

Département d'électronique et d'électrotechnique

Projet de fin d'étude

DIPLOME D'INGENIORAT
امدرسة الوطنية للعلوم التطبيقية
OPTION ELECTRONIQUE
ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
BIBLIOTHEQUE

ETUDE ET REALISATION
D'UNE CHAINE DE MESURE
DE LA REFLECTIVITE POUR LA
TELEDETECTION PROCHE INFRAROUGE

Proposé par: H. TEDJINI D^r Ingénieur

A. ABDELLAOUI D^r de Spécialité

Etudiée par: MADANI NAÏDJATE

JANVIER 1981



Département d'électronique et d'électrotechnique

Projet de fin d'étude



DIPLÔME D'INGENIORAT
OPTION ELECTRONIQUE

الدراسة لمرتبعة للعلوم الهندسية
- المكتبة -

ETUDE ET REALISATION
D'UNE CHAINE DE MESURE
DE LA REFLECTIVITE POUR LA
TELEDETECTION PROCHE INFRAROUGE

Proposé par : H. TEDJINI D^e Ingénieur

A. ABDELLAOUI D^e de Spécialité

Etudiée par : MADANI NAÏDJATE

JANVIER 1981



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

- Je remercie Monsieur H. Tedjini Docteur ingénieur, chercheur au C.S.T.N de m'avoir reçu dans son laboratoire pour l'élaboration du présent travail .
- Je remercie en particulier Monsieur A.Abdellaoui directeur du groupe de recherches en télédétection d'Alger de m'avoir initié à la télédétection et d'avoir dirigé ce travail avec bienveillance .
- Mes remerciements vont également à mes collègues ,et mes amis ,en particulier M.E.Med,L.Noureddine,L.Ahmed, B.Saïd,etO.Azzeddine pour leurs aides pratique et morale .

Table des matières

<u>Introduction</u>	1
<u>I-Principe de la télédétection</u>	2
<u>II-Télédétection en infrarouge</u>	5
II.1.Rappels théoriques sur les lois du rayonnement.....	5
II.1.1.Flux énergétique totale \emptyset	5
II.1.2.Intensité énergétique I dans une direction donnée.....	5
II.1.3.Eclairement énergétique.....	6
II.1.4.Formule de Bouguer.....	6
II.1.5.Radiance énergétique.....	6
II.1.6.Loi de Lambert.....	7
II.1.7.Flux énergétique et radiance énergétiques spectraux.....	7
II.1.8.Loi du corps noir.....	7
II.1.9.Loi de Stéphane-Boltzmann.....	8
II.1.10.Formule de Planck, loi de Wien.....	8
II.2.Bilan énergétique à l'interface sol-atmosphère.....	12
II.3.Méthode de détection.....	14
II.4.Instrument de télédétection.....	15
II.5.Les paramètres à mesurer et leur signification.....	15
<u>III.Émissivité, Réflectivité, deux paramètres importants en télédétection</u>	17
III.1.Définitions.....	17
III.2.Importance de la connaissance de l'émissivité.....	21
III.3.Mesure d'émissivité par radiométrie active-passive corrélées.....	24
III.3.1.Equation radiométrique.....	24
III.3.2.Méthode de mesure active-passive corrélée.....	26
III.4.Difficultés de la mesure.....	27
<u>IV.Dispositifs émetteurs de lumière, et photorecepteurs</u>	29
IV.1.Principes physiques élémentaire.....	29
IV.2.Photoémetteur à semi-conducteur.....	30
IV.2.1.Diode photoémissive.....	30
IV.2.2.Caractérisation des photoémetteurs.....	32
IV.2.3.La diode électroluminescente L D 242.....	33
IV.3.Photorécepteur.....	35
IV.3.1.Effet photoélectrique.....	35
IV.3.2.Caractéristiques des photorécepteurs.....	36
IV.3.3.S F H 205 DIODE photoréceptrice.....	37

IV. Etude et réalisation de la chaîne de mesure.....	42
vV. Description générale de la chaîne de mesure.....	42
V.1. Émetteur infrarouge.....	43
Schéma générale.....	43
V.2.2. Polarisation, Stabilisation.....	43
V.2.3. Modulateur.....	44
V.3. Récepteur infrarouge.....	45
V.3.1. Schéma générale	45
V.3.2. Le préamplificateur.....	46
V.3.3. L'amplificateur.....	46
V.4. Optique de collection.....	48
V.5. Mesure des caractéristiques du système détecteur	49
V.5.1. Analyse dans le domaine fréquentiel.....	49
V.5.2. Réponse à un échelon.....	49
V.5.3. Bruits dans le détecteur de rayonnement I.R.....	50
-a-bruit de rayonnement.....	50
-b-bruit interne.....	51
-c-bruit de porteurs.....	51
V.5.4. Evaluation du rapport signal sur bruit (S/B).....	51
VI. Mesure de réflectivité bidirectionnelle de surface naturelles.....	53
VI.1. Réflectivité bidirectionnelle de surfaces naturelles.....	53
VI.1.1. Généralités.....	53
VI.1.2. L'indicatrice de réflexion.....	53
VI.2. Mise en équation du signal à la sortie du système détecteur.....	54
VI.2.1. Signal électrique à la sortie.....	55
VI.2.2. Etude du signal de sortie dans le plan parallèle à l'incidence.....	61
VI.2.3. Etude du signal de sortie dans le plan perpendiculaire	61
VI.2.4. Discussion physique des résultats.....	62
VI.3. Vérification du caractère Lambertien d'une surface de bois. Mesure de	
Détermination de la fonction d'appareil.....;	62
VI.4. Application, indicatrice de réflexion d'une surface rocheuse.....	64
Conclusion	66

INTRODUCTION

Depuis longtemps l'homme avait senti la nécessité de la vue globale et synoptique du milieu environnant: la vue d'en haut lui permettait une meilleure perception, une meilleure connaissance de l'environnement ; le chasseur et le guerrier ont commencé à grimper au haut des arbres pour surveiller et voir de haut et de loin ; les anciens géomètres montaient sur les collines ... mais tout avait le même but: une vue plus générale, plus globale, un champ de vue plus étendu.

