omega_s$  et puissance  $p_i$ .

Dans ces conditions deux cas sont à envisager :

1)  $k = 1$ , les relations de MANLEY ROWE prennent la forme

$$\frac{P_p}{\omega_0} + \frac{P_i}{\omega_i} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{P_e}{\omega_s} + \frac{P_i}{\omega_i} = 0$$

On fournit au circuit l'énergie dans les bandes correspondant aux fréquences signal et pompage,  $P_e$  et  $P_p$  sont donc positifs, ce qui entraîne le signe négatif de  $P_i$  signifiant qu'à cette fréquence, la puissance est délivrée dans le montage et peut être extraite.

Le gain maximum qu'on peut obtenir dans un circuit sans perte est

$$g = \frac{\omega_i}{\omega_s}$$

Le circuit peut donc être utilisé uniquement comme mélangeur, élevant la fréquence.

2)  $k = -1$  dans ce cas, les relations de MANLEY ROWE deviennent

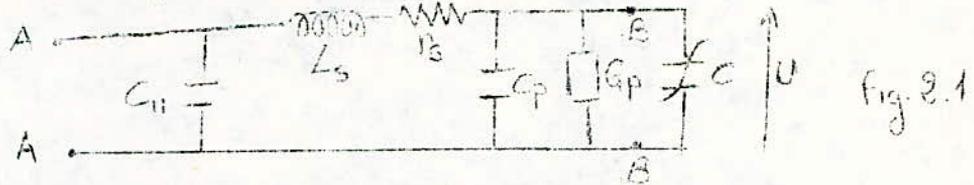
$$\frac{P_p}{\omega_0} + \frac{P_i}{\omega_i} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{P_e}{\omega_s} - \frac{P_i}{\omega_i} = 0$$

Contrairement au cas précédent, le signe positif de  $P_p$  entraîne le signe négatif de  $P_e$  et  $P_i$ , ce qui signifie que l'énergie peut être extraite à une des deux fréquences  $\omega_s$  et  $\omega_i$ . Le montage peut être utilisé comme amplificateur ou comme mélangeur. Si la puissance de pompage est suffisante pour compenser les pertes dans le circuit, le gain devient infini et on peut réaliser un oscillateur. L'action de pompage peut être représentée par une résistance négative dans le circuit signal, et on appelle souvent cette catégorie, des montages à résistance négative et c'est à eux que nous allons limiter notre étude.

II - LE VARACTOR

Dans les montages paramétriques la réactance variable est en général constituée par la capacité d'une diode à semi conducteur, polarisée en sens inverse appelée varactor.

Le varactor équivaut au circuit représenté par la figure 2.1



Les différents éléments sont ici :

C11 : Capacité de la cartouche de la diode

Ls : inductance des fils

rs : résistance série qui représente les pertes dans les contacts ohmiques et le matériau semi conducteur.

Gp : conductance due aux porteurs qui traversent la jonction

Cp : capacité due aux porteurs minoritaires

G11 : conductance de fuite due aux effets de surface et aux impuretés.

$$G_p = \frac{e J_0}{\sqrt{e} kT} \cdot e^{\frac{eV}{kT}} \left[ (1 + \omega^2 \tau^2) + 1 \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$C_p = \frac{dQ_p}{dU} = \frac{e J_0}{\sqrt{e} kT} \cdot e^{\frac{eV}{kT}} \left[ (1 + \omega^2 \tau^2) - 1 \right]^{\frac{1}{2}} - V$$

C =  $\frac{dQ}{dU}$  capacité de la zone de transit =  $S [A (\Phi - U)]^{-V}$

e : charge de l'électron

K : constante de BOLTZMAN

T : température de jonction (°K)

U : Tension appliquée à la diode

$\Phi$  : potentiel de contact

J : courant qui traverse la jonction

si  $\tau$  : durée de vie des porteurs minoritaires

$\epsilon$  : constante diélectrique du matériau

A : constante égale à :

\*  $\frac{e}{e \epsilon N_d}$  Pour les diodes à pointe

\*  $\frac{e}{e \epsilon} \left( \frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)$  pour les diodes à jonction pn abrupte.

\*  $\frac{1e}{e \epsilon^2 b}$  " " " diffuse

S : surface de la jonction

- Na : concentration des accepteurs
- Nd : concentration des donneurs
- b : gradian de la concentration des porteurs
- $\gamma$  : constante égale à
  - $\frac{1}{2}$  pour les diodes à pointe et les jonctions pn abruptes
  - $\frac{1}{3}$  pour les diodes à jonction pn diffuses.

Dans la suite on supposera que la tension négative appliquée à la diode est suffisamment grande pour pouvoir négliger  $G_p$  et  $C_p$ .

Le circuit équivalent simplifié qui en résulte sera valable à condition que les tensions alternatives  $U$  appliquées à la diode restent inférieures à la tension de polarisation  $U_0$

En absence des tensions (pompage, signal) la capacité du varactor fixée par la valeur de la tension de polarisation est :

$C_V = SA(V)^{-\gamma}$  où  $V = \phi - U_a$  tension totale sur la jonction  
 $\phi$  = Potentiel de contact

$U_a$  = tension de polarisation appliquée

En présence des tensions variables  $U$ , la capacité  $C = C_V \left(\frac{U}{V}\right)^{-\gamma}$  (1)

où  $U = U_0 + U_n$   $U_0$  étant la tension continue sur la jonction en présence des tensions alternatives  $U_n$ .

A partir de cette relation, on calcule la charge de la capacité

$Q = Q_V \left(\frac{U}{V}\right)^{1-\gamma}$  où  $Q_V = \frac{C_V V}{1-\gamma}$  est la charge de la capacité en présence de polarisation seulement.

La tension sur la capacité peut s'écrire

$U = V \left(\frac{Q}{Q_V}\right)^{\frac{1}{1-\gamma}}$

et on définit un paramètre analogue à C

(2)  $d = \frac{dU}{dQ} = d_V \left(\frac{Q}{Q_V}\right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}}$  où  $d_V = \frac{V}{Q_V(1-\gamma)} = \frac{1}{C_V}$

Pour simplifier l'écriture, il est commode d'introduire des nouvelles variables

$X = \frac{U}{V}$        $y = \frac{Q}{Q_V}$

et de réécrire les équations (1) et (2)

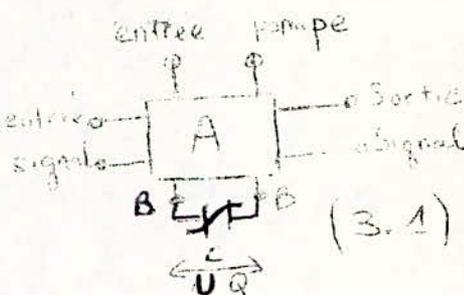
$C = C_V X^{-\gamma}$        $y = X^{1-\gamma}$   
 $d = d_V y^{\frac{\gamma}{1-\gamma}}$        $X = y^{\frac{1}{1-\gamma}}$

III - LA CAPACITE NON LINEAIRE

A/ LE CIRCUIT AVEC UNE CAPACITE NON LINEAIRE

On considère le circuit représenté par la figure 3.1. Le multipole A

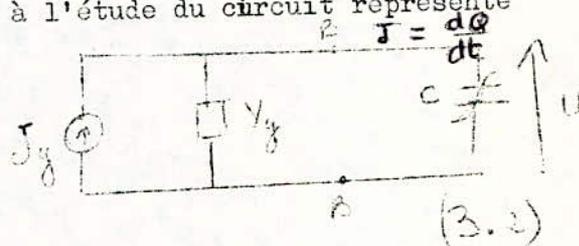
Les éléments linéaires du circuit et les éléments du circuit équivalent du varactor autre que la capacité C. Il est donc linéaire à condition que la polarisation du varactor soit suffisamment grande pour pouvoir négliger les éléments  $G_p$  et  $C_p$  du circuit équivalent de la diode, qui varient eux aussi avec la tension.



B/ CIRCUIT EQUIVALENT PARALLELE, HARMONIQUES COURT-CIRCUITES

Le circuit linéaire A vu des terminaisons BB peut être remplacé par un générateur équivalent de NORTON à plusieurs fréquences qui fournit le courant continu, assurant la polarisation du varactor, et les courants de pompage et de signal qu'on suppose périodiques. On se ramène alors à l'étude du circuit représenté sur la figure 3.2

De longs calculs nous donnent l'équation qui relie les composantes spectrales du courant  $i$  et de la tension



$[i] = [Y][U]$  avec  $Y_{m,n} = j\omega_n C_{m-n}$   
 La matrice  $[Y]$  représente l'admittance de la capacité

non linéaire en présence de l'oscillation locale. Pour un élément linéaire, ou en absence de l'oscillation locale, la matrice  $[Y]$  devient diagonale.

Appliquons ces résultats à un cas particulier, en supposant que le circuit linéaire court-circuite toutes les composantes spectrales de la tension qui apparaissent dans les calculs qu'on n'a pas développés, sauf trois.

- 1) la tension de l'oscillation locale (pompage)  $U = U_0 + 2 U_1 \cos \omega_0 t$
- 2) la tension signal de fréquence  $\omega_s$  qui correspond au terme  $u_0$  de la série.  $u_s(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [U_n e^{j(n\omega_0 + \omega_s)t} + U_n^* e^{-j(n\omega_0 + \omega_s)t}]$

qui vient des produits du mélange de la fréquence  $\omega_s$  du signal avec les harmoniques de pompage.

Soit

.../...

$$U_s(t) = U_s e^{j\omega_s t} + U_s^* e^{-j\omega_s t}$$

La tension complémentaire  $U_i(t)$  de fréquence  $\omega_i = \omega_0 - \omega_s$  qui correspond au terme U-1 de la série d'en haut.

$$U_i(t) = U_i e^{j\omega_i t} + U_i^* e^{-j\omega_i t}$$

On a alors :

$$\begin{bmatrix} i_0 \\ i_{-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} j\omega_s C_0 & j\omega_s C_1 \\ -j\omega_i C_1 & -j\omega_i C_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_s \\ U_i^* \end{bmatrix}$$

En remplaçant  $i_0$  par  $i_s$  et  $i_{-1}$  par  $i_i^*$  ainsi que  $U_0$  par  $U_s$  et U-1 par  $U_i^*$  on obtient les équations suivantes :

$$\begin{bmatrix} i_s \\ i_i^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} j\omega_s C_0 & j\omega_s C_1 \\ -j\omega_i C_1 & -j\omega_i C_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_s \\ U_i^* \end{bmatrix}$$

Ces équations relient les courants et les tensions aux bornes de la capacité non linéaire. Leur forme simple est due aux deux suppositions essentielles faites précédemment à savoir :

- 1) que le circuit linéaire court-circuite toutes les tensions indésirables sur les bornes BB
- 2° Que le signal est suffisamment faible pour que la linéarisation locale de la caractéristique non linéaire soit possible.

C/ CIRCUIT EQUIVALENT SERIE , CIRCUIT OUVERT POUR LES FREQUENCES INDESIRABLES

Le calcul du circuit équivalent à la capacité non linéaire effectuée dans la première partie de ce chapitre **était** fondée sur l'hypothèse que toutes les tensions indésirables étaient court-circuitées sur les terminaisons BB même de la capacité non linéaire. Parfois, cependant cette condition ne peut être réalisée et il est plus commande de construire un circuit linéaire qui présente un circuit ouvert sur les terminaisons BB pour ces tensions.

L'analyse de ce cas est analogue au précédent, mais il est commode ici de représenter la partie linéaire du circuit de la figure 3.1 par un générateur de THEVNIN , ce qui donne le circuit équivalent suivant (fig; 3.3)

comme dans le cas précédent, le générateur  $E_s$  représente les sources de polarisation, de pompage et signal qu'on suppose périodiques

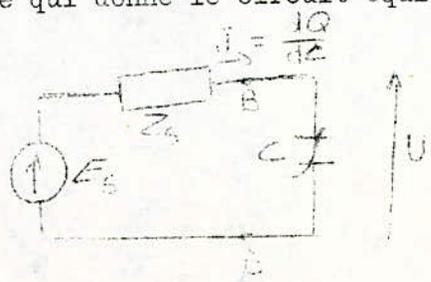


Fig. 3.3

On obtient alors les relations entre les tensions et les courants sur la capacité non linéaire pour les harmoniques ouvertes.

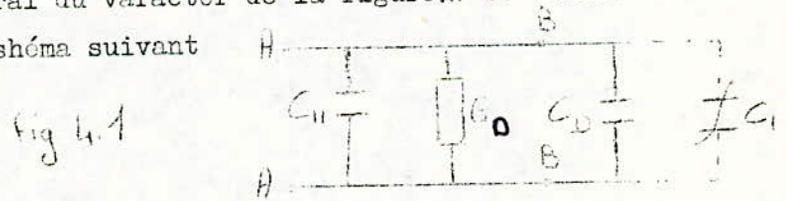
$$\begin{bmatrix} U_s \\ U_i^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{d_0}{j\omega C_0} & -\frac{d_1}{j\omega C_0} \\ -\frac{d_1}{j\omega C_0} & \frac{d_0}{j\omega C_0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_s \\ I_i^* \end{bmatrix} \quad \text{ou} \quad [d] = [c]^{-1}$$

IV/ AMPLIFICATEURS PARAMETRIQUES

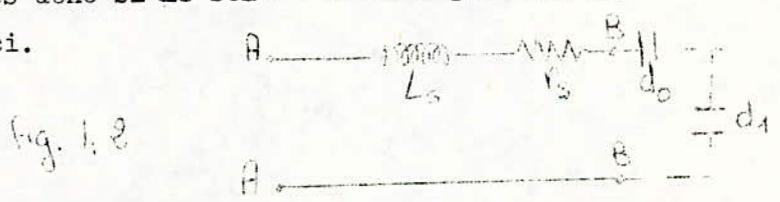
A-REPRESENTATION DES ELEMENTS DU MONTAGE

A-1 Circuit équivalent du varactor

Dans le chapitre précédent, nous avons calculé les tensions et les courants sur les terminaisons BB de la capacité non linéaire pour les deux cas. Cependant les terminaisons accessibles du varactor sont les terminaisons AA, entre elles et les points BB se trouve le quadripole linéaire qui comprend C11, Ls, rs et G11 (on considère le varactor suffisamment polarisé pour pouvoir négliger Gp et Cp). La figure de 2.1 montre qu'on peut réaliser un court circuit entre les points BB, seulement si les éléments serie du varactor Ls et rs sont négligeables, donc pour les fréquences nettement inférieures à la fréquence de résonance serie du varactor :  $\omega \ll \omega_s = \frac{1}{\sqrt{L_s C_0}}$ . Le schéma général du varactor de la figure 2.1 se réduit dans ces conditions au schéma suivant



Le circuit ouvert entre les points BB peut au contraire être réalisé seulement si la conductance G11 et la capacité C 11 sont négligeables donc **si le schéma** de la figure 2.1 peut être remplacé par celui-ci.



Pour les fréquences signal et complémentaires, il est cependant nécessaire de tenir compte des pertes dans rs ou G11 qui modifient le coefficient de surtension Qd du varactor. A cet effet, on remplace dans les schémas équivalents du varactor (4.1 et 4.2) respectivement rs par rd et G11 par GD, calculés de façon à ce que

le coefficient de surtension du varactor idéalisé soit pour la fréquence donnée égal au Qd du varactor réel.

On obtient :

pour le circuit série  $r_d = r_s + \frac{d_0^2}{\omega^2} G_{11}$ ;

Pour le circuit parallèle :  $G_d = \frac{d_0^2}{\omega^2} G_{11} + (\omega c_0)^2 r_s$ .

En utilisant les circuits équivalents de la figure 41 et 42 , et les équations matricielles, on calcule les relations entre les courants et les tensions sur les terminaisons AA du varactor.

Elles sont pour le circuit série (harmoniques ouvertes)

$$\begin{bmatrix} U_s \\ U_i^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} j\omega_s L_s + \frac{d_0}{j\omega_s} + r_{di} & -\frac{d_1}{j\omega_s} \\ \frac{d_1}{j\omega_s} & -j\omega_i L_i - \frac{d_0}{j\omega_i} + r_{di} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_s \\ I_i^* \end{bmatrix}$$

et pour le circuit parallèle (harmoniques fermés)

(3.4)  $\begin{bmatrix} I_s \\ I_i^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} j\omega_s C_d + G_{ds} & j\omega_s C_1 \\ -j\omega_i C_1 & -j\omega_i C_d + G_{di} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_s \\ U_i^* \end{bmatrix}$  où  $C_d = C_0 + C_{11}$

Dans la suite on analysera seulement le cas des harmoniques court-circuitées et utilisé le schéma équivalent du varactor de la figure 4.1 .

Pour simplifier l'analyse il est commode d'écrire la matrice [Y] des équations 3.4 comme somme de deux matrices , l'une représentant la partie linéaire, de l'admittance du varactor [Yd] et la deuxième [Y] représentant le couplage entre les fréquences signal  $\omega_s$  et complémentaire par un élément C1 qu'on appellera pour simplifier ! capacité mutuelle.

$$[Y] = [Y_d] + [Y] = \begin{bmatrix} G_{ds} + j\omega_s C_d & 0 \\ 0 & G_{di} + j\omega_i C_d \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & j\omega_s C_1 \\ -j\omega_i C_1 & 0 \end{bmatrix}$$

A.2 Définition d'un étage d'amplification paramétrique

Les amplificateurs paramétriques font partie de la classe des amplificateurs à résistance négative.

Cela conduit à des difficultés dans le calcul des paramètres tel que le gain ou le facteur de bruit, parcequ'il est impossible de calculer la puissance utilisable que l'amplificateur fournit à la charge, du fait que la résistance de sortie de l'amplificateur peut être négative.

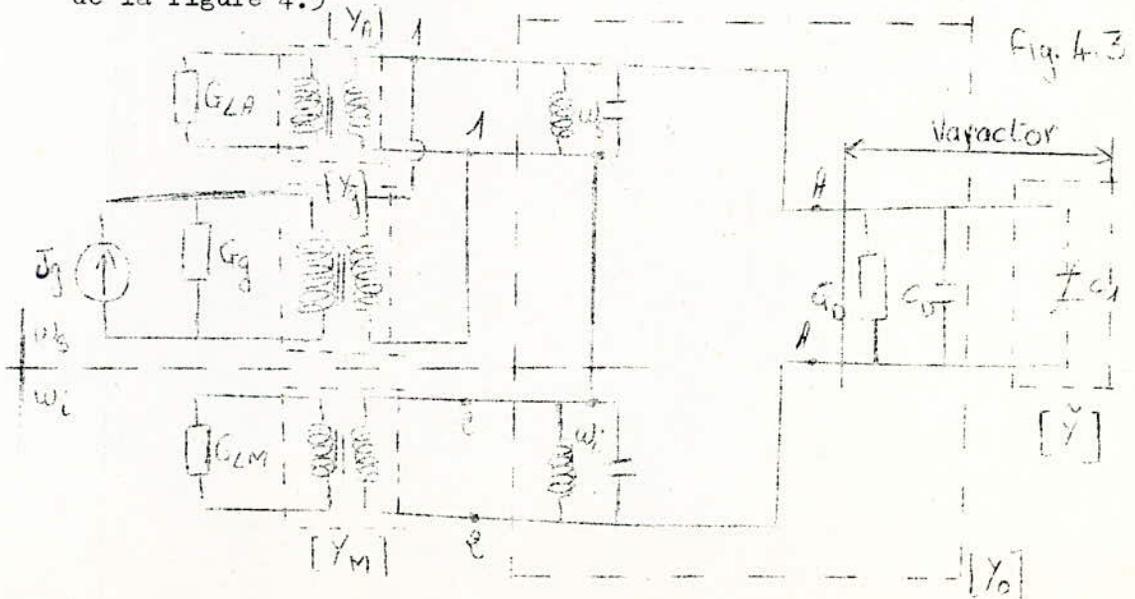
Pour résoudre ce problème, on utilise la méthode suivante :

L'introduction des nouvelles définitions du gain et du facteur de bruit en utilisant les rapports des puissances fournies à la charge et non les rapports des puissances utilisables. La puissance fournie à la charge dépend de l'ensemble des conductances du circuit charge comprise. Ces conductances groupées en une seule doivent constituer une conductance positive. On étudiera alors un étage paramétrique défini comme étant l'ensemble des éléments comprenant la résistance négative et aussi la charge. Dans le calcul du bruit de cet étage, on tiendra compte du bruit de la charge, égal à son bruit thermique.

### A.3 Représentation de l'étage paramétrique

Pour former un amplificateur paramétrique, le varactor doit être connecté à un circuit linéaire qui doit assurer les fonctions suivantes.

- 1) Assurer le couplage avec le générateur et la charge.
- 2) Assurer aux terminaisons de la capacité mutuelle  $C1$ , le court-circuit pour toutes les fréquences autres que celles du signal et complémentaire. En supposant que le circuit de couplage du générateur et celui de la charge sont indépendants (il n'existe aucun couplage entre eux), que les charges  $G_{1A}$  et  $G_{1M}$  sont connectées respectivement au circuit du signal et complémentaire et en utilisant le schéma équivalent, du varactor de la figure 4.1 on peut représenter l'amplificateur paramétrique par le schéma de la figure 4.3.

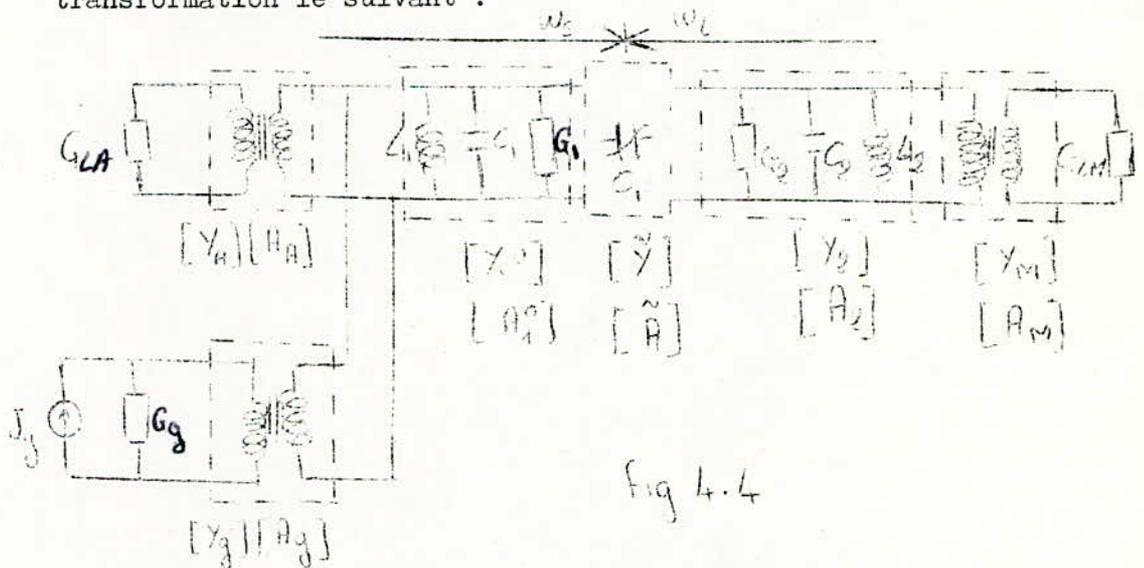


Les éléments portés sur ce schéma correspondent au cas particulier considéré par la suite.

Il est commode de transformer ce schéma en divisant le circuit [Y<sub>0</sub>] en deux parties.

- un circuit [Y<sub>1</sub>] pour la fréquence signal  $\omega_s$  et un autre [Y<sub>2</sub>] pour la fréquence complémentaire, qui résulte du mélange du signal et du pompage ( $\omega_i$ ) cette séparation ne correspond pas à la réalité puisque les deux circuits contiennent les mêmes éléments  $G_D$  et  $C_D$  les autres éléments peuvent être distincts dans le cas des amplificateurs paramétriques non dégénérés, et mélangeur ; où identiques dans le cas des amplificateurs quasi dégénérés: ( $\omega_s \neq \omega_i$ ) ou dégénéré ( $\omega_s = \omega_i$ ). On s'intéressera dans notre étude uniquement à l'amplificateur paramétrique.

Dans le cas général, le schéma de la figure 4.3 devient après transformation le suivant :



Il est commode pour les calculs de représenter les différents quadripoles de la fig 4.4 par leur matrice de transfert  $[A]$  plutôt que par leur matrice d'admittance  $[Y]$ . Pour que cela soit possible, on représente le générateur vu des terminaisons (1.1) de la figure 44 par un générateur équivalent de NORTON ( $I'g$   $Y'g$ ) et on incorpore son admittance interne  $Y'g$  dans  $YI$

Les différents quadripoles représentent alors

$$[\tilde{A}] = \begin{bmatrix} 0 & -\frac{1}{j\omega C_1} \\ j\omega C_1 & 0 \end{bmatrix}$$

La capacité mutuelle  $C_1$ .

$$[A_g] = \begin{bmatrix} A_g & B_g \\ C_g & D_g \end{bmatrix}$$

Le circuit de couplage du générateur

$$[A_p] = \begin{bmatrix} A_p & B_p \\ C_p & D_p \end{bmatrix}$$

" " de la charge  $G_{LA}$

$$[A_m] = \begin{bmatrix} A_m & B_m \\ C_m & D_m \end{bmatrix}$$

" " de la charge  $G_{LM}$

$$[A_1] = \begin{bmatrix} A_1 & C_1 \\ B_1 & D_1 \end{bmatrix}$$

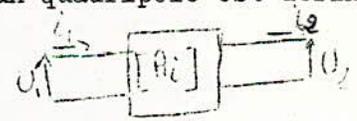
L'ensemble du filtre à la fréquence signal compris les éléments linéaires du varactor et du générateur.

$$[A_2] = \begin{bmatrix} A_2 & C_2 \\ B_2 & D_2 \end{bmatrix}$$

L'ensemble du filtre à la fréquence complémentaire y compris les éléments linéaires du varactor.

Remarque : La matrice de transfert d'un quadripole est définie par les équations

$$\begin{bmatrix} U_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_i & B_i \\ C_i & D_i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_2 \\ I_2 \end{bmatrix}$$



Pour raccourcir les notations on posera

$$[P] = \begin{bmatrix} P & Q \\ R & S \end{bmatrix} = [A_1] [\tilde{A}] [A_2]$$

en utilisant ces notations le circuit équivalent 4.4 apparaît sous la forme : Fig 4.5



Cette forme d'écriture permet de ramener le calcul des différents montages paramétriques à un simple calcul matriciel.

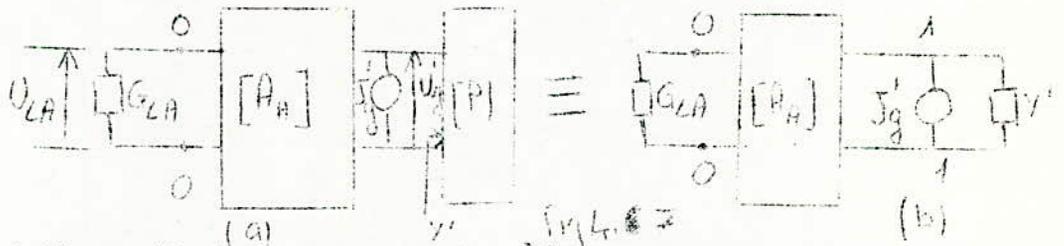
Dans les calculs qui vont suivre on s'intéressera uniquement au cas de l'amplificateur paramétrique et dans le cas où l'amplitude de signal sur le varactor est négligeable par rapport à l'amplitude de pompage.

V - CALCUL DU GAIN DE L'AMPLIFICATEUR PARAMETRIQUE

D'après la convention adoptée, nous utiliserons la définition suivante du gain du montage :

$$g = \frac{\text{puissance du signal fourni à la charge}}{\text{puissance utilisable du générateur}} = \frac{4 G_g G_L |U_L|^2}{|J_g|^2}$$

Dans un amplificateur paramétrique la charge se trouve seulement dans le circuit signal et le schéma de la fig. 4.5 se réduit à



L'admittance d'entrée du quadripôle (P) vu des terminaisons I.I

est  $Y' = \frac{R}{P}$

Le schéma équivalent 4.7.b permet d'écrire

$$\begin{bmatrix} U_{LA} \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ G_{LA} & 0 \end{bmatrix} \cdot [A_H] \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{R}{P} & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} U'_g \\ J'_g \end{bmatrix}$$

En éliminant U' g en calculant la tension sur  $G'_{LA}$

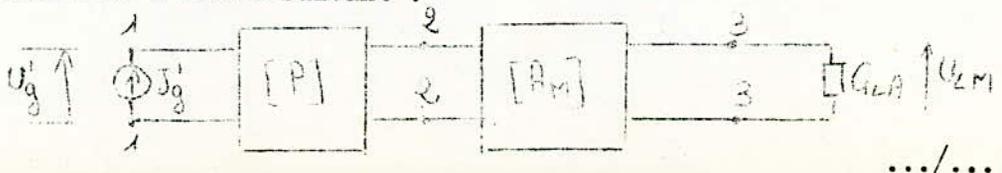
$$U_{LA} = J'_g \frac{P}{(D_A R + C_A P) + G_{LA} (B_A R + A_A P)}$$

Et le gain de l'amplificateur est :

$$g_A = 4 G_g G_L \frac{P}{(G_{LA} (B_A R + A_A P) + (D_A R + C_A P))^2}$$

REMARQUE :

Nous signalerons que dans le cas du mélangeur paramétrique la charge se trouve seulement dans le circuit complémentaire. Les éléments  $G_{LA}$  et  $A_A$  n'existent pas, et le circuit de la Fig. 4.4 se réduit au circuit suivant :



.../...

V - CAULCUL DU BRUIT

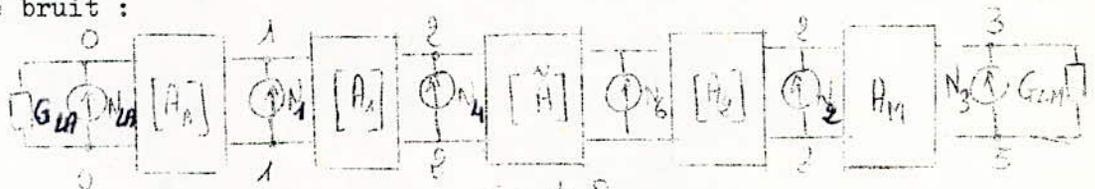
I - SOURCE DE BRUIT DANS UN MONTAGE PARAMETRIQUE

Les sources de bruits dans un montage paramétrique sont constituées par :

- 1°) les sources de bruit thermiques liées aux résistances du circuit
- 2°) le bruit provenant du varactor :  $N_D^2$
- 3°) le bruit provenant du générateur de signal :  $(N_g^2)$
- 4°) bruit provenant du générateur de pompage :  $(N^2_b)$

On représente ces bruits par des générateurs de courant ( $N_i$ )

La Fig. 4.8 n'est autre que la Fig. 4.5 complétée par les sources de bruit :



On représente le bruit des quadripôles ( $A_i$ ) par deux générateurs de courant  $N_{i1}$  et  $N_{i2}$  à l'entrée et à la sortie. Le bruit des conductances  $G_{LA}$ ,  $G_{LN}$  et du générateur par les générateurs de bruit  $N_{LA}$ ,  $N_{LN}$  et  $N_g$

le bruit provenant du générateur de pompage agit indirectement en provoquant des fluctuations de valeur de la capacité mutuelle  $C_1$ . Si un filtre est inséré dans le circuit de pompage, le spectre de ce bruit se limite aux fréquences voisines de  $\omega_0$ . Les fluctuations de  $C_1$  multipliées par la tension signal de fréquences  $\omega_s$  sont à l'origine du bruit  $N_{p2}^2$  dans la bande autour de  $\omega_i$  qu'on représente par le générateur  $N_{p2}$  à la sortie  $(A)$ . Les mêmes fluctuations multipliées par la tension de fréquences complémentaires  $\omega_i$ , produisent le bruit  $N_{p1}^2$  dans la bande autour de  $\omega_s$  qu'on représente par le générateur  $N_{p1}$ . Ces deux sources sont donc corrélées. Quoique négligeables dans les amplificateurs classiques, elles jouent un rôle considérable dans l'application considérée. Ainsi les générateurs de bruit de la Fig.4.8 sont :

$$N_1^2 = N_g^2 + N_{LA}^2$$

$$N_2^2 = N_{LN}^2$$

$$N_4^2 = N_{i2}^2 + N_{D1}^2 + N_{p1}^2$$

$$N_5^2 = N_{i1}^2 + N_{D2}^2 + N_{p2}^2$$

Il est commode de remplacer les générateurs de bruit  $N_4$  et  $N_6$  par des générateurs équivalents situés à l'entrée et à la sortie du quadripôle P, comme le montre la Fig. 4.9.

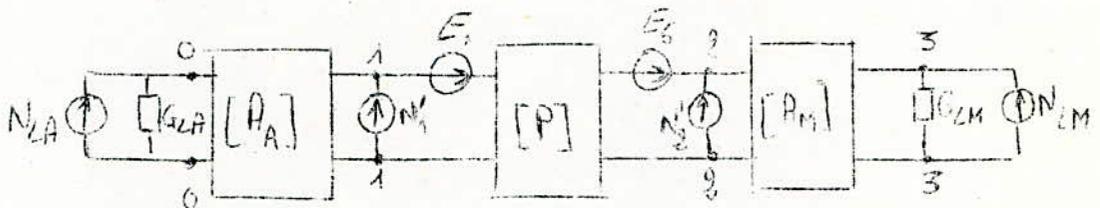


Fig 4.9

Le calcul donne :

$$N_1'^2 = N_1^2 + N_4'^2$$

$$N_4' = +D_1 N_4$$

$$E_4 = +B_1 N_4$$

$$N_2'^2 = N_2^2 + N_6'^2$$

$$N_6' = - \frac{A_2}{\det[A_2]} N_6$$

$$E_6 = - \frac{B_2}{\det[A_2]} N_6$$

où  $A_i$ ,  $B_i$ ,  $C_i$ ,  $D_i$  sont les paramètres du quadripôle  $[A_i]$  définis plus haut. Les bruits des sources  $N_4$  et  $E_4$  représentant la même source  $N_4$  sont corrélés. Il est de même pour les sources  $N_6$  et  $E_6$ .

2) facteur et index de bruit :

D'après la convention arrêtée, on définit les facteurs de bruit :

$$F = \frac{\text{Puissance totale du bruit fournie à la charge}}{\text{partie de cette puissance due au générateur}}$$

Pour pouvoir comparer les amplificateurs dont les gains sont différents on calculera aussi les index de bruit des différents montages.

Ils sont donnés par la relation  $M = \frac{F-1}{1-\frac{1}{g}}$

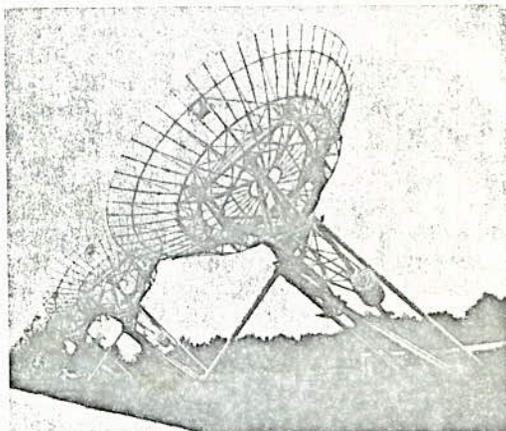
$F \Rightarrow$  facteur de bruit de l'amplificateur  
 $g =$  gain en puissance de l'amplificateur.

## LE RADIOINTERFÉROMÈTRE DE WESTERBORK

Le radiointerféromètre de Westerbork, en fonctionnement depuis 1970, est un réseau de 12 antennes identiques. Chacune est un paraboloïde de 25 m de diamètre sur monture équatoriale. Les 12 antennes sont alignées suivant une direction est-ouest. Les dix premières sont fixes et régulièrement espacées. Les deux dernières sont montées sur rails et peuvent être déplacées dans la direction est-ouest. Chaque antenne mobile est couplée à chacune des dix antennes fixes, de telle sorte, au total, que l'instrument est équivalent à 20 radiointerféromètres en service simultanément, tous d'espacements différents.

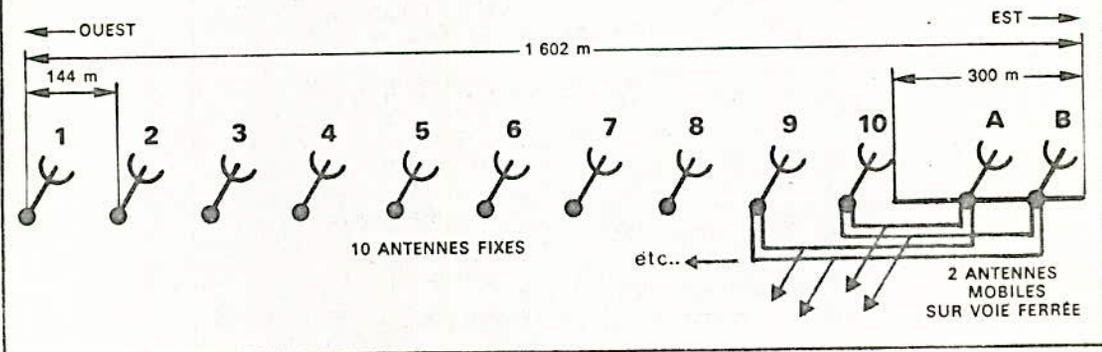
Un ordinateur contrôle le pointage des 12 antennes qui doivent rester dirigées vers la région à observer, et assure l'enregistrement des données des 20 interféromètres.