Avec la construction des ballons et la découverte du principe de la photographie un pas nouveau été franchi dans la connaissance du milieu; Les photos prises à partir de ballons d'abord, puis à partir de petits avions de reconnaissance révélèrent une somme de détails d'informations insoupçonnées jusqu'alors: la photographie aérienne était née.

Utilisée à des fins militaires d'abord (surtout pendant la seconde guerre mondiale), elle a fait une entrée timide dans le civile, chez les géologues auxquels elle apportait une aide puissante pour guider les recherches de gisements. Les progrès réalisés par la technologie des appareils de prises de vue, la production d'émulsions photographique de plus en plus performante (sensibilité, rapidité, couleur, infrarouge, ...) ont fait de la photographie aérienne un outil précieux sur la connaissance du milieu. Plus tard lorsque le premier cosmonaute terrien orbita autour de notre planète, le film souvenir de famille qu'il prit, révéla tant de détails, tant d'informations malgré la qualité, les spécialistes perçurent des applications nouvelles ... la télédétection spatiale était née.

La télédétection désigne tout processus d'acquisition d'informations sur le milieu naturel sans qu'il y ait contact entre le capteur (ou instrument de prises de vue) et l'objet qu'on veut étudier. A ce titre elle englobe aussi bien l'imagerie satellite, que la photographie aérienne, l'utilisation des ondes acoustiques, les réponses radar ... La télédétection électromagnétique, la seule dont il sera question ici, est basée sur le principe que tout objet reçoit de la part de sources naturelles (comme le soleil, la lune, l'atmosphère) ou artificielles (radar...) un rayonnement électromagnétique qu'il absorbe, réfléchit ou émet selon un mode propre dépendant en grande partie des propriétés caractéristiques, et de l'état de l'objet considéré. Le rayonnement électromagnétique ne possède pas un grand pouvoir de pénétration dans le sol; les seuls objets qu'on espère directement "voir" selon ce principe seraient les objets en surface; toutefois les objets en sous-sol (nappes, gisements, ...) se manifestent en générale par des anomalies

dont la perception et la compréhension permettent, dans de nombreux cas, de "remonter" à la cause de ladite anomalie. Et ce n'est que par des moyens matériels avancés d'acquisition et de traitement de données, que l'on est conduit à une connaissance plus exacte, plus profonde des propriétés de la surface terrestre. Tout le problème consiste donc à extraire des informations suffisantes à partir du rayonnement enregistré sur bande magnétique après interaction avec le milieu considéré. Il s'agira alors de développement d'outils d'instruments, d'algorithmes d'analyse, ainsi que des modèles, pour simplifier et rendre plus efficace les méthodes de traitement de l'information.

Cependant, il est clair que ceci nécessite une connaissance approfondie des objets auxquels on s'intéresse notamment:

-Les propriétés des objets vis-à-vis des phénomènes physiques qui vont servir de rapport pour le transfert des informations.

-Les différentes techniques des instruments capables de recueillir ces informations.

-Le pouvoir de traduire ces informations en langage assimilables.

La conséquence immédiate est le caractère multidisciplinaire de la télédétection qui suppose pour la même étude des spécialistes d'origines diverses. Le travail qui suit a pour objectif de fournir un document de référence donnant les notions de base de la télédétection, de la réalisation d'une chaîne de mesure de réflectivité, avec une interprétation quantitative des mesures radiométriques dans le domaine proche infrarouge.

C'est un domaine très riche, et très vaste en renseignement pour la télédétection, car il permet d'atteindre non seulement des caractéristiques du milieu, mais aussi certains phénomènes de transfert d'énergie sol-atmosphère. Après un bref exposé sur les lois du rayonnement, et la définition de certains paramètres importants on discute l'importance de l'émissivité et de la réflectivité dans le domaine infrarouge. Est ensuite présentée la chaîne de mesure de la réflectivité bidirectionnelle au cinquième chapitre. Au chapitre six on propose un modèle mathématique de mesure. Le dernier chapitre est consacré aux mesures pratiques, discussions des valeurs, et interprétation des résultats de la réflectivité de certaines surfaces naturelles.

I - PRINCIPES DE LA TELEDETECTION :

La télédétection désigne tout système ou processus permettant d'acquérir des informations à distance; c'est-à-dire sans qu'il y ait contact physique entre l'appareil de mesure, ou capteur, et l'objet étudié. Elle est basée sur les principes que chaque objet absorbe, émet, diffuse et réfléchit des rayonnements qui lui sont propres et que l'on peut enregistrer et analyser.

Un système de télédétection comprend (cf. fig. 1-1) :

- Une zone émettant un certain rayonnement,
- Un milieu de propagation,
- Une plate-forme d'observation dans laquelle sont embarqués des capteurs travaillant dans différents domaines du spectre électromagnétique,
- Un système de transmission par télémesure,
- Un système d'enregistrement,
- Un centre de recueil des données et de prétraitement,
- Des centres d'interprétation dont le but principal est d'établir une corrélation entre le rayonnement mesuré et la nature des "objets" au sol émettant ce rayonnement,

Les différentes étapes pendant lesquelles s'effectue une opération de télédétection sont :

- La collecte de l'information qui peut s'effectuer selon différentes techniques, le choix d'une technique particulière dépend pour une large part des objectifs que l'on veut atteindre et des moyens dont on peut disposer,
- La transformation de l'information en une forme numérique assimilable par l'ordinateur, puis traitement des données obtenues,
- L'interprétation de cette information par des spécialités dans les domaines auxquels on s'intéresse telles que la Géologie, la Climatologie, la Pédologie, l'Etude des forêts ...

D'une façon plus précise la télédétection consiste à faire des analyses sur :

- Les divers flux qui introduisent l'émission propre de la terre,
- Les divers paramètres qui décrivent ces flux,
- Les relations entre le signal enregistré et les divers paramètres décrivant les propriétés du milieu étudié.

En fait, entre la surface terrestre et le capteur se trouve un milieu perturbateur dont l'effet sur le signal reçu n'est pas négligeable. Cela pose des problèmes fort complexes lorsque l'on veut faire une étude quantitative du signal et en tirer des propriétés caractéristiques de l'objet - source. A ces perturbations extérieures s'ajoutent les perturbations introduites par l'appareil lui-même.

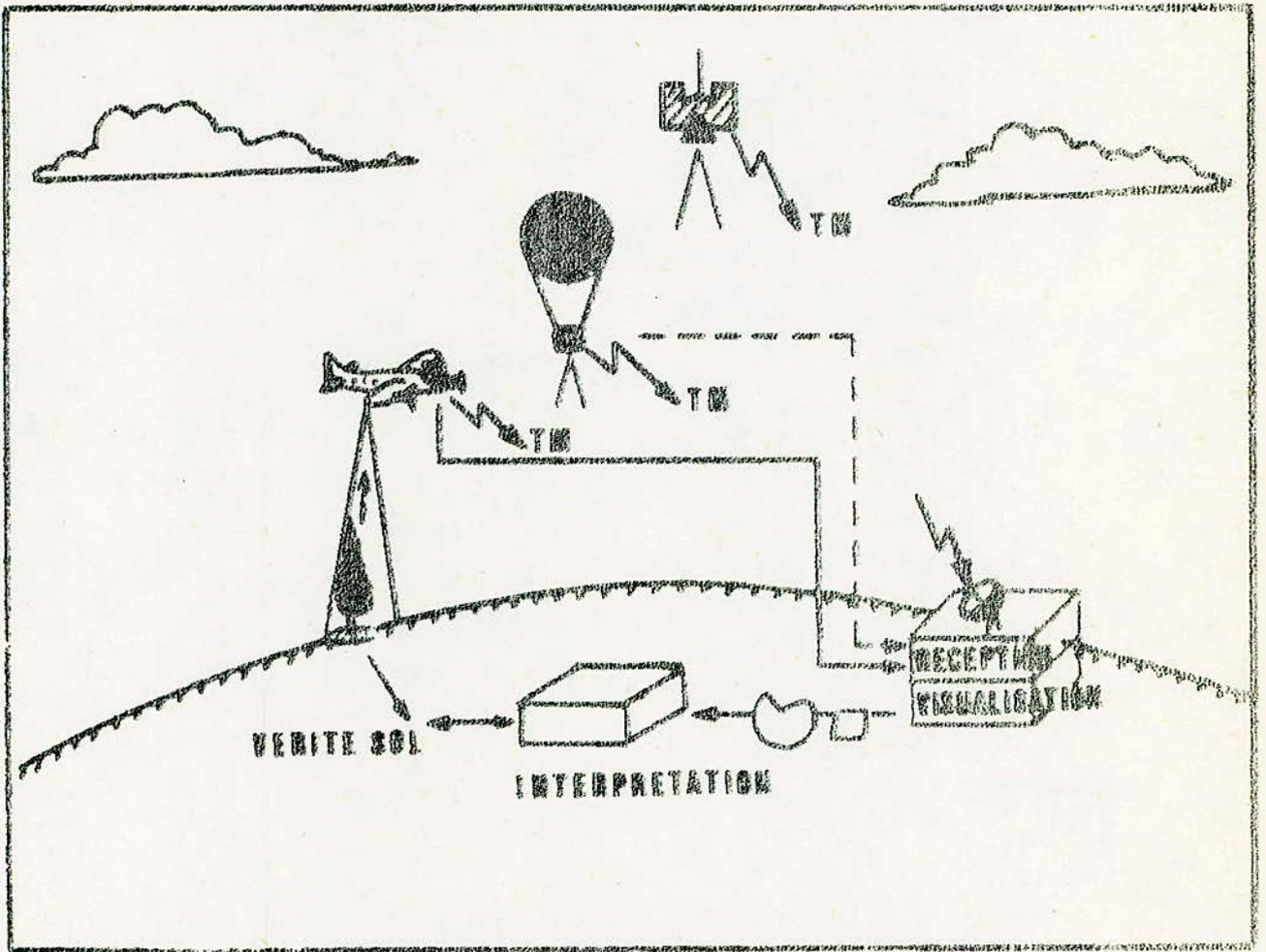


fig : 1-1

Opérations de télédétection aéro-matellitaire .

II - TELEDETECTION EN INFRAROUGE.