La technique utilisée est celle de la supersynthèse d'ouverture. Chaque observation dure 12 heures, au cours desquelles la radiosource observée tourne de  $180^\circ$  dans le ciel par rapport à l'instrument. Pour dresser la carte d'une radiosource, il faut faire plusieurs observations en variant la position des antennes mobiles. Au bout de deux observations, on dispose par exemple des résultats de 40 interféromètres, d'espacements respectifs 36, 72, 108, 144..., 1584 m ; après un long calcul (il s'agit d'une transformation de Fourier) sur un puissant ordinateur, on



obtient une carte aussi précise que si elle avait été dressée avec un radiotélescope de 1584 m de diamètre !

Le radiointerféromètre de Westerbork peut travailler à 50 cm, 21 cm ou 6 cm de longueur d'onde. A 21 cm, par exemple, il dresse, en quatre demi-journées d'observation, une carte d'une région de plus de  $\frac{1}{2}$  degré de dimension, avec un pouvoir séparateur de 24 secondes d'arc. Il est particulièrement bien adapté à la cartographie radio des grandes galaxies.



## LE RADIODÉTELESCOPE DE 100 m D'EFFELSBURG

Le radiotélescope d'Effelsberg (près de Bonn) est, avec son paraboloïde de 100 m de diamètre, le plus gros radiotélescope à antenne unique orientable dans toutes les directions. Il a été achevé en 1972.

Comme le radiotélescope de 75 m de Jodrell-Bank, son célèbre précurseur, il possède une monture azimutale, c'est-à-dire qu'il peut tourner autour d'un axe vertical, en roulant sur des galets, et autour d'un axe horizontal. Cet instrument a été conçu pour fonctionner sur ondes centimétriques. Son réflecteur parabolique est constitué en sa partie centrale, de 85 m de diamètre, de plaques métalliques pleines; la partie extérieure est en grillage. La partie centrale pleine peut être utilisée pour des longueurs d'onde aussi courtes que 1 cm. La grosse difficulté de réalisation de ce genre d'instrument est d'éviter les déformations par flexion du réflecteur lorsqu'on l'incline. Dans ce cas particulier, le problème a été astucieusement tourné: le réflecteur se déforme, mais sa structure a été conçue de telle sorte que sa surface reste un paraboloïde dont le foyer est légèrement décalé. Il suffit alors de déplacer les instruments placés au foyer pour corriger les effets de la déformation; l'ordinateur commandant les mouvements du radiotélescope se charge de ces corrections.

La précision du pointage est de 7 secondes d'arc, ce qui est remarquable si l'on imagine que l'instrument représente une masse mobile de 3 200 tonnes. Les récepteurs radio sont installés, soit au foyer primaire du récepteur parabolique, soit à un foyer secondaire situé dans le creux du réflecteur, appelé foyer de Grégory. Dans ce dernier cas, un réflecteur secondaire concave renvoie les ondes radio vers le foyer de Grégory.

Équipé de bons récepteurs spectraux décimétriques et centimétriques, le radiotélescope d'Effelsberg est bien armé pour — entre autres — l'étude des raies moléculaires des nuages galactiques.

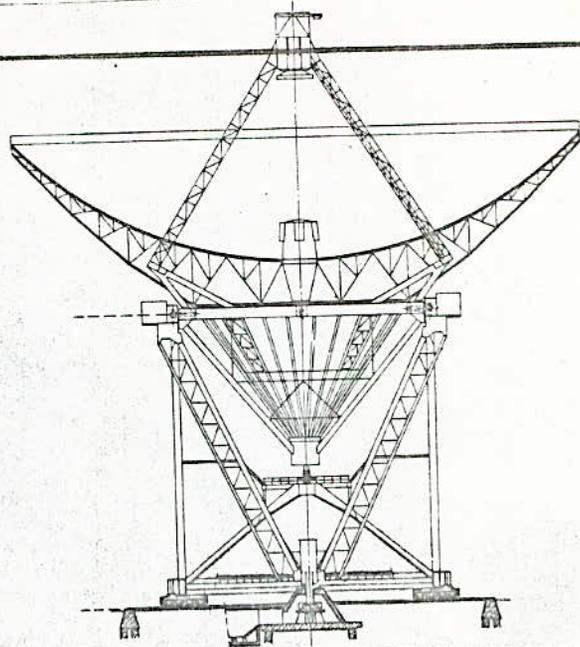


fig 1

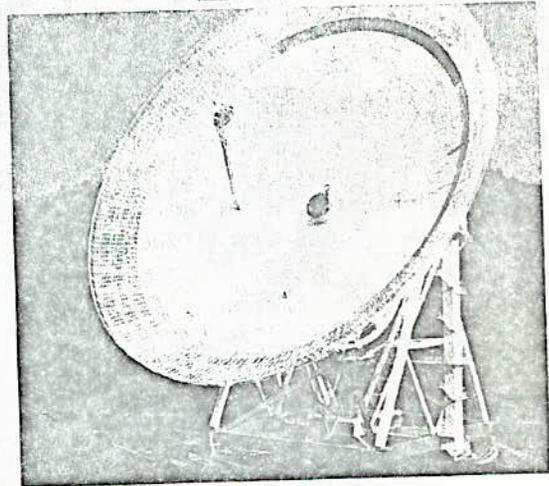
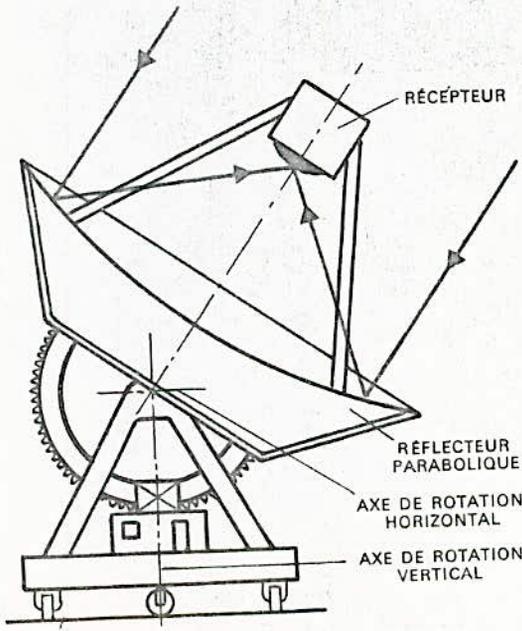


fig 2



Radiotélescope sur monture azimutale

CHAPITRE 2  
LES MECANISMES D'EMISSION

INTRODUCTION

Dès que l'existence des ondes radioélectriques célestes fut démontrée on découvrit un autre aspect du ciel que celui qu'on avait l'habitude de connaître.

Tout d'abord, il est à noter que les causes de l'émission radioélectrique du ciel sont fondamentalement différentes de celles du rayonnement optique. Le spectre des radiosources est presque toujours continu, alors que les spectres optiques comportent toujours de très nombreuses raies d'émission ou d'absorption.

Dans la plupart des cas où l'on a identifié une source de rayonnement **herzien** à un astre optique on constate que son spectre radioélectrique ne prolonge pas le spectre lumineux. On prévoit que dans un grand nombre de fois, le mécanisme d'émission des ondes radioélectrique (O.RE) n'est pas un simple phénomène thermique et exige que les régions émissives soient soumises à des conditions très particulières et très difficiles à reproduire en laboratoire. Dans de telles conditions, il n'est pas étonnant que l'origine et la connaissance d'un tel rayonnement soit encore parfois si obscure. Plusieurs mécanismes d'émission sont possibles dont nous étudierons les principaux. Il est à noter qu'on touchera au passage bien des points obscurs ou encore inexplorés.

Citons les principaux phénomènes d'émission

- 1° L'émission de la raie de l'hydrogène neutre sur 21 cm de longueur d'onde, qui est jusqu'à présent la seule raie qu'on ait pu détecter dans le spectre radioélectrique. Son importance est très grande surtout en ce qui concerne l'étude de la galaxie.
- 2° L'émission thermique des corps solides
- 3° L'émission thermique des gaz ionisés
- 4° Les oscillations des gaz ionisés
- 5° L'émission gyromagnétique des électrons
- 6° L'émission par des électrons de très haute énergie qui tournent dans un champ magnétique (effet synchrotrons)
- 7° Le rayonnement CERENKOV.

Avant d'étudier les différents cas, effectuons un rappel indispensable.

### 1) Notions concernant les lois générales de l'émission et de l'absorption

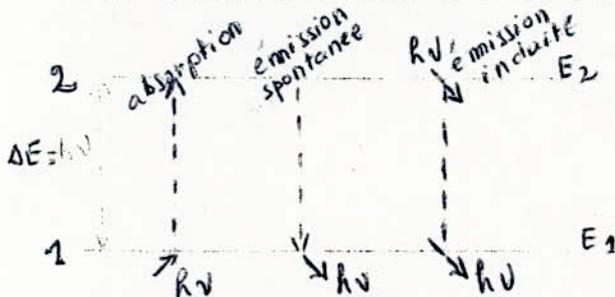
Ces lois sont valables quel que soit le mécanisme physique qui est à l'origine de cette émission ou cette absorption, toute OEM de fréquence  $\nu$  est constituée de grains élémentaires appelés photons, dont l'énergie  $w$  est liée à  $\nu$  par  $w = h\nu$

L'émission d'un photon s'accompagne de la perte de l'énergie  $W$  par le système créateur. Inversement un système qui absorbe un photon voit son énergie augmenter de  $h\nu$ . On appelle ces transferts d'énergie : transition. Les transitions et les phénomènes d'émission d'OEM correspondent d'autre part aux sauts des  $\bar{e}$  entre différentes orbites. On dit que les raies qui en découlent sont discrètes dans le cas où l'énergie est quantifiée.

Les transitions se produisent aussi dans d'autres cas : entre niveaux d'énergie quelconque.

Dans le domaine optique c'est le cas de l'ionisation où l' $\bar{e}$  arraché s'en va avec une vitesse  $v$  quelconque. On constatera par la suite qu'il en est presque toujours ainsi en ce qui concerne les émissions et les absorptions RE qui donnent alors lieu à un spectre continu où ne se manifeste aucune fréquence privilégiée donc aucun saut d'énergie privilégié.

Cependant, les lois que nous établirons se feront dans le cas où l'on considère 2 états bien distincts.



- 1° Phénomène d'absorption : correspond au passage de l'état  $E_1$  à  $E_2$  par absorption de  $\Delta E = E_2 - E_1 = h\nu$
- 2° Phénomène d'émission spontanée : un atome ou un système dans l'état  $E_2$  peut émettre spontanément 1 photon d'énergie  $h\nu$  et retomber à l'état  $E_1$ .
- 3° Phénomène d'émission induite : il se produit quand le système

d'énergie  $E_2$  est mis en présence d'un photon dont la fréquence est égale à celle qui correspond à la transition. Sous l'impulsion du photon le système retombe à l'état  $E_1$  en émettant un nouveau photon.

EINSTEIN a établi les relations qui lient les probabilités respectives qu'ont ces trois processus de se reproduire.

- Soit  $A_{21}$  la probabilité que possède un système  $E_2$  de retomber à l'état  $E_1$  spontanément en moins d'une seconde.  $A_{21}$  ne dépend que du système et de la transition envisagée:

- L'émission induite dépendra du nombre de photons  $h\nu$  que contient le milieu qu'on exprime par la densité énergétique à  $\nu$  soit  $\rho_\nu$  (c'est l'énergie EM contenue par unité de volume sous forme de photons). La probabilité pour qu'un système  $E_2$  passe à  $E_1$  par émission induite en moins d'une seconde est  $= B_{21} \rho_\nu$  où  $B_{21}$  est une constante qui dépend du système étudiée.

- quand à l'absorption elle est de caractère analogue à l'émission induite puisque sa probabilité dépend aussi de  $\rho_\nu$ . Elle sera égale à  $B_{12} \rho_\nu$

A partir de la loi du rayonnement de PLANCK  $B(\nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{[e^{h\nu/kT} - 1]}$  on établit les relations suivantes :

$$B_{12} = B_{21} \quad (\text{quand } \rho_\nu \text{ est le même}) \quad (1)$$

$$A_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^2} B_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^2} B_{12} \quad (2)$$

à partir de (2) on peut déduire que pour le cas du rayonnement optique comme  $\frac{8\pi h\nu^3}{c^2}$  est grand  $A_{21} > B_{21} = B_{12}$

donc l'émission spontanée est la plus prépondérante. Dans le cas d'ondes radioélectriques comme  $\frac{8\pi h\nu^3}{c^2}$  est faible l'émission spontanée sera faible à condition que  $\rho_\nu$  soit suffisante. Or, comme dans le cas de l'espace interstellaire  $\rho_\nu$  est très petit, on aura quand même prépondérance de l'émission spontanée. C'est ce qui expliquera que la raie 21cm d' $H_2$  qui fait partie du domaine des ondes radio puisse se produire en émission.

- Pour calculer maintenant complètement l'absorption et l'émission d'un milieu à la fréquence  $\nu$ , il faut connaître  $N_1$  le nombre de systèmes d'énergie  $E_1$  par unité de volume et de même  $N_2$ .

On donne alors l'expression de l'énergie émise chaque seconde dans l'unité de volume :

Emission spontanée :  $W_s = N_2 A_{21} h\nu$

Emission induite :  $W_i = N_2 B_{21} \rho_\nu h\nu$

Absorption :  $W_a = -N_1 B_{12} \rho_\nu h\nu$

au total la puissance émise par unité de volume

$W = h\nu [ N_2 A_{21} - (N_1 - N_2) B_{21} \rho_\nu ]$

(1) exprime l'émission spontanée

(2) combine émission induite et absorption.

Si  $N_1 > N_2 \Rightarrow$  absorption de (2); il n'y aura d'émission que si  $\rho_\nu$  est suffisamment faible.

- à l'équilibre thermodynamique :  $\frac{N_2}{N_1} = e^{-(E_2 - E_1)/kT_0}$  ( $N_2 < N_1$ )

sans équilibre :  $\frac{N_2}{N_1} = e^{-(E_2 - E_1)/kT_e}$

$T_0$  : température absolue du milieu

$T_e$  température d'excitation ( mathématique )

L'émission est non thermique si  $T_e$  différent de  $T_0$

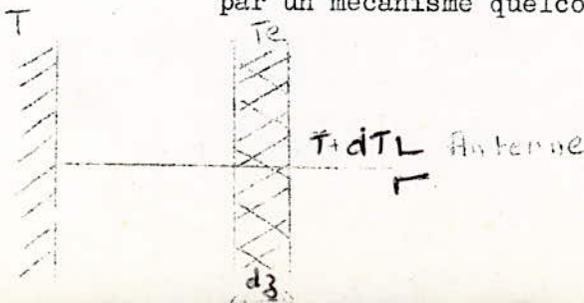
Si artificiellement  $N_2 > N_1 \Rightarrow$  émission induite  $>$  absorption ;

au lieu d'absorber les OEM qui lui parviennent un tel milieu les amplifie : c'est ce principe qu'on utilise pour réaliser les Masers MASER : c'est un amplificateur. Il permet d'amplifier une fréquence donnée ( celle correspondant à  $\nu$  des photons ) avec un très faible bruit ; d'où son utilité dans les récepteurs en radioastronomie. Néanmoins son prix cher et sa réalisation difficile retardent son application.

2° TRANSFERT DE RAYONNEMENT DANS UN GAZ

1)- Gas d'une mince couche de gaz.

Etudions le cas où on observera sur une fréquence  $\nu$ , une région d'émission radioélectrique à travers un gaz lui-même susceptible d'émettre et d'absorber des photons de cette fréquence par un mécanisme quelconque .



.../...

Il nous sera dans cette étude plus commode de raisonner sur les températures de brillance.

Te : Température d'excitation du gaz -

supposons que nous observions une région émissive de température de brillance T à travers une mince couche de gaz d'épaisseur dz - Le tout paraîtra à la température de brillance T + DT ou dT due à l'influence du gaz pouvant être positif ou négatif :

on montre alors que l'équation de transfert est :

$$dT = \left[ \frac{c^2}{8\pi\nu^2} A_{21} N_2 h\nu - \frac{c^2}{8\pi\nu^2} A_{21} (N_1 - N_2) h\nu T \right] dz$$

Afin de simplifier cette expression introduisons Te :

on sait que  $\frac{N_2}{N_1} = e^{-h\nu/RT_e}$ , Or  $\frac{h\nu}{RT_e}$  est toujours très petit

$$\Rightarrow \frac{N_2}{N_1} = 1 - \frac{h\nu}{RT_e} \Rightarrow N_1 - N_2 = N_1 \frac{h\nu}{RT_e}$$

L'équation de transfert devient :  $\frac{dT}{dz} = \frac{c^2 A_{21} N_1}{8\pi\nu^2} \frac{h\nu}{R} \left(1 - \frac{T}{T_e}\right)$

- on appelle coefficient d'absorption :

$$K(\nu) = \frac{c^2 A_{21} N_1}{8\pi\nu^2} \frac{h\nu}{RT_e}$$

l'équation de transfert devient :  $\frac{dT}{dz} = K(\nu) (T_e - T)$

de cette équation découlent des propriétés fondamentales en Radioastronomie.

- a) Si on observe une région de température de brillance T à travers une mince couche de gaz dont la température d'excitation est plus grande que T, l'émission radioélectrique de la région lointaine est augmentée par celle du gaz, on dit que le gaz apparaît en émission.

- b) Dans le cas contraire  $T_e < T$  alors la région éloignée paraîtra moins brillante : le gaz apparaît en absorption.

- c) Si  $T_e = T$  le gaz apparaîtra comme neutre, tout ce passe comme s'il n'existait pas.

- ainsi l'on constate que les propriétés que possède une masse gazeuse de diminuer ou de renforcer le rayonnement d'une région émissive ne dépend que de la différence de température qui existe entre la température de brillance de cette région T et la température d'excitation du gaz Te -

2) Etudions maintenant le cas où l'on a affaire à un nuage de gaz épais. On introduit à cet effet l'épaisseur optique du milieu  $d\tau$

$$d\tau = K(\nu) dz$$

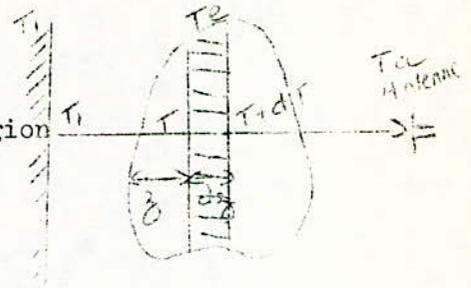
L'équation de transfert devient  $dT = (T_e - T) d\tau$ , si l'on suppose que Te

est constante dans le gaz , on peut alors intégrer cette équation différentielle. On obtient :  $T_a = T_1 e^{-\tau} + T_e (1 - e^{-\tau})$  (1)

$T_a$  : température effective observée ou température d'antenne

$T_1$  : température de brillance de la région émissive

$T_e$  : température d'excitation du gaz de profondeur optique  $\tau$



$\tau = \int dz$   
épaisseur

$\tau$  : la profondeur optique apparait comme la somme de toutes les épaisseurs optique des différentes tranches du gaz.