II-1- Rappels théoriques sur les lois du rayonnement - Loi de la photométrie Loi du corps noir:

Le rayonnement est un des mécanismes par lesquels s'effectuent les échanges d'énergie entre les corps matériels; alors que la conduction et la convection impliquent la médiation d'autres corps solides, liquides ou gazeux. Pour accomplir ces échanges, le rayonnement agit directement même à travers le vide absolu où son efficacité est maximale puisque aucun obstacle n'y entrave sa propagation.

C'est sous la forme d'un rayonnement que l'énergie solaire parvient à la terre pour y revêtir les formes les plus diverses. Au-delà du spectre visible dont la longueur d'onde supérieure est environ $0,7 \mu m$ s'étend le spectre infrarouge qui couvre un vaste domaine de plus de dix (10) octaves.

II-1-1- Flux énergétique total Φ :

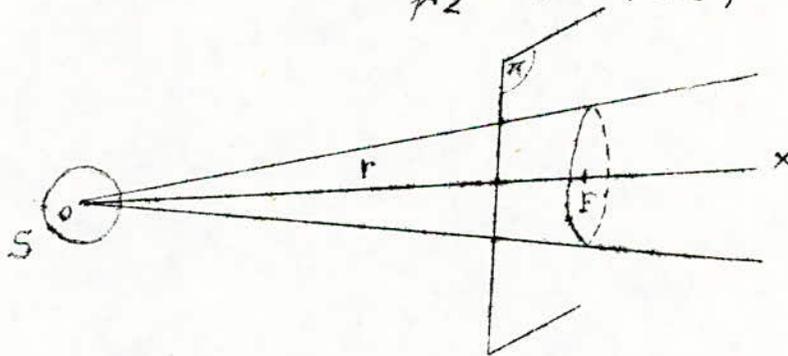
Soit une source de rayonnement S de nature quelconque, de petites dimensions, portée à une température T, et placée dans le vide; le flux énergétique total Φ est la quantité d'énergie rayonnée par la source par unité de temps dans tout l'espace environnant (en watt ou en cal/s).

II-1-2- Intensité énergétique I dans une direction donnée:

Soit O le centre de la source S, Ox une direction donnée de l'espace. Considérons un cône de révolution de sommet O, d'axe Ox d'angle au sommet aussi petit que l'on veut et soit P un point de cet axe placé à une distance r du point O. Coupons ce cône par un plan (π) passant par P et soit α l'angle que fait la normale à (π) en P avec Ox. On obtient une section elliptique de surface dS' ; l'angle solide $d\Omega$ sous lequel est vu à partir de O vaut: fig: 2-1

$$d\Omega = \frac{dS' \cos \alpha}{r^2} \quad (2-1)$$

fig: 2-1



Si l'on mesure $d\Phi$ le flux énergétique traversant la surface dS' , on constate que $d\Phi$ est indépendant du plan (π) pour un cône donné. $d\Phi/d\Omega$ tend vers une certaine quantité I appelée intensité énergétique de la source S dans la direction Ox quand $d\Omega$ tend vers zéro.

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega} = \frac{d\Phi \cdot r^2}{dS' \cdot \cos \alpha}$$

(2-2)

I : en watt stéradian⁻¹ : w.ster.⁻¹

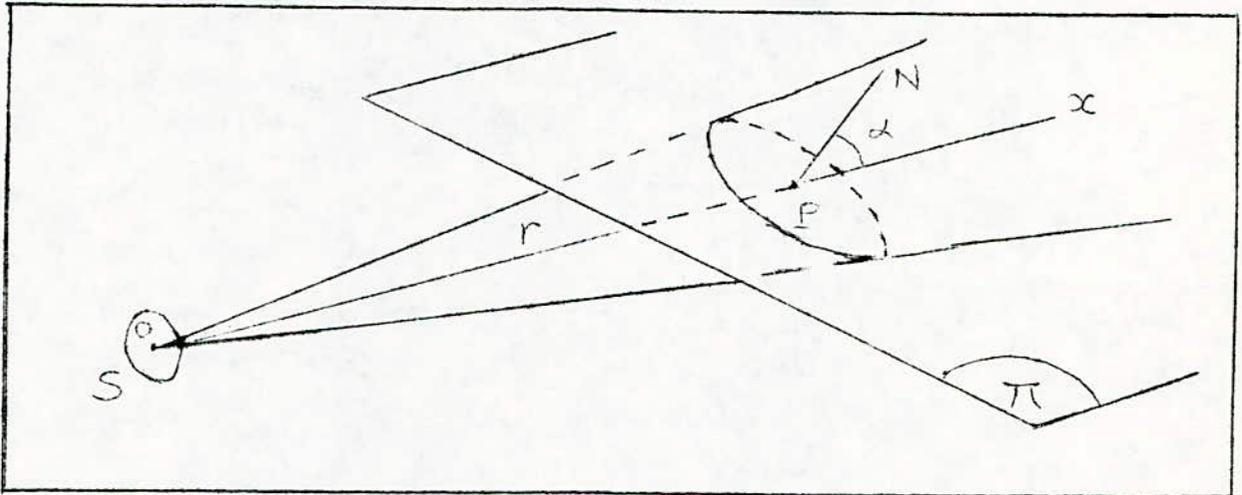
II-1-3- Eclairement énergétique :

Par définition l'éclairement E de l'écran au point P est le quotient :

$$E = \frac{d\Phi}{dS'} = \frac{I \cdot \cos \alpha}{r^2} = E_0 \cdot \cos \alpha \quad (2-3)$$

E_0 : éclairement en P d'un écran perpendiculaire à Ox

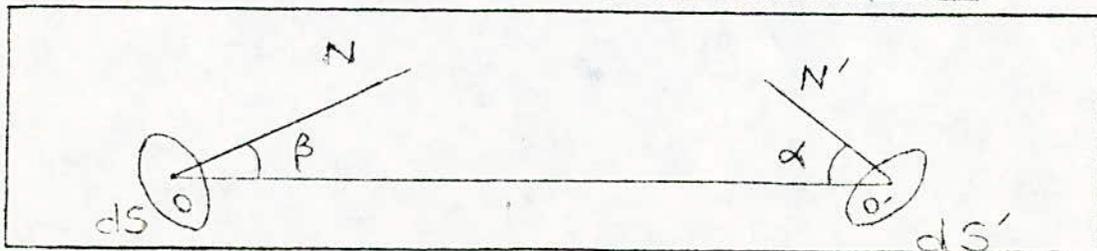
E : s'exprime en Watt par mètre carré (W/m^2)



II-1-4- Formule de DOUGUER :

Soient deux surfaces élémentaires d'aires respectives dS et dS' , la distance de leurs centres respectifs O et O' , β et α les angles que font les normales en O et O' à ces surfaces avec la direction OO' . Si dS est considérée comme un émetteur de rayonnement et dS' comme un récepteur, le flux énergétique $d\Phi$ reçu par ce dernier est:

$$d\Phi = \frac{dI \cdot dS'}{r^2} \cos \alpha \quad (2-4)$$



II-1-5- Radiation énergétique :

Soit un élément de surface rayonnante dS , si $d\Phi$ est le flux énergétique rayonné dans tout le demi-espace limité par la surface de la source ($d\Omega = 2\pi$), la radiance énergétique R de la source au point O est définie par :

$$R = \frac{d\Phi}{dS}$$

(2-5)

R : en watts par mètre carré (w/m²).

"On confond souvent la radiance énergétique avec la luminance et la brillance".

II-1-6- Loi de LAMBERT :

Lorsqu'une source possède une radiance R constante quelle que soit la direction Ox envisagée, on dit qu'elle obéit à la loi de LAMBERT.

II-1-7- Flux énergétique et radiance énergétique spectraux :

Les sources constituées par des corps chauds ont en général un spectre continu. C'est-à-dire que les longueurs d'ondes composantes ne possèdent pas des valeurs discrètes quel que soit le domaine spectral arbitrairement choisi et compris entre deux limites λ_1 et λ_2 , on peut être certain d'y trouver une énergie non-nulle.

Soit $d\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ aussi petit qu'on veut.

Soit $d\Phi$ le flux énergétique correspondant à cet intervalle :
Le flux énergétique spectral Φ_λ est défini par :

$$\Phi_\lambda = \frac{d\Phi}{d\lambda}$$

(2-6)

: watts par mètre (w/m)

De la même façon on définit la radiance spectrale :

$$R_\lambda = \frac{dR}{d\lambda}$$

(2-7)

R : en " W.m⁻².ster⁻¹. μ^{-1} "

Ces deux grandeurs peuvent être considérées comme des fonctions continues de λ et représentées par des courbes spectrales.

II-1-8- Loi des corps noirs :

Tout corps dont la température est différente de zéro absolu est une source de rayonnement d'ondes électromagnétiques. Réciproquement un corps recevant un rayonnement extérieur peut absorber une certaine fraction α de l'énergie électromagnétique incidente. Une autre fraction ρ de l'énergie incidente peut être réfléchiée par la surface du corps et une troisième fraction τ peut traverser le corps. Bien entendu la somme de ces trois fractions est égale à l'unité :

$$\rho + \tau + \alpha = 1$$

(2-8)

α est la fraction d'absorption,
 ρ est la fraction de réflexion,
 τ est la fraction de transmission.

Ces trois facteurs peuvent être définis par un rayonnement de nature quelconque et en particulier pour un rayonnement monochromatique de longueur d'onde λ :

On les désigne alors par ρ_λ , τ_λ , α_λ .

Par définition, le corps noir possède un coefficient d'absorption égal à l'unité et par conséquent des coefficients ρ et τ nuls quelle que soit la longueur d'onde. Il s'agit bien entendu d'un corps idéal, qu'on ne réalise en pratique que d'une manière approchée.

(a) première loi de KRICHHOFF :

La radiance énergétique spectrale R_λ d'un corps noir ne dépend que de la température absolue T du corps noir.

(b) Deuxième loi de KIRCHHOFF :

La radiance énergétique spectrale R_λ d'un corps quelconque, pour une longueur d'onde donnée et une direction donnée, est égale au produit de son facteur d'absorption α_λ par la radiance spectrale du corps noir à la même température et dans les mêmes conditions.

$$R_\lambda = R_\lambda^{CN} \cdot \alpha_\lambda \quad (2-9) \quad \text{CN: corps noir}$$

La radiance énergétique pour une bande (λ_1, λ_2) du corps noir :

$$R_o = R^{CN} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R_\lambda^{CN} \cdot d\lambda$$

Pour un corps quelconque :

$$R = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R_\lambda^{CN} \cdot \alpha_\lambda \cdot d\lambda$$

D'où le coefficient d'absorption :

$$\alpha = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R_\lambda^{CN} \cdot \alpha_\lambda \cdot d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R_\lambda^{CN} \cdot d\lambda} \quad (2-10)$$

II-1-9- Loi de Stéphan BOLTZMANN :

La radiance énergétique $R_o^{CN} = R_o$ du corps noir est proportionnelle à la quatrième puissance de la température absolue :

$$R_o = \sigma \cdot T^4 \quad (2-11)$$

σ : constante de Stéphan
 $\sigma = 5,662 \cdot 10^{-8} \text{ w. m}^2 (\text{°K})$