D'après (1) on voit que si  $\tau$  est moyennement grand , le gaz émettra ou absorbera très fortement le rayonnement.

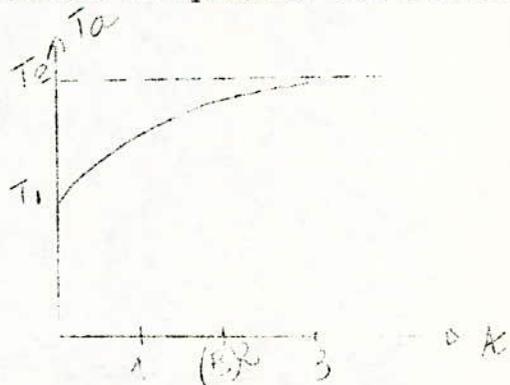
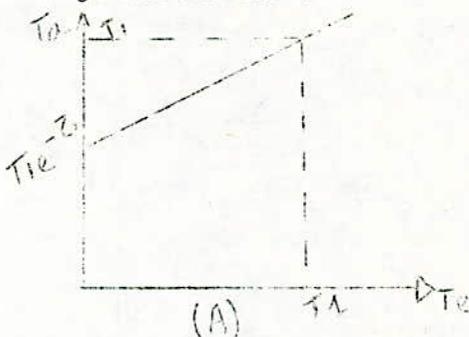
Par contre si  $\tau$  est très grand (1) nous donne  $T_e = T_a$  .

On voit donc que la région émissive est complètement masquée par la tranche de gaz trop profonde qui apparait comme opaque.

Si enfin  $\tau$  est faible ce qui est couramment le cas en Radio-astronomie, on aura tout simplement :

$$T_a = T_1 (1 - \tau) + T_e \tau$$

Les courbes que nous donnons permettent d'expliciter des résultats déjà mentionnés :



- La courbe (A) montre la variation de la température  $T_a$  avec la température d'excitation des couches interposées -

On voit que  $T_a$  est plus grand ou plus petit que  $T_1$  selon que  $T_e$  est elle même plus grande ou plus petite que  $T_1$ .

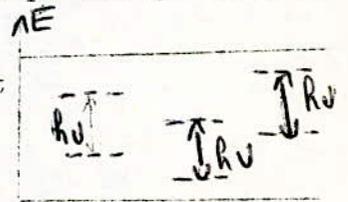
- La courbe (B) montre la variation de  $T_a$  avec la profondeur des couches interposées ( dans le cas où le gaz parait en émission)

- Remarque :

Validité des résultats établis : nous nous sommes volontairement placés dans le cas où l'absorption ou l'émission d'une onde à la fréquence  $\nu$  correspondant à une seule transition possible pour le système étudié, et ceci dans le but de faciliter les calculs. En réalité, l'énergie du système peut prendre n'importe quelle valeur (ce qui est fréquent en radioastronomie). Il se peut qu'une même fréquence corresponde à des transitions entre toutes sortes de paires de niveau d'énergie, pourvu uniquement que le saut d'énergie soit toujours égal à  $h\nu$

Dans ce cas, l'expression donnée de  $K(\nu)$  n'est plus valable, il n'en reste pas moins que les propriétés générales de l'absorption

et de l'émission dans un gaz sont encore entièrement exactes, la forme de l'équation de transfert restant inchangée.



### 3° Etude de la raie 21 cm d'hydrogène

1) Le rayonnement qu'étudie la radioastronomie ne comporte actuellement qu'une seule longueur d'ondes privilégiée : la raie 21 cm émise par l'hydrogène à l'état neutre. L'hydrogène neutre interstellaire n'est devenu un objet d'étude que depuis la découverte de la raie 21 cm. Les mesures de position et d'intensité de cette raie sont d'une importance fondamentale. Elles seules nous renseignent sur la vitesse de déplacement et la densité des masses d'hydrogène qui l'émettent. Si l'hydrogène interstellaire observé s'éloigne de la terre, la position de la raie émise ou absorbée est déplacée vers les grandes longueurs d'ondes, la fréquence est abaissée : c'est l'effet DOPPLER. Si l'hydrogène se rapproche, la fréquence de la raie est supérieure à sa valeur pour le gaz au repos. Le problème est de tracer le profil de la raie c'est à dire l'intensité du rayonnement en fonction de la fréquence. On utilise des techniques particulières pour les observations de la raie d'hydrogène 21 cm sur une étroite bande de fréquence. Il existe à cet effet, deux méthodes.

- Dans l'une on explore le profil en faisant varier la fréquence d'accord du récepteur.

- Dans l'autre on met en oeuvre simultanément un grand nombre d'amplificateurs dont les fréquences d'accord sont judicieusement réparties dans le spectre.

.. ./...

## 2) Origine de la raie 21 cm

Le phénomène d'émission le plus simple auquel nous ayons affaire en radioastronomie est la raie 21 cm de l'hydrogène interstellaire. En effet, cette raie correspond à une transition entre deux niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène. Elle est absolument comparable à une raie optique si ce n'est que sa longueur d'onde est beaucoup plus grande. Elle fut découverte pratiquement en 1951. Elle provient de l'hydrogène interstellaire. Celui-ci très raréfié et très froid existe à l'état d'atome isolé et non de molécules. Comme il n'y a aucune cause d'excitation optique dans les régions éloignées de toute étoile, tous les atomes d'hydrogène se trouvent dans leur état fondamental, l'unique électron gravitant autour du noyau sur l'orbite la plus rapprochée de celui-ci. Il ne peut y avoir aucune émission de lumière car aucun atome ne se trouve dans un état d'énergie plus élevé. Mais le niveau fondamental est lui même décomposé en deux sous niveaux, d'énergie très légèrement différente, qui correspondent aux deux orientations possibles du spin de l'électron et du noyau : l'énergie de l'atome est un peu plus grande lorsque les spins sont parallèles et de même sens que lorsqu'ils sont de sens opposés. Une transition est possible entre ces deux sous niveaux. Le saut d'énergie correspond à l'absorption ou à l'émission d'un photon dont la fréquence est 1420 Mc/s ce qui correspond à  $\lambda \approx 21,1 \text{ cm}$ . La probabilité d'émission spontanée est assez faible puisqu'il n'y a changement d'état en moyenne pour un atome tous les 11 millions d'années en l'absence d'émission induite.

## 4° le rayonnement thermique par des solides.

1) Tout corps chaud émet un rayonnement thermique, il augmente avec la température. La variation de sa couleur montre que les longueurs d'ondes émises avec le plus d'intensité sont les ondes courtes quand T augmente. Le rayonnement électromagnétique correspondant est à l'infra rouge si T est faible, quand T est grand il sera ultra violet, et quelque soit T il y aura toujours un rayonnement radioélectrique. Le rayonnement thermique possède un spectre continu. Il comprend des composantes à toutes les fréquences mais à des intensités différentes.

## 2) Origine du rayonnement thermique

Le rayonnement électromagnétique des corps chauffés est une propriété fondamentale de la matière. La température n'est que l'aspect extérieur de l'agitation des corpuscules microscopiques qui constituent la matière. Plus la température augmente et plus l'agitation augmente.

Pour comprendre correctement le processus, on introduit la notion de quantité d'énergie minimale ou quantum d'énergie (théorie de PLANCK). On admet que les électrons ne peuvent rayonner de l'énergie que par bonds ou quantas de valeurs  $h\nu$  ( $\nu$  fréquence rayonnée). Quand  $\nu$  est petit (en radio) les bonds sont petits et tout se passe comme si l'énergie était rayonnée de façon continue.

Le rayonnement thermique sur fréquence radio est difficilement observable dans la nature. On ne connaît comme rayonnement purement thermique que celui de la lune et de certaines planètes.

## 5° L'Emission thermique des ondes radioélectriques par des gaz ionisés

A l'exception de l'émission de l'hydrogène neutre et de l'émission thermique des corps solides, l'émission d'ondes hertziennes provient toujours des électrons libres. Comme un électron détaché de l'atome ne possède pas de niveau d'énergie bien défini, les sauts qu'il est susceptible d'effectuer en absorbant ou en émettant des photons peuvent être quelconques, et l'on aura affaire à un spectre continu. En effet, le spectre des radiosources et des régions d'émission étendue de la voie lactée est continu / il n'est entrecoupé que par la seule raie 21 cm dont l'origine est toute différente. On peut d'autre part, signaler que l'énergie des photons des ORE est très faible devant celle des photons X, ultra violets ou visibles. Dans ce cas, pour le calcul de l'énergie rayonnée ou absorbée par un électron on peut obtenir de bons résultats en utilisant les procédés classiques (en théorie classique on montre que l'émission d'énergie électromagnétique par un électron libre est liée aux accélérations qu'il subit).

La puissance totale rayonnée sur toutes les fréquences par un électron qui subit une accélération  $\gamma$  est  $S = \frac{e^2 \gamma^2}{6\pi \epsilon_0 c^3}$

$\epsilon_0$ : constante diélectrique du vide

On considère que la vitesse de l'électron est faible devant celle de

la lumière .

En ce qui concerne l'ionisation des gaz, elle peut se produire au cours des chocs entre atomes sous l'effet d'une température très élevée, ou sous l'action d'un rayonnement ultra violet ou X. D'où l'explication de l'atmosphère très ionisée du soleil (de par la forte température qui y règne) ou de celle des immenses nuages de gaz interstellaires qui entourent les étoiles (grâce au rayonnement ultraviolet de celles ci) et donc du rayonnement radioélectrique qu'on en reçoit.

L'étude de ces milieux montre qu'ils sont presque exclusivement composés d'hydrogène et que leur ionisation est presque totale. On peut donc les concevoir comme des gaz constitués d'un nombre égal d'électrons libres et de noyaux d'hydrogène, c'est à dire des photons chargés positivement dont la masse est beaucoup plus grande que celle de l'électron.

Les mécanismes de leur émission quoique encore mal connus paraissent appartenir à plusieurs types, le plus simple se produisant dans un gaz ionisé non perturbé. Les électrons libres de ce gaz sont en perpétuel mouvement d'agitation thermique au milieu des protons qui sont pratiquement immobiles car de masses relativement très grande. Soit un électron animé d'une vitesse  $v$  qui se rapproche d'un proton. A chaque instant, la force qui s'exerce sur l'électron est la force d'attraction électrostatique qui est égale à  $= \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ . Sous l'effet de cette force, l'électron subit une accélération égale au rapport de la force sur la masse  $= \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m r}$  il décrit une trajectoire en forme de branche d'hyperbole dont le proton occupe un des foyers.

L'électron rayonne à chaque instant la puissance  $S = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \gamma^2$  et l'énergie rayonnée au total sur toutes les fréquences sera :

$$W = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \int_{-3}^{+3} \gamma^2 dt$$

on peut évaluer  $W$  à partir de la vitesse initiale de l'électron  $V_0$ .

Puis on calculera l'émission d'un volume assez grand de gaz ionisé.

Ce volume renferme un grand nombre d'électron dont les vitesses seront distribuées selon la loi statistique de MAXWELL-BOLTZMAN.

Cette loi nous permet de définir une température électronique  $T_e$  de la même façon qu'on définit la température absolue d'un gaz classique. On se sert à cet effet de la relation

$$\overline{v^2} = \frac{3kT_e}{m}$$

où  $\bar{v}^2$  s'identifie à la moyenne des carrés des vitesses des électrons.

La température électronique s'identifie à la température d'excitation décrite dans les paragraphes précédents, car les électrons du gaz sont en équilibres thermodynamiques (on dit qu'il y a équilibre quand la distribution des vitesses des particules est celle de MAXWELL BOLTZMAN) le processus de rayonnement est donc thermique et  $T_e$  est indépendante de la fréquence d'émission.

Donnons la valeur du coefficient d'absorption

$$K(\nu) = 0,133 \cdot 10^{-12} T_e^{-3/2} \nu^{-2} N_e^2$$

$N_e$  : nbre d'électrons libres/m<sup>3</sup>.

Dans les milieux interstellaires, ionisés  $N_e$  est très faible donc le coefficient d'absorption le sera aussi. Dans ces conditions on montre que la température de brillance d'un nuage d'hydrogène ionisé d'épaisseur  $Z$  vaut  $T_b = K(\nu) Z T_e$ , et varie donc en raison inverse du carré de la fréquence d'observation. Cette propriété caractéristique de l'émission thermique dans l'espace interstellaire permet de la distinguer des autres types d'émission. Enfin il serait intéressant de noter que les phénomènes physiques très complexes relatifs à ces milieux et quoique souvent obscurs jusqu'à nos jours sont d'une grande importance pratique et théorique, car en relation directe avec les problèmes que pose la réalisation de la fusion nucléaire contrôlée, qui a lieu obligatoirement dans un gaz ionisé.

#### 6° Les oscillations de Plasma

L'émission thermique dû aux gaz ionisés que nous avons décrite dans le paragraphe précédent correspondait au cas où les électrons étaient en équilibre c'est à dire obéissaient à la loi de MAXWELL BOLTZMAN. Mais si pour une raison quelconque une perturbation détruit cet équilibre on observe alors des phénomènes très variés qui s'accompagnent pendant la durée de perturbation d'une émission radioélectrique. Un écart à l'équilibre n'a aucune raison de se produire dans l'espace interstellaire, mais est tout à fait possible dans l'atmosphère solaire. La plus grande partie des intenses sursauts qui sont la manifestation la plus remarquable de l'activité solaire parfois est nécessairement d'origine non thermique puisqu'on observe parfois des température de brillance de  $10^{10}$  ou  $10^{11}$  degré absolu. Alors que la température électronique dépasse rarement

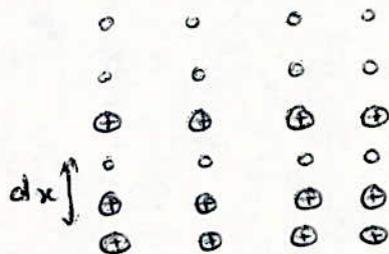
$10^7$ ° K dans la couronne. L'explication de ce phénomène est encore assez peu claire.

On sait qu'un gaz ionisé est capable d'osciller de diverses manières. On s'attachera à décrire le type d'oscillation le plus simple, relativement bien connu et nommé oscillation de plasma. Il s'agit d'oscillations d'ensemble de charges électriques qui ont pour origine un écart local à la neutralité.

On va effectuer un calcul approximatif de leur fréquence d'oscillation : supposons que dans un milieu ionisé limité par deux surfaces planes, on déplace en bloc tous les électrons, par rapport aux ions supposés immobiles de la quantité  $dx$ . Il se développe alors à la surface du milieu 2 régions, l'une chargée positivement, et l'autre négativement.

Les électrons se trouvent soumis à une force de rappel que l'on calculerait aisément en remarquant qu'elle est analogue à celle que subit une particule chargée placée entre les plateaux d'un condensateur.

$$F = - \frac{Ne e^2 dx}{\epsilon_0}$$



$N_e$  densité électronique.

Les électrons tendront à rentrer dans la zone neutre, dépasseront leur position d'équilibre, et exécuteront donc des oscillations sinusoïdales de fréquence  $\nu_0 = \frac{e}{2\pi} \sqrt{\frac{Ne}{\epsilon_0 m}}$

Cette fréquence est dite fréquence de plasma

Ce résultat est valable tant que l'agitation thermique n'est pas trop grande et que les oscillations restent de faible amplitude.

L'émission d'ondes radioélectriques par un plasma oscillant ne se fera que si ce plasma est plongé dans un champ magnétique, ou s'il est animé de mouvements turbulents, ou s'il comporte des inhomogénéités. Alors l'émission se fera dans un domaine très limité de fréquences centrées sur  $\nu_0$  fréquence de plasma.

En ce qui concerne le mode d'oscillations de plasma deux hypothèses plausibles ont été avancées.

La première de SHKLOVSKY qui stipule que des oscillations peuvent se produire au passage de particules chargées dans le milieu ionisé. La deuxième de HARTYN qui suggère que des oscillations puissantes peuvent avoir lieu sous l'effet de l'arrivée d'une perturbation supersonique (les plasmas sont capables de véhiculer des ondes semblables aux ondes acoustiques)

Il se peut que les ondes électromagnétiques qui en découlent aient une forte polarisation circulaire d'où leur naissance dans une région où règne un champ magnétique.

7° L'émission gyromagnétique :

Un autre titre d'émission non thermique peut se produire dans l'atmosphère solaire quand les électrons rapides pénètrent dans une zone où existe un champ magnétique.

On sait que des électrons animés d'une vitesse initiale perpendiculaire au champ magnétique B décrivent des trajectoires circulaires axées sur le champ magnétique. Leur fréquence de rotation est alors donné par  $\nu_H = \frac{eB}{2\pi m_0}$  (indépendant de leur vitesse tant qu'elle reste petite).

A chaque instant l'électron est soumis à une accélération centrale  $\delta N = \frac{eBv}{m_0}$  et rayonne sous forme d'onde radioélectrique une puissance proportionnelle à  $\gamma_N^2$ . Cette émission a lieu seulement sur  $\nu_H$ .

Mais là un problème fondamental se pose : c'est que le rayonnement n'arrive pas à sortir du milieu où il a pris naissance car les conditions de propagation en présence du champ magnétique sont telles que l'on ne peut espérer recevoir le rayonnement gyromagnétique des électrons du milieu ionisé. Cependant, TWISS et ROBERTS ont pu montrer qu'une partie du rayonnement gyromagnétique créé par des électrons beaucoup plus rapides que des électrons ordinaires du plasma peut sortir de celui-ci.

Il faudrait par exemple que des électrons à grande vitesse créés dans une région active du soleil parviennent dans une zone où règne un champ magnétique. Une partie du rayonnement en découlant pourrait être libérée et perçue par nos radiotélescopes.

La fréquence de rotation des électrons sera alors :  $\nu = \frac{eB_0}{2\pi m_0} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$   
 l'émission se fera aux fréquences  $k\nu$ ,  $k=1, 2, \dots, \infty$

L'ORE possèdera toujours une forte polarisation circulaire ou elliptique.

8° Rayonnement synchrotron

Ce rayonnement est provoqué par des électrons animés d'une très grande vitesse (proche de celle de la lumière) et arrivant dans un champ

magnétique. L'existence de ces électrons n'est pas mise en doute puisqu'on sait que dans l'univers il existe des particules nucléaires (proton et noyaux divers) dont la vitesse est très grande, et qui ne sont autres que des rayons cosmiques primaires. Ces particules sont certainement accompagnées d'électrons mais dont la présence est beaucoup plus difficilement décelable.

Le principe de ce phénomène est analogue à celui de l'émission gyromagnétique. Mais il s'agit cette fois d'électrons de vitesse très proche de celle de la lumière, et les corrections de relativité s'imposent.

On sait que l'énergie totale d'une particule dont la masse au repos est  $m_0$  est liée à sa vitesse  $v$  par la relation d'EINSTEIN

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

un calcul relativiste nous donne l'accélération à laquelle est soumise l'électron et la puissance qu'il rayonne sous forme d'onde électromagnétique.

$$S = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_0^2 c^3} \left( \frac{E}{m_0 c^2} \right)^2 \left[ \frac{d}{dt} \left( \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right)^2 - \frac{1}{c^2} \left( \frac{dE}{dt} \right)^2 \right]$$

SHWINGER en a déduit les propriétés du rayonnement d'un électron relativiste tournant dans un champs magnétique. Il correspond alors à toute une bande de fréquence pratiquement continue qui présente un maximum pour  $\nu_{max} = 1,6 \cdot 10^{-5} BE^2$  ( où B est exprimé en gauss, et E l'énergie de l'électron en eV. Dans la réalité il n'y a toujours un grand nombre d'électrons qui participent au rayonnement et leurs énergies, donc la fréquence maximum de leur émission sont assez variables.

Si l'on admet que la loi de répartition des énergies des électrons est semblable à celle des rayonnements cosmiques primaires ( le nombre de particules serait alors inversement proportionnel au carré de leur énergie) on constate que la température de brillance d'une région d'émission synchrotron croit plus vite avec la longueur d'onde que celle que donnerait l'émission thermique d'un milieu ionisé. Nous avons donc là un bon moyen de distinguer les deux.-

Pour terminer il ne serait pas superflu de signaler que le rayonnement synchrotron semble un mécanisme extrêmement important dans la nature. Non seulement certaines émissions solaires intenses ne peuvent guère être expliquées qu'ainsi , mais il semble bien que la plus grande partie du rayonnement radioélectrique de la galaxie provienne de l'émission d'électron relativistes tournant dans les faibles champs magnétiques qui régner dans l'espace interstellaire. De plus ce mécanisme semble intervenir dans un .../...

très grand nombre de radiosources.

Enfin, il est bon de signaler un point qui est resté jusqu'à nos jours un véritable mystère : l'origine de l'accélération des électrons aux énergies énormes que nous venons d'évoquer. Il doit exister dans l'univers de véritables accélérateurs de particules sur lesquelles on est réduit à des hypothèses assez hasardeuses. Il se peut aussi qu'il soit le produit de fortes réactions nucléaires.

#### 9°) LE RAYONNEMENT CERENKOV

Il s'agit de l'émission lumineuse que l'on observe lorsque des particules de très haute énergie pénètrent dans un milieu où la vitesse de la lumière est plus petite que leur vitesse propre ( la vitesse de la lumière dans un milieu dont l'indice de réfraction est égale à  $n$ , vaut  $\frac{C}{N}$  ).

Donc quand des particules de vitesses supérieures à  $\frac{C}{N}$  pénètrent

dans le milieu considéré, elles sont énergiquement freinées et leur perte d'énergie se traduit par une émission d'ondes électromagnétiques qui sont rayonnées dans un cône de petit angle axé sur la trajectoire de la particule. L'émission de lumière peut servir à détecter des particules de très haute énergie, et l'effet CERENKOV est très utilisé en physique nucléaire.

Rien ne s'oppose théoriquement à ce que l'effet CERENKOV puisse se produire à l'arrivée de particules très rapides dans un plasma particulièrement dense et qui <sup>vaît</sup> ~~est~~ émission directe ou indirecte d'onde radioélectriques. Mais nos connaissances encore incertaines ne permettent pas d'affirmer que le rayonnement CERENKOV est réellement un processus d'émission d'onde hertziennes dans l'univers.

#### CONCLUSION

Les différentes possibilités de rayonnement radioélectriques sont très variées. On peut distinguer les processus thermiques ( rayonnement du corps noir, émission d'un gaz ionisé en équilibre) de ceux non thermiques. Nous nous contenterons de résumer dans un tableau les caractéristiques essentielles de chacun d'eux.

.../...

**TABEAU VI-4**  
**RÉCAPITULATION DES DIFFÉRENTS MÉCANISMES D'ÉMISSION RADIOÉLECTRIQUE**  
 *$\nu$  est la fréquence,  $N_e$  la densité électronique, et  $B$  le champ magnétique*

Type de Rayonnement	Origine	Température d'excitation	Profondeur optique	Spectre	Polarisation
Raie 21 cm	Hydrogène neutre interstellaire	$\ll$ température absolue (100 à 130 °K)	faible	Raie fine déplacée ou élargie par effet Doppler	non polarisé
Emission du corps noir	Lune, planètes	= température absolue	$\infty$	Spectre continu	non polarisé
Emission thermique des gaz ionisés	Hydrogène ionisé interstellaire	= température électronique ( $10^4$ °K)	Faible	Spectre continu	non polarisé
	Couronne solaire	= température électronique ( $10^6$ - $10^7$ °K)	peut être très grande	Le coefficient d'absorption varie comme $\nu^{-2}$ et $N_e^2$	
Oscillations de plasma	Soleil	peut atteindre $10^{10}$ - $10^{11}$ °K	grande	Fondamental (fréquence varie comme $\sqrt{N_e}$ ) + harmoniques	généralement non polarisé
Emission gyromagnétique	Soleil	très élevée	?	Fondamental (fréquence varie comme $B$ ) + harmoniques	Polarisé circulairement
Emission synchrotron	Soleil	$> 10^{11}$ °K	grande	Bande spectrale très large	Polarisation initialement rectiligne, ou circulaire
	Radio-sources	toujours très élevée	grande	spectre continu	rectiligne dans certains cas.
	Espace interstellaire	très élevée	faible	Spectre continu ; la température de brillance varie comme $\nu^{-2.7}$	?
Rayonnement Čerenkov	??	très élevée	?	?	?

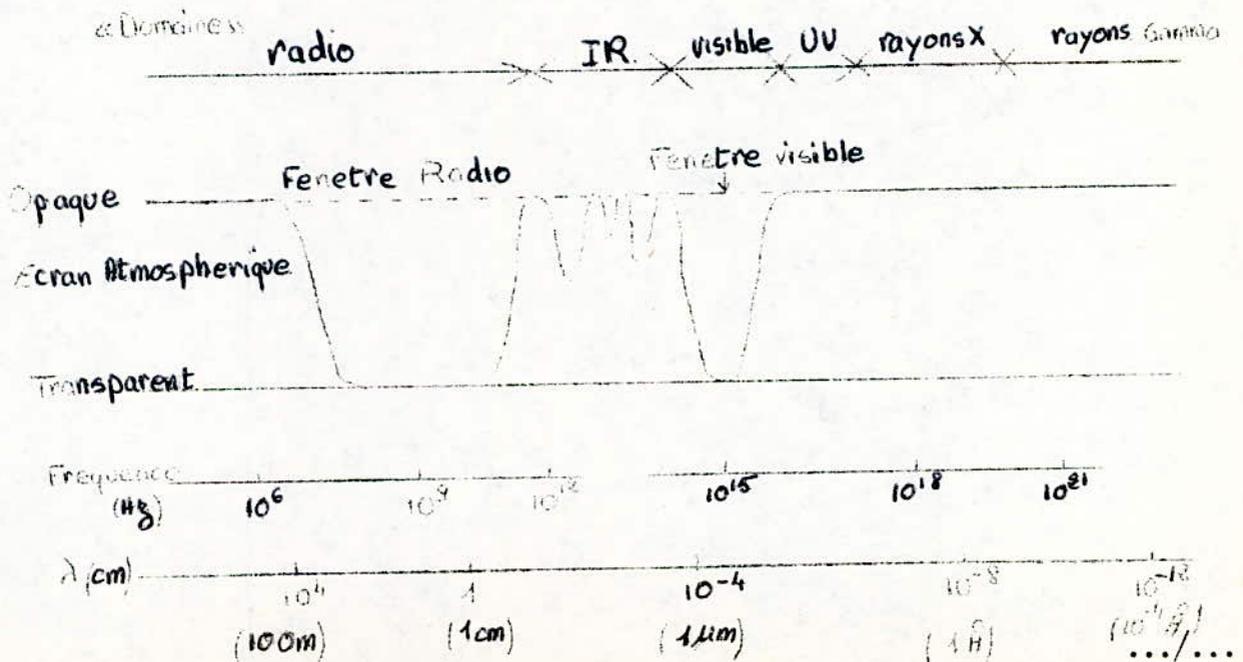
MÉCANISMES D'ÉMISSION DES ONDES

CHAPITRE 3

APPLICATION A L'ETUDE DES ETOILES

INTRODUCTION

Tout le rayonnement électromagnétique d'origine cosmique ne parvient pas sur la terre. L'atmosphère forme écran pour certaines radiations les ondes radio de longueur supérieure à 15 mètres environ sont arrêtées par l'ionosphère, une région ionisée de la haute atmosphère (c'est elle qui, en réfléchissant les ondes radio de grande longueur d'ondes permet les communications à longues distances). En dessous de 1 cm la vapeur d'eau présente dans l'atmosphère commence à absorber les ondes radio et ne les laisse plus passer à un 1mm de longueur d'onde. De 1mm à 0,8  $\mu$  (I.R) les molécules de l'air (eau et oxygène) sont opaques à tout rayonnement. De 0,8 à 0,3  $\mu$  s'étend la fenêtre de la lumière visible. Au dessous de 0,3  $\mu$  l'ozone de la haute atmosphère bloque les rayons U.V. Ni les rayons X, ni les rayons gammas, même les plus énergétiques ne peuvent passer la barrière atmosphérique.



## A/ DOMAINE RADIOELECTRIQUE DANS LE CAS DU SOLEIL.

L'atmosphère n'est pas seulement absorbante . On observe aussi une réfraction atmosphérique qui est due à la variation de la densité atmosphérique et de son indice de réfraction avec l'altitude.

Il s'agit d'une courbure des rayons vers les régions d'indice de réfraction croissantes. Comme la densité et l'indice de réfraction décroissent quand l'altitude augmente, les rayons sont toujours courbés vers le bas: on voit donc les étoiles plus hautes qu'elles ne le sont réellement.

Les observations faites à haute altitude à bord de fusée permirent de s'affranchir de l'atmosphère terrestre qui arrête les radiations ultra violette du soleil . On observera du même coup, l'existence d'un rayonnement X solaire.

Il est très intéressant de comparer entre eux, les différents domaines de longueur d'onde du rayonnement solaire. En lumière visible où le soleil émet la plus grande partie de son énergie, l'émission globale varie très peu au cours du temps : les variations du flux lumineux ne dépassent pas quelques centièmes.

Par contre, l'émission radioélectrique est essentiellement variable à un rayonnement peu intense, et relativement constant (composantes "calmes") se superposent des augmentations lentes du niveau et des sursauts rapides dont l'intensité peut atteindre plusieurs milliers de fois celle de la composante calme.

Sursauts et variations lentes sont des manifestations très remarquables de l'activité solaire. Celle ci se traduit également dans le domaine optique, mais d'une manière moins spectaculaire : on sait que la surface du soleil ( photosphère) présente des tâches sombres entourées de facules brillantes dont le nombre et les dimensions varient au cours du temps avec une période de 11 ans.

### 1° LE RAYONNEMENT RADIOELECTRIQUE DU SOLEIL CALME

L'aspect habituel du soleil est celui d'un disque brillant à bords parfaitement nets. Apparemment, il ne semble pas posséder d'atmosphère cependant, lors que le disque solaire est entièrement caché par la lune pendant une éclipse ou par un disque opaque (corronomètre de LYOT), on voit apparaitre une couronne lumineuse qui s'étend bien au-delà

du disque.

Sa brillance étant près d'un million de fois plus faible que celle de la photosphère qui est la surface apparente du soleil, ce qui passe inaperçu dans les conditions habituelles.

Une observation attentive du bord solaire révèle la présence d'une couche assez mince, plus brillante que la couronne mais moins que la photosphère :

c'est la chromosphère que l'on met en évidence dans les photographies

du soleil prises dans la lumière des raies H ou K du calcium ou dans la raie  $H_{\alpha}$  de l'hydrogène.

Si la température de la photosphère ne dépasse pas 5 000 ° absolus, la chromosphère et la couronne sont beaucoup plus chaudes. La couronne en particulier aurait une température de l'ordre du million de degrés (origine encore mal connue)

Quoiqu'il en soit, l'hydrogène qui est le principal constituant de l'atmosphère solaire est à peu près totalement ionisé dans la haute chromosphère et dans la couronne.

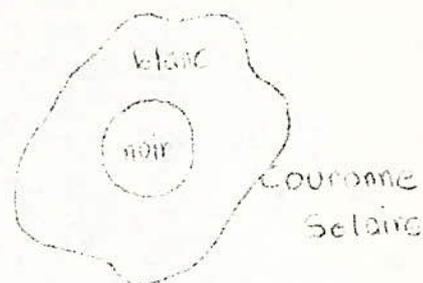
On peut s'attendre à ce que l'atmosphère du soleil produise une émission radioélectrique par le processus thermique que nous avons déjà étudié.

C'est bien ce que l'on observe, mais on remarque que les dimensions et la forme du soleil radioélectrique varient avec la fréquence d'observation.

Sur les ondes centimétriques qui correspondent à des fréquences supérieures à 3 000 MHz, l'astre paraît à peine plus grand que le soleil optique. Sur ondes métriques au contraire, ses dimensions sont beaucoup plus grandes et son aspect ressemble à celui de la haute couronne.

Ces observations amènent à penser que l'émission provient de couches de l'atmosphère solaire d'autant moins élevée au-dessus de la photosphère que la longueur d'onde est plus courte. On explique aisément cette constatation en étudiant comment se propagent les ondes radioélectriques dans le milieu ionisé qu'est l'atmosphère du soleil. Ce milieu possède pour les ondes hertziennes un indice de réfraction différent de l'unité, et les phénomènes de réfraction peut être très importants.

L'indice de réfraction  $n$  du milieu est donné par  $n = \sqrt{1 - v_e^2/v^2}$



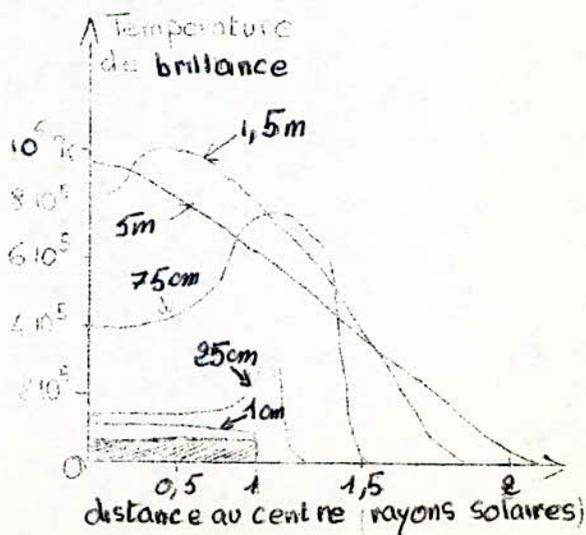
ou  $\nu$  est la fréquence de l'onde radioélectrique et  $\nu_c$  une certaine fréquence critique égale à

$$\nu_c = \sqrt{\frac{N_e e^2}{4\pi^2 \epsilon_0 m}}$$

- $N_e$  = nbre d'électron par unité de volume
- $e$  = leur charge
- $m$  = leur masse
- $\epsilon_0$  = constante diélectrique du vide.

Remarquons que  $n$  est inférieur à l'unité : cela signifie que les ondes radio se réfractent en sens inverse des ondes lumineuses, lorsqu'elles pénètrent dans un milieu plus dense. La propagation est impossible lorsque la quantité  $(1 - \frac{\nu_c^2}{\nu^2})$  devient négative, c'est à dire lorsque la fréquence de l'onde est inférieure à la fréquence critique du milieu. Ceci se produit lorsque la densité du gaz ionisé est trop grande. C'est la propriété qu'on utilise en radiocommunications pour les transmissions à grande distances. Par réflexion sur ionosphère pour les fréquences inférieures à 10 MHz. Il est de même pour les ondes herztienne provenant du ciel, d'où la fenêtre de transparence radio. Pour l'atmosphère solaire, en chaque point, des ondes radioélectriques de toutes les fréquences sont émises., mais pour chaque fréquence existe une couche critique que les ondes ne peuvent traverser. Aussi, avec les radiotélescopes, qui ne reçoivent qu'une bande étroite de fréquences nous ne détectons que le rayonnement des régions de l'atmosphère solaire qui sont situées plus haut que la couche critique correspondante. Celle ci est d'autant plus élevée au dessus de la photosphère que la fréquence d'observation est plus petite, car, comme la densité électronique décroît avec l'altitude, il est de même avec la fréquence critique qui varie dans le même sens.

La figure ci-contre montre quel est l'aspect du soleil sur plusieurs longueurs d'onde d'observation : on voit que ces variations sont considérables entre les ondes centimétriques et les ondes métriques. Le point essentiel de l'étude théorique du rayonnement du soleil calme et que la plus grande partie du rayonnement à une fréquence déterminée provient d'une couche assez mince de l'atmosphère solaire située immédiatement au dessus de la couche critique relative



à cette fréquence. Dans la pratique, ceci permet d'étudier à l'importe quelle couche de l'atmosphère du soleil, en observant son rayonnement radio à une fréquence judicieusement choisie.

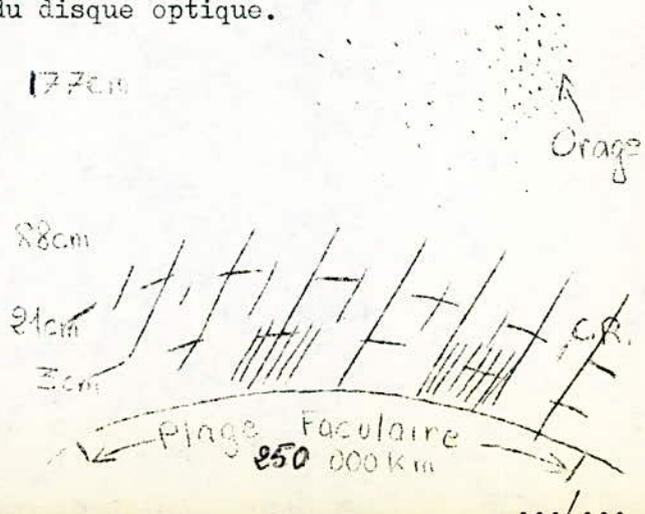
On remarque de plus l'aspect uniforme du soleil sur 1cm, bords brillants de 3cm à quelques Dm, assombrissement des bords sur ondes métriques. Alors que le disque visible est parfaitement circulaire, l'observation radio a montré que le soleil présentait une assymétrie surtout sur ondes métriques.