II-1-10- Formule de PLANCK, loi de WIEN :

La forme définitive de la formule donnant la radiance énergétique spectrale $R_o(\lambda)$ du corps noir a pu être établie en 1906 à partir des travaux de Mr PLANCK. (fig: 2-4) :

$$R_0 = \frac{2 h c^2}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{hc}{k \lambda T}\right) - 1 \right]}$$

$R_0(\lambda)$: s'exprime en $W.m^{-2}.ster^{-1}.\mu^{-1}$.

h : constante de Planck = $6,6 \cdot 10^{-34}$ J.s

c : vitesse de la lumière = $2,9997 \cdot 10^8$ m/s

k : constante de Boltzmann, est égale au rapport R/N , de constante R des gaz parfaits ($8,31$ J/°K) et du nombre d'avogadro ($N = 6,06 \cdot 10^{23}$) = $1,38 \cdot 10^{-23}$

On pose généralement : $C_1 = 2hc^2 = 1,19 \cdot 10^8$ W.M⁻².μ⁴

$$C_2 = hc/k = 1,439 \cdot 10^4 \mu(^{\circ}K)$$

Pour une température donnée T , la radiance est minimale pour $\lambda = \lambda_{max}$ tel que :

$$\left. \frac{\partial R}{\partial \lambda} \right|_{\lambda = \lambda_{max}} = 0$$

A partir de l'expression (2-12), recherchons quelle est la longueur d'onde qui correspond pour une température donnée, au maximum de la radiance; en dérivant (2-12) par rapport à λ on trouve:

$$\frac{dR}{d\lambda} = \frac{C_1 \left(5 - 5 \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right) + \frac{C_2}{\lambda T} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right) \right)}{\lambda^6 \left(\exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right)^2}$$

En écrivant que cette expression est nulle, il vient :

$$\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) = \frac{5}{\left(5 - \frac{C_2}{\lambda T} \right)}$$

soit : $x = \frac{C_2}{\lambda T}$

d'où :

$$y = 5 e^{-x} + x - 5 = 0$$

Pour la résolution de cette équation voir TAB-A-

$y = 0$, est valable pour $x = 4,9651$

On tire la formule de Wien:

$$T \cdot \lambda = 2898,23$$

(2-13)

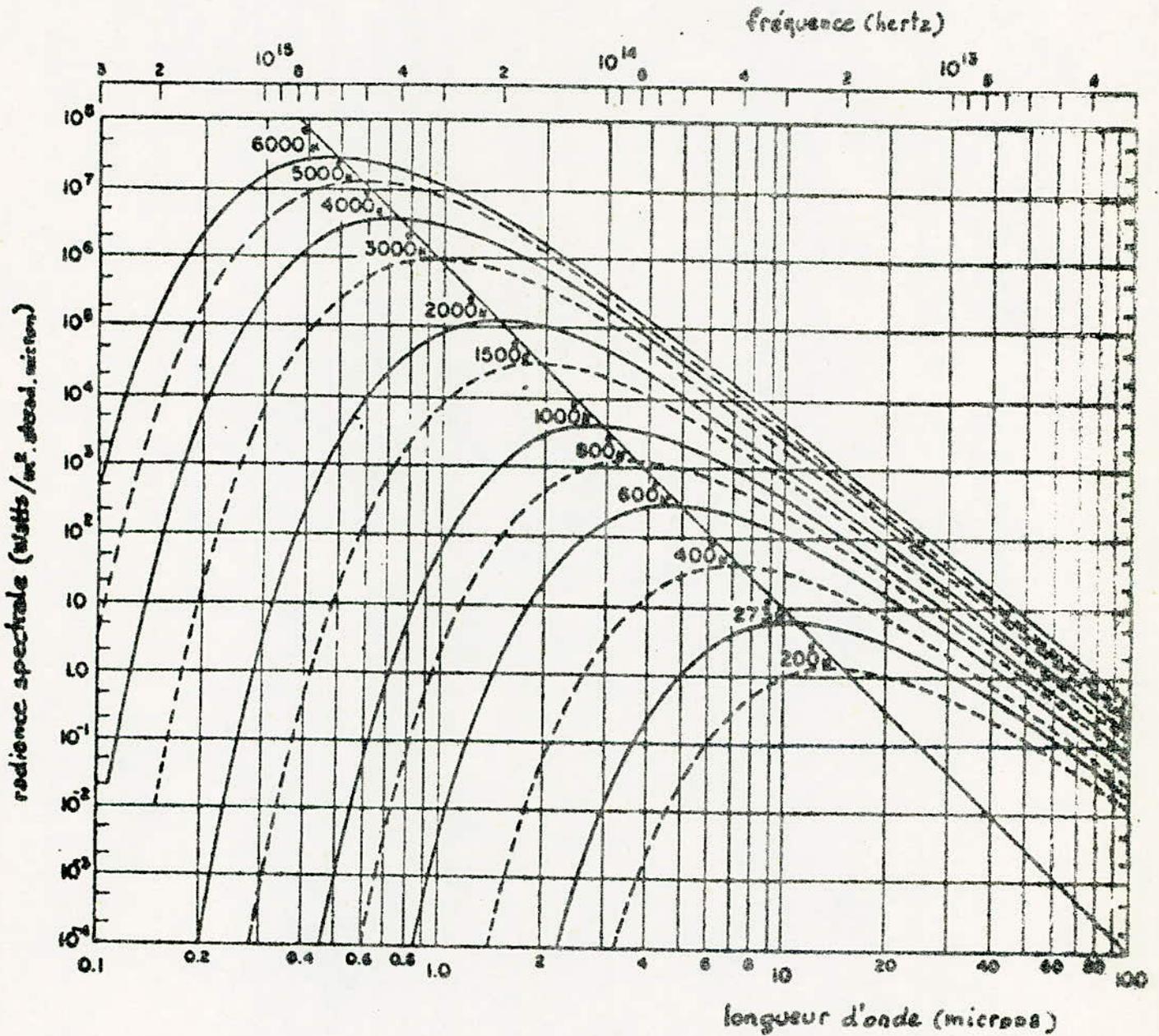


Fig : 2-4

- Radiance spectrale du corps noir à diverses températures ; la droite des maxima représente la loi de Wien (Handbook of Geophysics)