L'atmosphère s'étend très loin dans l'espace ( 2 à 3 rayons solaires ) et elle exerce une influence marquée sur les ondes radioélectriques qui la traversent ; ainsi la nébuleuse du Crabe ( radiosource intense ) apparaît fortement élargie lorsqu'elle se trouve derrière la haute couronne ( 20 rayons solaires ) cet élargissement s'accompagne d'une variation du flux qu'on reçoit.

2° La composante à variables lentes

Il est rare que le soleil radioélectrique soit parfaitement calme. Sur ondes centimétriques, et décimétriques, on observe presque constamment des régions brillantes localisées qui se superposent au rayonnement constant de la composante calme, dont elle gêne beaucoup la mesure. Un examen de leur emplacement sur le disque solaire montre qu'elles coïncident toujours avec les régions actives de la surface du soleil: plages faculaires et tâches. Il est intéressant d'étudier plus à fond <sup>les relations</sup> entre les tâches, les plages faculaires et les points d'émission herztienne que l'on appelle : condensation radioélectrique. Celles-ci sont situées dans la basse couronne au-dessus des plages faculaires. On peut d'ailleurs observer directement leur altitude en remarquant que, sur 21 cm par exemple, les condensations radioélectriques qui correspondent à des tâches situées sur le bord du soleil apparaissent en dehors du disque optique.

Sur les longueurs d'ondes les plus courtes (3cm par ex.) les phénomènes se compliquent. En plus des condensations radioélectriques, on observe pendant les périodes de fortes activités solaires, des régions brillantes dont le diamètre très petit est comparable à celui des tâches.



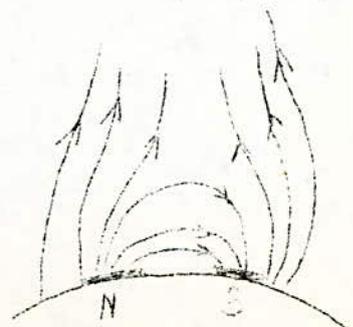
Du côté des grandes longueurs d'ondes, la situation est également assez complexe. Les observations récentes de l'américain FIROR sur 88 cm mettent en évidence l'existence d'une gamme d'intermédiaires entre les centres radioélectriques à variations lentes et les centres d'orage de bruit dont nous parlerons plus loin.

La figure donnée précédemment montre l'aspect possible d'une condensation radioélectrique surplombant une région active (plage faculaire)

### 3° Les éruptions chromosphériques

Il se produit très fréquemment dans les régions actives du soleil au voisinage des tâches, de véritables explosions locales qui se traduisent par une augmentation rapide de l'intensité lumineuse, suivie d'une décroissance lente qui dure plusieurs dizaines de minutes. L'accroissement de la lumière concerne surtout les raies de l'hydrogène qui apparaissent fortement en émission au dessus du fond continu. Cette propriété permet de mettre facilement en évidence des éruptions en photographiant le soleil à travers un filtre monochromatique qui ne laisse passer que la lumière de la raie H<sub>α</sub> car les éruptions sont très rarement visibles en lumière totale sans filtre isolant une des raies de l'hydrogène. Le mécanisme qui déclenche les éruptions chromosphériques est encore inconnu. On observe que la moitié des éruptions solaires s'accompagnent d'une éjection de matière. On donne en français, le nom de protubérance éruptive à ce jet de matière. La vitesse ascensionnelle du jet est généralement de l'ordre de 200 km /s, mais peut atteindre 1000 Km/s. Après avoir atteint une altitude supérieure à 0,1 rayon solaire dans la couronne, la protubérance éruptive redescend parfois lentement vers la surface du soleil, en suivant le trajet qu'elle avait parcouru en montant ; mais il est certain qu'une partie en est toujours éjectée du soleil.

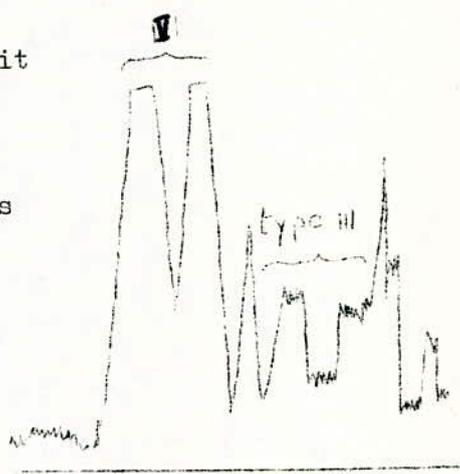
Après certaines éruptions intenses, une partie du champ magnétique de la région active a été éjectée dans la haute couronne sous la forme d'une sorte de tube de lignes de forces magnétiques qui sort de l'atmosphère solaire et s'éloigne dans le milieu interplanétaire, et peut durer plusieurs rotations solaires peut-être.



4 - LA PREMIERE PHASE DES ERUPTIONS RADIOELECTRIQUES : SURSAUT  
DES TYPES III et IV

Parmi les sursauts radioélectriques du soleil, les plus simples sont ceux de type III : le rayonnement augmente brusquement pendant quelques secondes , puis retombe à sa valeur initiale. Ces surseaut surviennent la plupart du temps pendant une éruption, chromosphérique et se produisent fréquemment en groupe. Fait remarquable, chaque sursaut a lieu d'abord sur une longueur d'onde de l'ordre de 50 cm, puis apparait progressivement sur les longueurs d'ondes plus grandes : ceci a conduit l'Australien WILD à construire dès 1950 un recepteur panoramique qui permet d'obtenir à chaque instant le spectre radio du soleil dans une large bande de fréquences.

A chaque instant l'émission ne se produit que dans une bande de fréquences très étroite ( quelques MHz) bande qui se déplace très rapidement vers les grandes longueurs d'onde. Supposons que le sursaut de type III soit dû à une perturbation unique qui s'élève très rapidement dans la couronne. Elle exitera au passage une émission qui interressera à chaque instant une couche déterminée de l'atmosphère solaire.



Il est très possible que l'émission soit dû à des oscillations de plasma ce qui tend à prouver l'étroitesse de la bande de fréquence dans laquelle s'effectue le rayonnement. Or, l'oscillation de plasma s'effectue à la fréquence critique du milieu. Comme celle-ci diminue au fur et à mesure que l'on s'élève dans l'atmosphère solaire, la fréquence d'émission décroît au cours du temps, ce qui explique bien l'aspect observé. Pour un sursaut de type III moyen, la dérive de la fréquence correspond à une vitesse ascensionnelle énorme de la perturbation que WILD a pu mesurer grâce à un interféromètre dont la fréquence peut varier de 40 à 70 Mhz par sauts de 5 Mhz chaque demi seconde. Avec cet appareil unique en son genre WILD mesure une vitesse moyenne de 150.000 Km/par seconde. On peut donc affirmer que les sursaut de type III sont produits par une perturbation qui s'élève dans la couronne avec une vitesse énorme.

Certains sursauts de type III sont suivis d'une émission de plus longue durée qui n'apparaît que sur les longueurs d'onde supérieures à quelques mètres.

Pour ce phénomène découvert par WILD grâce à son récepteur panoramique a été dénommé par lui sursaut de type V, Seul le rayonnement synchrotron d'électrons de grande vitesse dans un champ magnétique peut expliquer cette émission qui intéresse une région très étendue de la haute couronne solaire.

WILD pense que le sursaut de type III est le sursaut de type V sont dus à une seule et même cause. Au cours de " l'explosion " chromosphérique dont nous avons parlé, une grande quantité d'électrons de vitesse très proche de celle de la lumière seraient éjectés par un mécanisme que nous ignorons, il s'élèverait dans la couronne avec une vitesse apparente inférieure à celle de la lumière, car leur trajectoire est en forme de spirale axée sur les lignes de force du champ magnétique. Au passage, ils excitent les oscillations de plasma invoqués pour expliquer le sursaut de type III. Dans des conditions favorables qui restent à définir, ces électrons rayonneraient eux mêmes par le mécanisme synchrotron des ondes radio susceptibles de sortir de la couronne solaire et d'être observées de la terre : c'est l'émission de type V. Dans la plupart des cas ces électrons doivent sortir de la couronne solaire et se répandre dans l'espace interplanétaire ; dans d'autres circonstances, la structure du champ magnétique dans la haute couronne est telle qu'elle les oblige à redescendre vers la photosphère en suivant des lignes de force en forme d'arche.

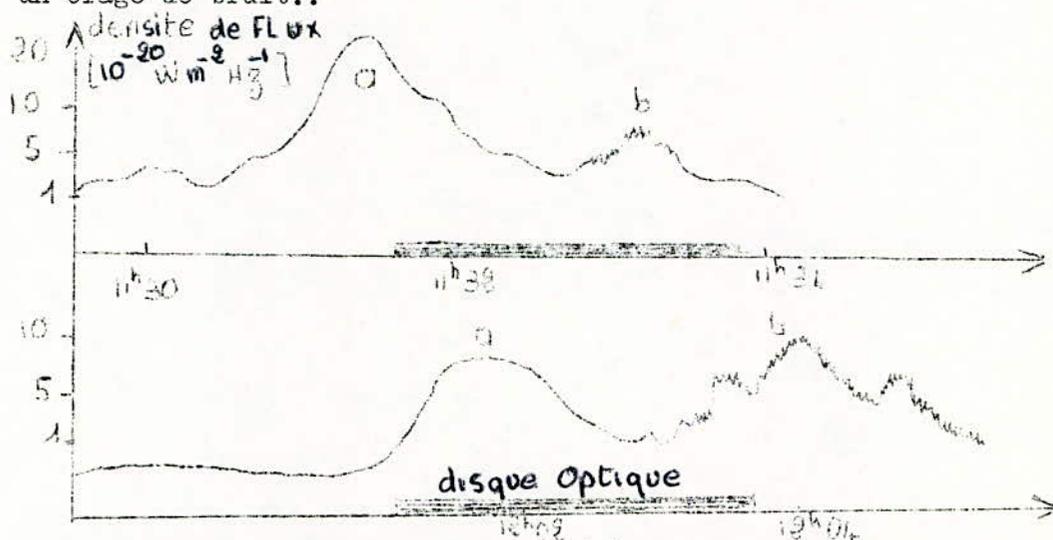
#### 5°) - LA DEUXIEME PHASE DES ERUPTIONS RADIOELECTRIQUES

##### SURSAUTS DES TYPES II et IV

Au cours des éruptions chromosphériques des plus intenses, on observe que les sursauts de types III et V sont suivis d'autres phénomènes radioélectriques plus spectaculaires et de plus longue durée. La seconde phase de ce phénomène débute par un grand sursaut toujours isolé que l'on nomme sursaut de type II qui, comme le sursaut de type III, se manifestent avec un certain décalage sur les diverses fréquences du domaine radioélectrique. Ils apparaissent progressivement sur une gamme étendue de longueur d'ondes, des ondes décimétriques aux ondes décamétriques. Les récepteurs panoramiques permettent d'obtenir l'évolution temporelle du spectre d'un sursaut

de type II, à chaque instant, l'émission n'intéresse qu'une bande de 50 Mhz environ, qui se déplace lentement au cours du temps vers les basses fréquences.

WESTFOLD suppose que la perturbation qui cause le sursaut est une onde de choc créée dans la couronne par la matière éjectée par l'éruption. Les grands sursaut de type II sont quelque fois suivis d'une nouvelle augmentation de l'intensité de l'émission, d'une durée de 10 minutes à quelques heures, souvent polarisée circulairement. c'est, d'après BOICHOT, le sursaut de type IV dont l'enregistrement interférométrique se produit simultanément avec un orage de bruit..



CENTRE EMISSIF DE TYPE IV (a) ET CENTRE D'ORAGE DE BRUIT(b)  
PASSAGE SU SOLEIL RADIO DANS 2 LOBES DU GRANDS INTERFEROMETRE DE  
NANCAY

RESUME :

une explosion initiale ejecte à la fois des électrons de haute énergie et une masse de matière en mouvement beaucoup plus lent. Les premiers s'élèvent très rapidement dans la couronne solaire en produisant un ou plusieurs sursaut de type III, suivis éventuellement d'un sursaut de type IV qui dure quelques minutes. Le jet de matière crée une onde de choc .

Sur la Fig. suivante les schémas A et B qui reproduisent un dessin de Mc LEAN représentent les deux premières phases de ce phénomène: en A se produit l'explosion, en B on voit le jet j de matière s'élever précédé de l'onde de choc c. Comme il est fortement ionisé donc très conducteur, il entraîne avec lui une partie du champs magnétique du groupe de taches tt. D'autres part des électrons de haute énergie issus de l'éruption sont capturés dans le champs magnétique et n'en peuvent sortir. en C le jet de matière précédé de l'onde de choc

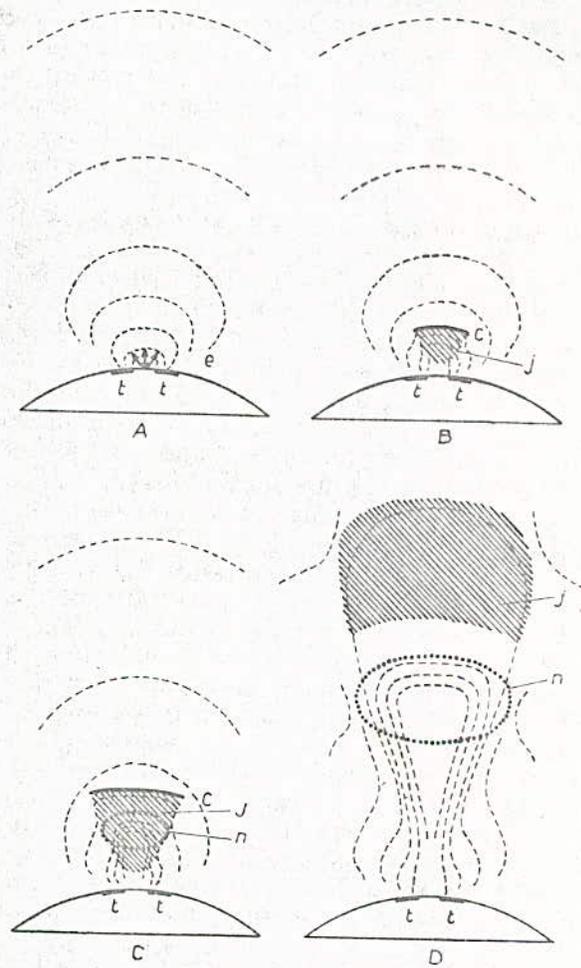


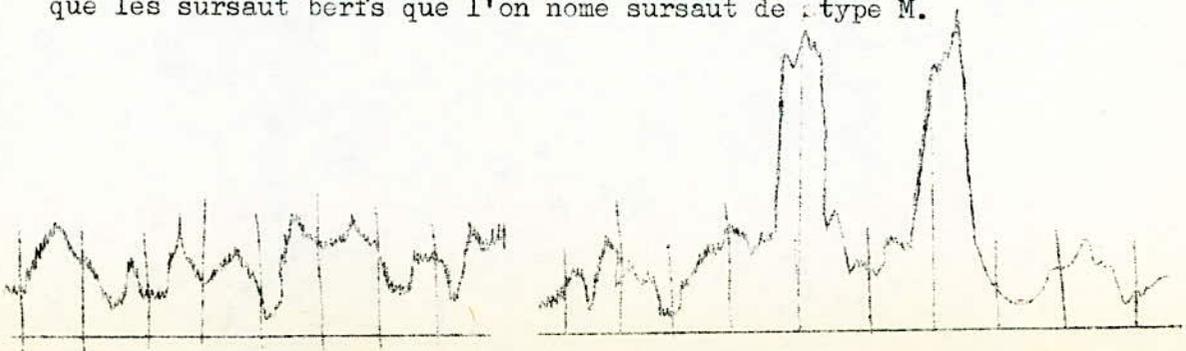
Fig. VII.20 - Ejection de matière et sursaut radioélectrique

En trait interrompu, les lignes de force magnétique. Le nuage de matière éjecté est représenté par des hachures, et  $n$  représente le centre de type IV. Explications complémentaires dans le texte. (D'après MC LEAN).

de l'onde de choc continue à s'élever en augmentant de volume, entraînant derrière lui le nuage n d'électrons relativistes. L'émission de type II a lieu en C, et le nuage n produit le rayonnement de type IV. Plus tard l'onde de choc s'éloigne dans l'espace interplanétaire, ainsi que le jet de matière ionisée (schéma D), tandis que le nuage d'électrons relativistes se stabilise dans la haute couronne et émet un rayonnement synchrotron pendant quelques heures. Ceci nécessite que la structure du champs magnétique soit tel que les électrons restent constamment emprisonnés dans une région dont les dimensions sont très grandes. Ce phénomène a abouti, nous le voyons à un bouleversement complet du champs magnétique qui surplombe le groupe de tâches solaires : des lignes de force sont entraînées hors de l'atmosphère du soleil, et le stade ultime du phénomène est un tube de force magnétique qui se perd dans l'espace interplanétaire.

#### 6°) - LES ORAGES DE BRUIT RADIOELECTRIQUE

Ces phénomènes souvent très violents qui sont une manifestation les plus spectaculaire de l'activité solaire, ont été découverts dès 1942 par HEY, un des pionniers du radar, des orages de bruit sont en effet si intenses qu'ils peuvent parfois brouiller complètement les radars fonctionnant sur ondes métriques. Un orage de bruit se distingue de toutes les autres émissions hertziennes du soleil par deux caractères ; il ne se produit que sur ondes métriques, et se présentent sous la forme d'une augmentation considérable du rayonnement globale du soleil à laquelle se superposent des sursauts très brefs et très nombreux. L'aspect des enregistrements de ce phénomène , justifie pleinement l'appellation d'orage de bruit radioélectrique. Il peut durer quelques heures et mêmes quelques jours, et le rayonnement présente une forte polarisation circulaire ( champs magnétique intense ) aussi bien en ce qui concerne le fond continu que les sursaut brefs que l'on nome sursaut de type M.



Le schéma correspond à l'enregistrement d'un orage de bruit radioélectrique sur 169 Mhz.

A gauche : enregistrement du flux radioélectrique globale du soleil.

A droite passage du soleil en face du lobe central du grand interféromètre à 32 antennes de NANCAY : 2 centres simultanément sont présents . Les marques de temps se produisent automatiquement toutes les minutes.

Un seul caractère peut nous guider pour trouver le mécanisme d'émission des orages de bruit : le fait que les sursauts d'orage se produisent toujours dans une bande de fréquence très étroite. Les seuls processus possibles sont ceux qui n'engendrent que des fréquences bien déterminées et n'ont un large continuum : oscillation de plasma ou rayonnement gyromagnétique. Les australiens TWISS et ROBERTS ont imaginé que chaque sursaut de type I correspond à l'arrivée au sein du centre d'orage d'un "paquet" d'électrons relativement rapides qui tournent dans le champ magnétique. L'émission gyromagnétique de ces électrons ne peut guère rendre compte des intensités souvent très grandes que l'on observe pendant les orages de bruit. On admet plutôt que ces électrons sont susceptibles d'amplifier par émission induite une onde radioélectrique, préexistante, mais seulement dans les domaines de fréquence bien définis voisins de la fréquence gyromagnétique.

#### 7°) RADIOASTRONOMIE ET RELATIONS SOLAIRES TERRESTRES

Lorsqu'une éruption se produit à la surface du soleil, la structure de l'ionosphère est profondément modifiée sous l'effet du renforcement du rayonnement ultra violets; cet effet de l'éruption, qui est pratiquement instantané se fait surtout sentir sur la couche D dont la densité électronique augmente beaucoup et qui absorbe complètement les ondes radioélectriques, et particulièrement les "ondes courtes" de la radiodiffusion (ondes décimétriques)

Les propriétés absorbantes de la couche D sont liées à sa masse spécifique relativement élevée.:  $10^{-6}$  g/cm<sup>3</sup>.

Cette absorption ne permet pas la réflexion des ondes courtes sur les couches supérieures pour les transmissions à grandes distances (fadeout)

Les aurores polaires sont une autre conséquence de ce phénomène. Les particules libérées des ceintures de radiations ou provenant directement du soleil arrivent particulièrement nombreuses dans les régions polaires ( car elles sont déviées par le champ magnétique terrestre) et ionisent la haute atmosphère : les recombinaisons des ions et électrons séparés par l'ionisation produisent une émission de lumière où l'on trouve les raies et les bandes de l'azote et de l'oxygène. Il est vraisemblable que les particules cosmiques de haute énergie diffusent de la région de la couronne où elles sont emprisonnées, à l'intérieur du canal que forme le tube de ligne de force. Si la terre se trouve à l'intérieur du prolongement de ce tube dans l'espace interplanétaire, le rayonnement cosmique peut lui parvenir. Dans le cas contraire, qui doit se produire fréquemment, on n'observe pas d'augmentation du rayonnement cosmique. Ce tube magnétique peut aussi servir d'écran à la terre pour les rayons cosmiques et les particules chargées qui proviennent du ciel.

## B LES EMISSIONS RADIOELECTRIQUE DANS LE SYSTEME SOLAIRE

La plupart des planètes possèdent un rayonnement thermique ; seule une émission irrégulière et intense sur ondes métriques provient de Jupiter dont l'origine est inconnue.

### Le rayonnement thermique de la lune

Plusieurs observations ont été faites :

Sur ondes centimétriques, (1,25 cm) avec un paraboloïde de 1,10 m de diamètre et sur 8,6 mm .

Sur ondes décimétriques : sur 75 cm en Hollande , sur 33 cm en France sur 21 cm partout ailleurs.

Ce rayonnement est impossible à observer sur ondes métriques.

La comparaison de température de brillance mesurée sur ses différentes longueurs d'ondes radio, ainsi que dans l'infra rouge montre que notre satellite se comporte comme un corps noir à 250°K. Cette température varie avec la phase de la lune

TABLEAU VII-1

DIFFÉRENTS TYPES D'ÉMISSION RADIOÉLECTRIQUE DU SOLEIL (D'APRÈS J.-F. DENISSE)

Nom	Durée	Diamètre	Température apparente	Spectre	Polarisation	Nature	Remarques
Soleil calme	Variations dans le cycle solaire ?	$\gg 32'$ , croît avec la longueur d'onde	$< 10^6$ °K	m, dm, cm	non polarisé	thermique	
Composante lentement variable	Plusieurs jours à plusieurs mois	Comme les taches et plages faculaires	$< 2.10^6$ °K	dm, cm ; m ?	non polarisée	thermique	Comportement complexe sur ondes centimétriques, avec polarisation circulaire.
Sursauts de type III	Quelques secondes. Souvent en groupe	Jusqu'à 10' ? Croît avec la longueur d'onde	$> 10^{11}$ °K	m, dm bande 5 Mc/s glissement rapide de fréquence	en général non polarisés	oscillations de plasma ? synchrotron ?	Créés par particules ascendantes rapides ? Liés aux éruptions.
Sursauts de type V	Quelques minutes	Grand	$\sim 10^{11}$ °K	m bande large	Quelquefois polarisés elliptiquement	synchrotron	Après les sursauts de type III.
Sursauts de type II	Quelques minutes Complexes	?	$< 10^{11}$ °K	m, dm bande 50 Mc/s glissement lent de fréquence	en général non polarisés	oscillations de plasma	Créés par onde de choc, après le début d'une éruption.
Sursauts de type IV	Plusieurs minutes à plusieurs heures	Jusqu'à 10' Croît avec la longueur d'onde	$\sim 10^{11}$ °K	m, dm, cm	Souvent polarisés circulairement	Synchrotron	Souvent 10 à 20 mn après les grosses éruptions. Mouvement ascendant. Associés à la production de rayons cosmiques.
Orages de bruit	Plusieurs heures à quelques jours	Petit (qq. minutes d'arc)	$\sim 10^9$ °K	m	Polarisés circulairement	Non ? thermique	Superposition d'un continuum et de sursauts brefs (sursauts de type I).

Le rayonnement thermique des planètes

Mars : sur 3,15 cm, Température de brillance de  $218^{\circ} \pm 76^{\circ}$  K pour une température d'antenne de  $0,24^{\circ}$  K

Vénus : observée sur 9,4 cm et 3,15 cm température de brillance  $580^{\circ} \pm 230^{\circ}$ K et  $560^{\circ} \pm 73^{\circ}$  K, dans l'infra rouge elle est de  $240^{\circ}$  K

Jupiter : sur 3,18 cm , température de brillance =  $145 \pm 16^{\circ}$  K pour une température d'antenne de  $0,5^{\circ}$  K.

L'émission non thermique des planètes

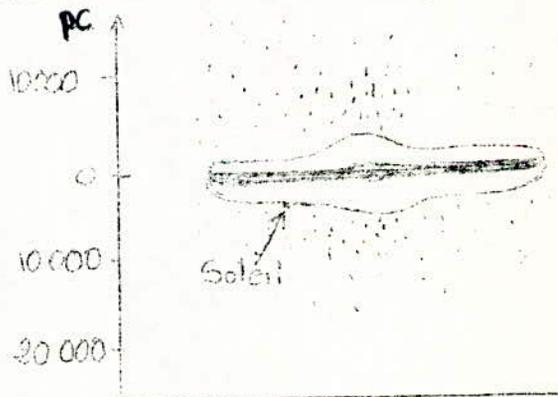
Sur 13,6 et 8,6 m en provenance de Jupiter par BURKE de même cette émission a été observée entre 11,3 et 7 m par KRAUS.

C - LE RAYONNEMENT RADIOELECTRIQUE DE LA GALAXIE

1° Structure de la galaxie

On peut donner de la galaxie, l'image schématique suivante, dans laquelle les dimensions seront exprimées en parsecs et non en années lumière avec 1 parsec = 3,26 a.l qui est la distance à laquelle on verrait le diamètre moyen de l'orbite de la terre sous un angle d'une seconde d'arc.

Un noyau central sur lequel les observations optiques donnent peu de renseignements est entouré d'une condensation stellaire dont le diamètre est d'environ 4000 ps pour une épaisseur probablement moitié. Il en sort des bras de spirale composés d'un mélange



d'atoiles et de matières interstellaires, qui définissent un disque galactique dont le diamètre est d'environ 30 000 ps et l'apaisseur n'excède pas <sup>500</sup> ps . Le tout est plongé dans un halo approximativement sphérique de 40 000 ps de diamètre.

2° Le rayonnement continu galactique

Les énormes températures de brillance de la galaxie sur ondes métriques qui dépassent (  $250\ 000^{\circ}$  K sur 15 m de longueur d'ondes) mettent en évidence que le rayonnement à ces fréquences est d'origine non thermique.

Ce fait est confirmé par l'étude du spectre du rayonnement continu dont la température de brillance varie comme  $\nu^{-2,7}$ .

L'étude radioélectrique de la galaxie nous a conduit au résultat suivant :

- a) l'hydrogène neutre interstellaire est essentiellement réparti le long des bras de spirale et produit l'émission de la raie 21 cm.
- b) une partie de cet hydrogène est ionisée sous l'effet du rayonnement des étoiles chaudes et se trouve vraisemblablement concentré lui aussi, dans les bras de spirale.
- c) des électrons de haute énergie, ainsi que des particules de plus grande masse circulent à travers la galaxie.

Une partie se trouve dans le halo galactique où règne un champ magnétique de  $10^{-5}$  à  $10^{-6}$  gauss, et émet par rayonnement synchrotron des ondes herztiennes ; le reste est confiné dans les bras galactique véritables tubes<sup>de</sup> lignes de forces magnétiques qui correspondent à un champ 2 ou 3 fois plus élevé que dans le Halo.

#### D APPLICATION A L'ETUDE DES ETOILES DANS LE DOMAINE VISIBLE :

##### PHOTOMETRIE.

##### INTRODUCTION

Nous avons jusqu'à présent étudié la radioastronomie et les résultats intéressants qui en découlent dans ce domaine. Or, cette étude pourrait paraître inachevée si on ne la plaçait dans son contexte global, c'est-à-dire, qu'il faudrait aussi toucher au problème des ondes qui correspondent au rayonnement visible, puisque c'est par là même que l'astronomie a fait ses débuts. Dans ce présent chapitre nous nous contenterons donc de donner le principe de la photométrie et surtout d'en déduire les lois générales les plus importantes qu'on peut énoncer, grâce à l'emploi du spectrestope. Ceci est d'autant plus intéressant que dans ce domaine on arrive à établir des lois assez générales alors que dans le domaine radio les méthodes d'analyse des observations sont encore assez aléatoires. Ces méthodes s'appliquent de façon particulières pour chaque étoile comme nous l'avons vu précédemment pour le cas du soleil. Enfin, signalons que quoique différents, ces deux études se complètent par les renseignements qu'elles nous apportent sur les différentes étoiles, et peuvent aussi servir pour la comparaison notamment des spectres radio et optique.

.../...

## A/ PHOTOMETRIE STELLAIRE

### 1° Définition

L'objet des mesures de la photométrie est de déterminer le rayonnement du corps considéré ; le cas le plus simple étant le rayonnement monochromatique. Dans le cas des objets astronomiques, l'observation se fait à travers un appareil dispersif (spectroscope) permettant l'analyse des différentes longueurs d'ondes.

### 2° Généralités

Il y a des étoiles si éloignées de nous, qu'il est impossible de déterminer leur dimension angulaire même à l'aide des instruments les plus puissants. On dit alors que ce sont des objets ponctuels. L'éclairement ou l'éclat qu'il produit sur la terre est l'unique grandeur caractéristique de la puissance de leur rayonnement. Cet éclat mesuré à l'échelle logarithmique s'exprime en unités spéciales dites **magnitudes** apparentes. On a adopté par convention que l'éclat des étoiles de magnitude 1,0 (désignée  $1^m$ ) est 2,512 fois plus grand que celui des étoiles de magnitudes 2,0 dont le flux lumineux est à son tour 2,512 fois plus puissant que celui des étoiles de magnitudes 3,0 etc...

La loi qui en résulte, est qui lie la différence de magnitude apparente de 2 étoiles au rapport de leur éclat apparent s'écrit :

$$\log \frac{E_1}{E_2} = -0,4(m_1 - m_2) \quad (\text{Formule de POGSON})$$

$\Rightarrow m_1 - m_2 = -2,5 \log \frac{E_1}{E_2}$

le coefficient 2,5 correspond donc à des éclats en progression géométrique de raison 2,512.

Les méthodes photométriques consistent à comparer les éclats visuels des étoiles entre elles, puis ensuite à calculer les magnitudes en faisant choix d'un 0 convenable . On a choisi au voisinage du pôle nord (étoile polaire,  $m = 2,15$ )

Une série d'étoiles dont on a déterminé avec précision les magnitudes photographiques et photovisuelles ; ces étoiles constituent la séquence polaire et servent d'étalon dans les mesures photométriques on peut ainsi classer les étoiles en 6 classes des plus brillantes aux plus faibles.

### 3° Mesures des grandeurs photométriques;

#### a) généralités

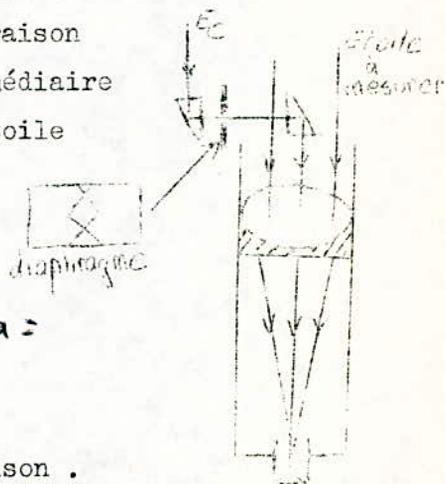
La mesure de grandeur se fait avec les instruments de type différents;

soit par comparaison des étoiles entre elles soit par comparaison avec une étoile artificielle. De façon générale tous les photomètres comportent un dispositif d'affaiblissement de la lumière (pour une source artificielle, il suffit de l'éloigner pour l'affaiblir). Afin d'examiner les sources à comparer au voisinage l'une de l'autre (condition même de leur comparaison) l'emploi d'un dispositif optique est nécessaire qu'il s'agit de la comparaison à une source artificielle ou naturelle. Les méthodes de comparaison sont variables et se ramènent toutes à une égalisation. On peut alors affaiblir inégalement les étoiles que l'on veut comparer.

b) photomètres

Nous allons examiner rapidement un photomètre visuel afin d'illustrer ce que nous venons de dire.

Photomètre de DANJON : L'image de l'étoile est vue directement tandis que l'image de l'étoile de comparaison est projetée dans le champ par l'intermédiaire de deux prismes à réflexion totale. L'étoile de comparaison est plus brillante. Un diaphragme réglable permet de réduire son éclat.



La différence de magnitude est :  $m - m_a = -2,5 \log \frac{S}{A}$

Où  $\frac{S}{A}$  est le rapport de réduction de l'éclairement de l'étoile de comparaison.

c) erreurs et corrections

Dans le calcul des magnitudes on doit tenir compte de l'extinction atmosphérique ; on établit alors pour chaque observation une correction empirique  $\Delta m = K \sec z$  où  $\sec z$  est la masse d'air au moment de l'observation, on la ramène à une masse d'air unitaire.

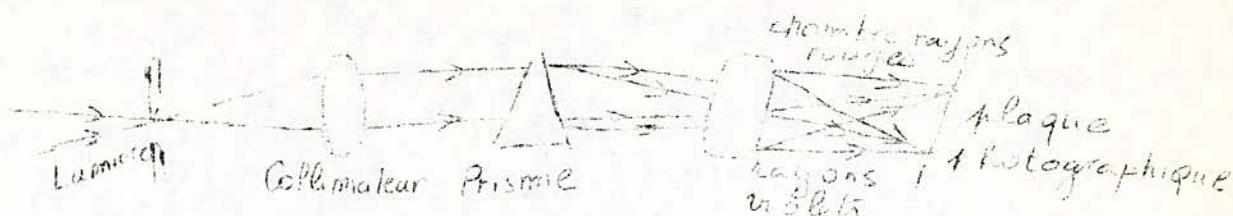
$K = cte = 0,32$  pour une atmosphère souillée de poussière et de bruit  
 $= 0,12$  pour une atmosphère pure.

B/ LES SPECTRES STELLAIRES - METHODES DE CLASSIFICATION

1° Notions sur les spectres

Spectrographe : devant le prisme est placée une fente et un objectif

qui forment le collimateur.



Le collimateur envoie sur le prisme un faisceau de rayons parallèles. Après avoir traversé le prisme, les faisceaux parallèles associés à des longueurs d'ondes différentes bifurquent sous des angles différents et le deuxième objectif forme dans le plan focal le spectre qui est photographié.

Actuellement on emploie largement des spectrographes à réseau de diffraction. Dans ces derniers, pour la dispersion du spectre, on emploie non pas le prisme mais un réseau de diffraction. On utilise le plus souvent des réseaux de diffraction par réflexion. Un réseau par réflexion est un miroir alluminé sur lequel sont portés des traits parallèles. La distance entre les traits et leur profondeur sont comparables avec la longueur d'ondes. Pour obtenir un spectre à l'aide d'un prisme, on utilise le phénomène de réfraction de la lumière, à la surface de séparation de deux milieux. L'action du réseau de diffraction repose sur d'autres phénomènes notamment sur la diffraction et l'interférence de la lumière. A la différence d'un prisme il donne non pas un mais plusieurs spectres, d'où perte de lumière définie. Alors on concentre la plus grande partie de l'énergie dans un seul spectre alors que les autres restent très affaiblis. Ce sont les réseaux échelonnés.

La caractéristique principale d'un appareil spectroscopique est la limite de résolution spectrale  $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$  où  $\Delta\lambda$  est l'intervalle minimal entre deux raies voisines plus  $R$  augmente et plus le spectre sera détaillé.

## 2° Les spectres

a) Les bases de la classification se trouvent dans les lois KIRCHOFF.

\* Le rapport  $\frac{e_{\nu}}{a_{\nu}}$  du coefficient d'émission  $e_{\nu}$  au coefficient d'absorption  $a_{\nu}$  d'un corps à la température  $T$  ne dépend que de la température et de la fréquence.

\* Un gaz raréfié émet un spectre composé essentiellement de raies. Le spectre de raies, de chaque élément est distinct et caractéristique de cet élément.

\* Les molécules émettent un grand nombre de raies accumulées en bandes larges et habituellement nettes d'un côté. Ces bandes sont caractéristiques des composés présents dans le gaz.

\* Les atomes et les molécules peuvent absorber les mêmes raies que celles, qu'ils sont capables d'émettre.

#### b) Classification des spectres :

Le plus simple de tous les spectres est celui de l'atome d'hydrogène. Il est constitué dans le visible et l'ultra violet par une série de raies dont la séparation et l'intensité varient régulièrement vers les courtes longueurs d'ondes.

Des séries analogues sont émises par les atomes alcalins mais en plus grand nombre et se recouvrent les unes les autres.

#### Remarque

Le spectre d'un élément neutre est indiqué par le chiffre I, le spectre d'un élément une fois ionisé (deuxième spectre de l'élément) par le chiffre II. Le spectre est caractéristique du nombre d'électrons périphérique de l'atome. C'est ainsi que : les atomes alcalino-terreux une fois ionisés (Ca II) , l'aluminium deux fois ionisé (Al III) le silicium, le carbone 3 fois ionisés (Si IV, C IV) l'oxygène 4 fois (O IV) ont un spectre de même structure.