PROGRAMME :

```

1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
0006 PAS=0.001
000A XI=4.95
000E X=XI
0018 PRINT 200
0022 PRINT 210
002C PRINT 220
0036 50 W=EXP(-X)
0040 Y=5.*W+X-.5.
0058 PRINT 230, X, Y
005C X=X+PAS
0070 IF(X.LY-4.98) 60 TO 50
0072 STOP
0072 200 FORMAT(2X, 33(1H*))
0072 210 FORMAT(2X, 1H!, 3X, 'X', 14X, 1H!, 4X, 'Y', 12X, 1H!)
0072 220 FORMAT(2X, 1H!, 15(1H-), 1H!, 17(1H-), 1H!)
0072 230 FORMAT(2X, 1H!, E13.4, 4X, 1H!, E13.4, 4X, 1H!)
0072 END

```

RESULTATS :

X	Y
4950E+01	1458E-01
4951E+01	1362E-01
4952E+01	1266E-01
4953E+01	1169E-01
4954E+01	1073E-01
4955E+01	976E-02
4956E+01	879E-02
4957E+01	783E-02
4958E+01	687E-02
4959E+01	590E-02
4960E+01	494E-02
4961E+01	397E-02
4962E+01	301E-02
4963E+01	204E-02
4964E+01	108E-02
4965E+01	11E-03
4966E+01	1E-03
4967E+01	81E-04
4968E+01	277E-04
4969E+01	373E-04
4970E+01	470E-04
4971E+01	567E-04
4972E+01	663E-04
4973E+01	756E-04
4974E+01	856E-04
4975E+01	952E-04
4976E+01	1044E-04
4977E+01	1144E-04
4978E+01	1244E-04
4979E+01	1344E-04
4980E+01	1444E-04

STOP

TAB. A : Résolution de l'équation $y = 5e^{-x} + x - 5$

Applications :

1°)- Le soleil peut-être considéré comme un corps noir à $T = 6000^{\circ}\text{K}$ le maximum d'émission a lieu pour :

$$\lambda_{\text{max}} = \frac{2898,23}{6000} \# 0,49 \mu\text{m}$$

(c'est-à-dire au voisinage du maximum de perception de l'oeil)

2°)- La température ordinaire de la terre est de 300°K , la radiance serait maximale pour $\lambda_{\text{max}} = 10 \mu$, et celle-ci se situe dans la bande de l'infrarouge thermique qui correspond également à une fenêtre de transmission atmosphérique, où l'absorption par les composantes atmosphériques H_2O , CO_2 , O_3 , est minimale.

II-2) Bilan énergétique à l'interface sol-atmosphère :

L'énergie rayonnée par le soleil parcourt une distance de $1,5 \cdot 10^8$ Km avec une vitesse de $2,9979 \cdot 10^8$ m/s. Le flux arrivant au sol est de $0,14$ w par cm^2 . Cette énergie est répartie dans le spectre électromagnétique entier la moitié dans le spectre visible. La terre elle-même n'est pas très réfléchissante, et la proportion d'énergie moyenne réfléchie est entre 5% et 10%. L'énergie réfléchie par la terre décroît lorsque la longueur d'onde augmente, par contre l'énergie émise devient plus importante. Le point de croisement est au voisinage de $3 \mu\text{m}$

Notons que le signal enregistré par le capteur ne correspond pas à l'énergie émise, car l'atmosphère absorbe et émet des rayonnements infrarouges.

Les bandes qui permettent de définir les "fenêtres de transparence" ou "fenêtres atmosphériques" sont les suivantes :

- Vapeur d'eau (H_2O) : Les maxima d'absorption se localisent à $1,4 \mu$, $1,9 \mu\text{m}$, $2,7 \mu\text{m}$, $6,3 \mu\text{m}$, et à partir de $25 \mu\text{m}$

- Gaz carbonique (CO_2) : Les maxima d'absorption se situent à $4,3 \mu\text{m}$ et $15 \mu\text{m}$

- Ozone (O_3) : En-dehors de l'ultra-violet, la bande principale d'absorption est centrée sur $9,6 \mu\text{m}$.