#### 3° Eléments sur les conditions de formation des spectres stellaires

a) Lorsque la température du milieu stellaire augmente au par suite de chocs avec d'autres particules, l'énergie de l'atome s'accroît. On dit qu'il est excité (ceci correspond au passage d'un électron de l'orbite la plus intense sur une orbite de rayon plus grand, laquelle correspond à la nouvelle **énergie** de l'atome). Suivant le principe de la conservation de l'énergie, une autre forme d'énergie doit diminuer quelque part. Dans le cas où l'excitation de l'atome est l'effet d'un rayonnement électromagnétique, il y aura un manque dans le spectre correspondant . Ce "Manque" se concrétise par une raie sombre ou raie d'absorption. Si au contraire l'atome perd de l'énergie celle ci se retrouve par une raie brillante ou raie d'émission dans le spectre.

Exemples :

1°) absorption :

L'atome d'hydrogène peut absorber le rayonnement  $\lambda = 1215 \text{ \AA}$  et passer de l'état fondamental à l'état excité  $n = 2$

2°) émission :

L'atome d'hydrogène dans l'état  $n=3$  peut spontanément émettre la raie  $H_{\alpha}$   $\lambda = 6563 \text{ \AA}$  et retomber dans l'état  $n = 2$ .

Il est important de noter que pour chaque atome l'énergie correspondant aux différentes orbites, électroniques est différente, ce qui rend le spectre d'absorption ou d'émission caractéristique de l'élément considéré.

Remarque

Au sein de l'atmosphère d'une étoile, les paramètres physiques, température, densité ... créent des conditions dans lesquelles les interactions entre matières et rayonnement sont particulièrement importantes. A un niveau donné de cette atmosphère, les atomes absorbent certaines longueurs d'ondes du rayonnement provenant des couches sousjacentes. Dans le spectre, les raies d'absorption signaleront ainsi la présence de tel ou tel élément comme constituant de l'atmosphère stellaire. La forme de la raie permet aussi de connaître les caractères physiques du milieu où elle a pris naissance.

4°) Classification spectrale :

a) Classification de HARVARD

Dès les premières études spectroscopiques, on a commencé à regrouper les étoiles dont les spectres représentent certaines analogies. Il est ainsi un groupe dans lequel les raies d'hydrogène sont dominantes. Un autre groupe est caractérisé par la présence de raies d'Hélium. La composition chimique des étoiles est assez universelle et les différences d'aspects des spectres sont liées à des différences de températures. Plus le milieu est chaud, et plus nombreux seront les atomes d'hydrogène excités. Dans un tel gaz, les raies de l'hydrogène seront importantes. Mais si la température du milieu est suffisamment élevée, la plupart des atomes seront ionisés, d'où disparition des raies d'hydrogène. De même l'excitation des atomes d'hélium révélera cet élément dans le spectre.

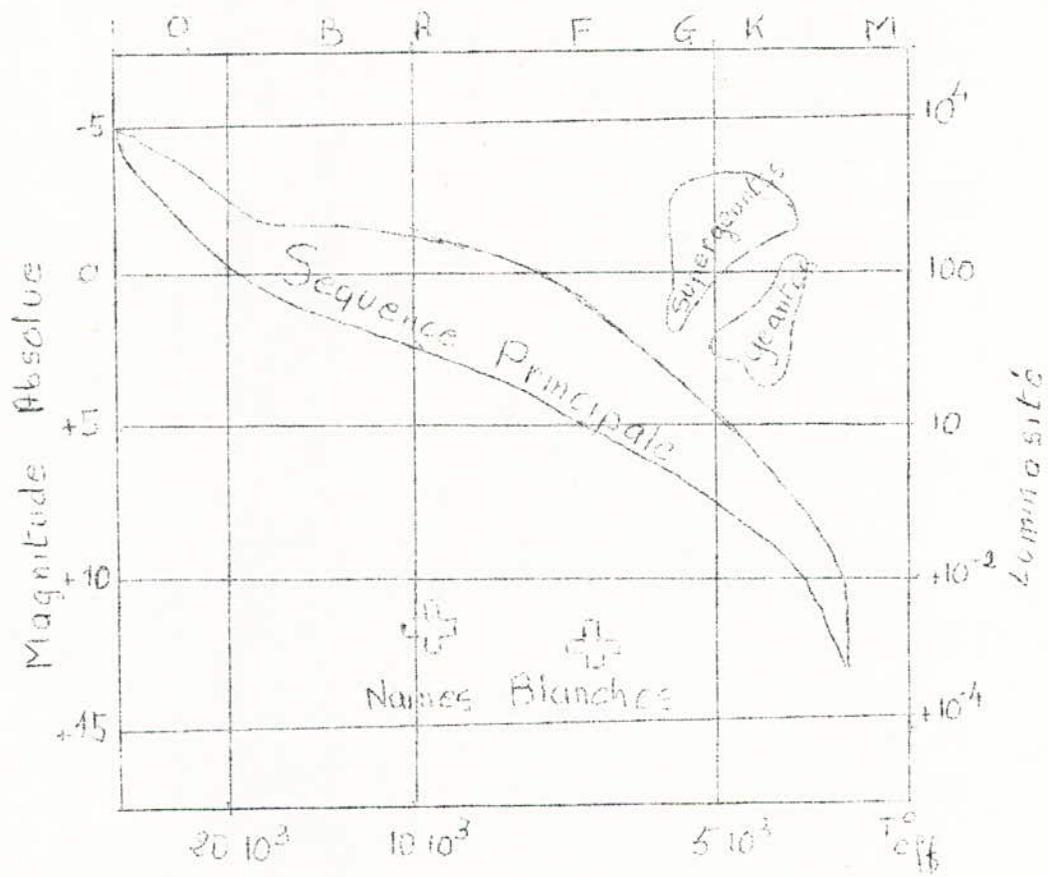


Diagramme de Hertzsprung-Russel

La classification de HARVARD distingue plusieurs groupes ou types spectraux

- Les étoiles O : au spectre caractérisé par la présence des raies d'hélium (d'absorption) . Ce sont des étoiles très chaudes dont la température effective est de l'ordre de 50 000 ° K. On constate aussi la présence de raies de carbone de l'azote, de l'oxygène et du silicium ionisé .
- Les étoiles B : l'intensité des raies d'hélium diminuent . Celles de l'hydrogène sont plus intenses. La température est d'environ 25 000 ° K, on les appelle parfois étoiles bleues ou étoiles à Hélium.
- Les étoiles A : elles sont appelées étoiles blanches ou étoiles à hydrogène à cause de la prédominance des raies de l'hydrogène (serie de BALMER) .
- Les étoiles FG : l'importance des raies de l'hydrogène diminue , celles dues aux éléments métalliques deviennent nombreuses comme les raies du calcium (K) ionisé.
- Les étoiles K, R, N, M, S : les raies dues aux molécules deviennent prépondérantes. Les températures sont très basses et peuvent descendre jusqu'à 2 000 ° K dans le cas d'étoiles M.

A l'intérieur de chaque type spectrale, il existe des subdivisions (sous types spectraux) de 0 à 9.

#### b) Magnitude absolue

Les magnitudes apparentes ne dépendent pas seulement de la luminosité intrinsèque de l'étoile dans les différents domaines de longueur d'onde considérés; mais aussi de son éloignement : pour des étoiles physiquement identiques, mais situées à des distances différentes de nous, les éclats apparents varient en raison inverse du carré de la distance. Pour rendre comparables entre elles les données se rapportant à un groupe d'étoiles , il est donc nécessaire de les affranchir de l'effet de la distance. On appelle magnitude absolue d'une étoile, dans une certaine échelle de magnitude, la magnitude apparente qu'aurait cette étoile si elle se trouvait à une certaine distance conventionnelle  $r_0$  du soleil. On désigne les magnitudes absolues par des lettres majuscules, les lettres minuscules étant réservées aux magnitudes apparentes.

$M_v$  : Magnitude absolue visuelle d'une étoile

Si  $r$  est la distance qui sépare réellement l'étoile considérée du soleil.

e son éclat apparent observé, et si E est l'éclat apparent qu'on observerait si cette même étoile se trouvait située à la distance conventionnelle  $r_0$ . On aurait entre la magnitude absolue M et la magnitude apparente m de l'étoile dans une certaine échelle de magnitude et son éloignement r la relation :

$$M - m = 2,5 \log \frac{e}{E}$$

or,  $\frac{e}{E} = \frac{r_0^2}{r^2}$  d'où  $M - m = 5 (\log r_0 - \log r)$

Les distances stellaires s'évaluent en parsecs, un parsec étant égal à  $30,84 \cdot 10^{12}$  km, on a convenu de prendre  $r_0 = 10$  parsecs.

La relation précédente s'écrit alors  $M = m + 5 - 5 \log r$

On voit que la connaissance de deux des quantités m, M et r permet de calculer la troisième.

c) diagramme de HERZTSprung -RUSSEL

Il représente la population stellaire : en abscisses, on porte la classe spectrale et en ordonnées la magnitude absolue. Ce diagramme permet de mettre en évidence, d'une part, l'existence d'une corrélation entre les deux grandeurs portées suivant les axes de coordonnées, et d'autre part, l'existence à l'intérieur d'une même classe spectrale de plusieurs classes de luminosité.

La luminosité c'est le flux d'énergie rayonnée par l'étoile dans toutes les directions. Les luminosités L et les magnitudes absolues doivent vérifier la même relation que E et m. C'est pourquoi, si on désigne les quantités associées au soleil et à une étoile respectivement par o et \* on a :  $\log \frac{L^*}{L^o} = 0,4 (M^o - M^*)$  avec généralement  $L^o = 1$  (unité de luminosité du soleil)

On distingue alors cinq classes de luminosité

- I correspond au super géants
- II et III correspond aux géantes
- IV et V correspondant aux naines.

5° Méthodes de calculs des paramètres d'une étoile

a) diamètres des étoiles

Loi de STEFAN BOLZTMAN : chaque centimètre carré de la surface du corps noir rayonne en une seconde dans toutes les directions sur toutes les longueurs d'ondes l'énergie  $E = \sigma r^4$  (erg/cm<sup>2</sup>.s) où

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-5} \text{ erg /s.cm}^2 \cdot \text{degré}^4 \quad (\text{constante de S B})$$

De plus l'énergie totale émise par un centimètre carré de la surface

du soleil est  $\epsilon_0 = 6,26 \cdot 10^{10} \text{ erg/cm}^2 \cdot \text{s}$

On déduit alors la température effective du soleil  $T_{\text{eff}} = \sqrt[4]{\frac{\epsilon_0}{\sigma}} = 5760^\circ\text{K}$

Ainsi la valeur du diamètre d'une étoile peut être déduite de sa magnitude absolue et de sa température effective. Puisque chaque centimètre carré de la surface stellaire rayonne dans toutes les directions un flux d'énergie  $\epsilon = \sigma T_{\text{eff}}^4$  le flux rayonné par l'étoile toute entière s'obtient en multipliant cette grandeur par la surface de l'étoile.  $4\pi R^2$ .

Par conséquent, la luminosité de l'étoile  $L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$   
M étant la magnitude absolue de l'étoile considérée et  $M_0$  et  $L_0$

la magnitude absolue et la luminosité du soleil, on peut écrire

$$M - M_0 = 2,5 \log \frac{L_0}{L}$$

En désignant par D le diamètre de l'étoile par  $D_0$  celui du soleil et par  $T_{\text{eff}0}$  la température effective de celui-ci :

$$\log \frac{D}{D_0} = -0,2 (M - M_0) - 2 \log \frac{T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff}0}} = 1/2 \log \frac{L}{L_0} + 2 \log \frac{T_0}{T_{\text{eff}}}$$

Autre méthode: les diamètre angulaires de certaines étoiles sont déterminées aux interféromètres stellaires spéciaux (MICHELSON) à condition que le diamètre angulaire de l'étoile soit supérieur à la limite de résolution du télescope. Ces appareils fonctionnent sur le principe de l'étude de l'interférence de la lumière émise par l'étoile et réflétée par un couple de miroirs placés loin l'un de l'autre. Si on a trouvé pour une étoile éloignée à la distance r connue, le diamètre angulaire d" (l'angle sous lequel on voit de la terre le disque de l'astre) exprimé en seconde d'arc, Son diamètre linéaire D se calcule aisément d'après la formule  $D = \frac{d'' r}{206265}$

206265

b) distances des étoiles

A la notion de distance on substitue de préférence celle de parallaxe, qui est l'angle très petit sous lequel serait vu de l'étoile, l'unité astronomique de distance  $r_0 = 1$  parsec.

Si la parallaxe  $\pi$  est exprimée en seconde, et la distance r en parsec ces deux grandeurs sont liées entre elles par l'équation

$$r \pi = 1 \Rightarrow r = \frac{1}{\pi} \quad \text{ou} \quad \pi = \frac{1}{r}$$

a : est le rayon de l'orbite terrestre supposé circulaire  
r' la distance de l'étoile au centre du soleil (exprimé dans la même unité que a)

Le parallaxe qu'on vient de déterminer est le parallaxe trigonométrique.

Mais on peut aussi calculer la distance d'une étoile si on connaît sa magnitude absolue  $M$  d'où le parallaxe spectroscopique.

$$5 \log \pi = M - m - 5$$

c) Vitesse radiale d'une étoile (effet DOPPLER)

Les spectres de raies permettent de mesurer les vitesses radiales (à l'aide de l'effet DOPPLER qui est le déplacement des raies spectrales) à une grandeur proportionnelle à la vitesse radiale indépendamment de l'éloignement de la surface de rayonnement.

De plus, si cet éloignement augmente, (vitesse radiale positive) les raies se déplacent vers le rouge et dans le cas opposé, vers le violet.

Ce phénomène peut s'expliquer par les raisonnements élémentaires suivants : imaginons un observateur qui reçoit le rayon lumineux émis par un astre. Supposons que ce rayon soit une oscillation électromagnétique (train d'ondes) . Admettons qu'en une seconde

la source émet  $\nu$  ondes d'une longueur  $\lambda$  . Chacune, on a alors  $\frac{c}{\lambda} = \nu$  . Immobile par rapport à la source, l'observateur perçoit en cette même seconde la même quantité d'ondes (c'est à dire  $\nu$  )

supposons maintenant que la source ou l'observateur se déplace à la vitesse relative  $v_r$ . Alors, par rapport au train d'ondes fixe, l'observateur couvrira en une seconde la distance  $v_r$  qui contient  $\frac{v_r}{\lambda}$  ondes. De cette façon, dans le cas du mouvement le long

du rayon visuel, si la distance augmente, l'observateur perçoit, non pas  $\nu$  ondes, mais  $\frac{v_r}{\lambda}$  ondes moins, et si elle diminue  $\frac{v_r}{\lambda}$  ondes plus. Par conséquent, la fréquence  $\nu$  du rayonnement change. En désignant ce changement de fréquence par  $\Delta \nu$  on

obtient  $\Delta \nu = \nu_{ray} - \nu_{obs} = -\nu \frac{v_r}{c}$   
de même la longueur d'ondes du rayonnement varie d'après la loi

$$\Delta \lambda = \lambda_{ray} - \lambda_{obs} = \frac{c}{\nu_{ray}} - \frac{c}{\nu_{obs}} = \frac{c \Delta \nu}{\nu_{ray} \cdot \nu_{obs}} = -\lambda \frac{\Delta \nu}{\nu}$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{v_r}{c}$$

## C O N C L U S I O N

A travers cette thèse que nous venons d'étudier, nous n'avons pu malheureusement que toucher à un nombre bien restreint de points, vu l'étendue de ce domaine passionnant qu'est la radioastronomie et l'astronomie de façon générale. Aussi, nous nous sommes contentés d'aborder les parties les plus importantes. Nous nous sommes tout d'abord longuement attardés sur les dispositifs de réception, ainsi nous avons décrit de façon la plus précise le radiotélescope, puisque finalement quelques soient les observations, les résultats dépendent toujours de la qualité du matériel dont nous disposons à la réception. Afin de pouvoir utiliser pleinement les résultats des observations spectrales dans les cas visibles et radio, nous avons cru bon expliquer les phénomènes d'émission régissant tous les rayonnements possibles. Cette étude nous a permis une approche de la connaissance des étoiles, connaissance encore bien insuffisante. Ceci est souvent dû aux nombres d'obstacles qui perturbent la réception des signaux : en effet, certaines radiations ne peuvent franchir l'écran atmosphérique et sont inobservables au sol. Des plateformes spatiales sont donc nécessaires afin de pouvoir s'affranchir des couches les plus denses. Les astronomes utilisent actuellement de véritables observatoires satellisés (station américaine Skylab) et même, les techniques spatiales permettent de pousser encore plus loin dans la gamme des ondes électromagnétiques et d'atteindre le domaine dit des "hautes énergies". Ainsi, les rayons X "mous" peuvent être détectés par effet photoélectrique ; quand aux rayons X "durs" ils sont détectables par effet COMPTON dans un compteur à scintillation. Enfin, les photons gamma peuvent se transformer au contact de la matière en une paire électron positron : on utilise alors une chambre à étincelles comportant un gaz situé entre deux plateaux portés à un fort potentiel positif.

Il n'est pas question d'associer ces détecteurs à des télescopes classiques. En effet, les photons de haute énergie ne rebondissent pas sur la matière, mais ils pénètrent et sont absorbés.

Certains dispositifs permettent cependant de rendre les détecteurs directionnels par l'emploi de collimateurs : longs tubes de métal,

.../...

où seuls les photons de directions parallèles aux tubes ne sont pas absorbés par les parois et peuvent être observés.

Les pouvoirs séparateurs de ces instruments restent faibles.

L'astronomie des hautes énergies a permis la découverte de nouvelles sortes d'astres dont la nature est encore mystérieuse. Ainsi, la nébuleuse SCOX1 très puissante en rayons X et très faible en longueur d'ondes radio et optique, qui est sujette à de brusques et importantes variations d'intensité. D'autres sources émettent des impulsions régulières exactement comme le font les pulsars en radio.

L'astronomie gamma a également conduit à la découverte de plusieurs sources probablement galactiques. Très mystérieuses sont les impulsions isolées, brèves, mais puissantes de rayons gamma : ces impulsions qui se produisent au rythme moyen de 5 par an, sont peut-être l'écho de phénomènes cataclysmiques subits par des étoiles où la manifestation des fameux trous noirs.

B I B L I O G R A P H I E

RADIOASTRONOMIE : J.L STEINBERG et J LEQUIEUX

ASTRONOMIE GENERALE : P. BAKOVLINE  
E. KONONOVITCH  
Y. MOROZ.

COURS D'ASTROPHYSIQUE GENERALE : J. DELHAYE

ASTROPHYSIQUE : E. SCHATZMAN

ETUDE DU GRAND INTERFEROMETRE DE NANCAY sur 169 MHz : BOISCHOT

ETUDE DE L'AMPLIFICATEUR PARAMETRIQUE : JELENSKY

TECHNIQUES DE L'INGENIEUR :

SCIENCES ET VIE

---