Cf. Fig. n° (2-6)

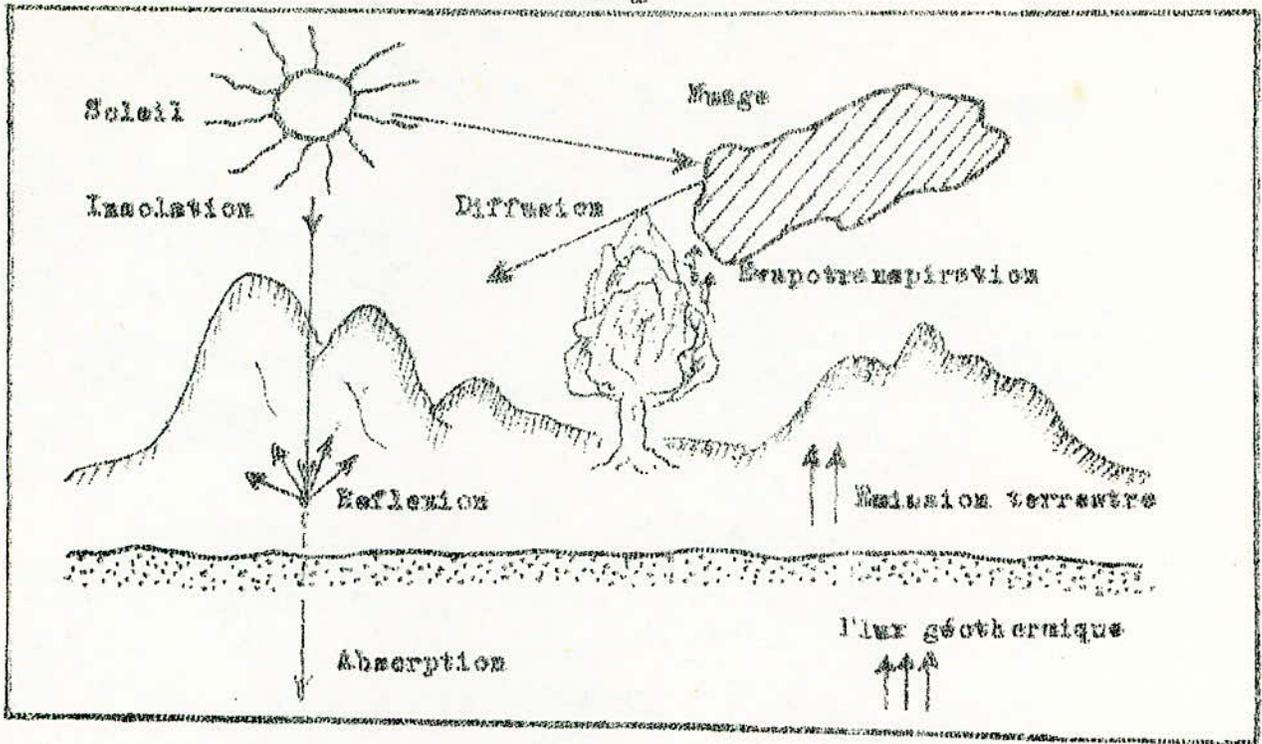


fig. 2-5
Bilan d'énergie aux surfaces terrestres

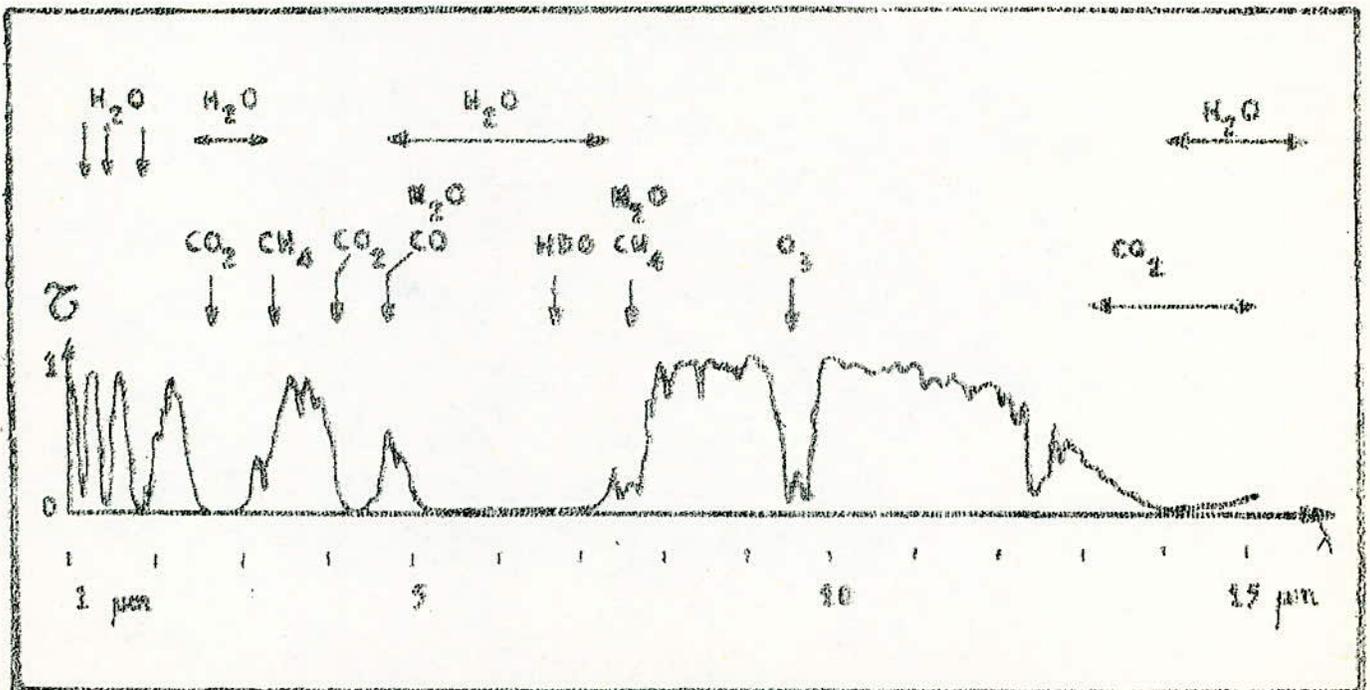
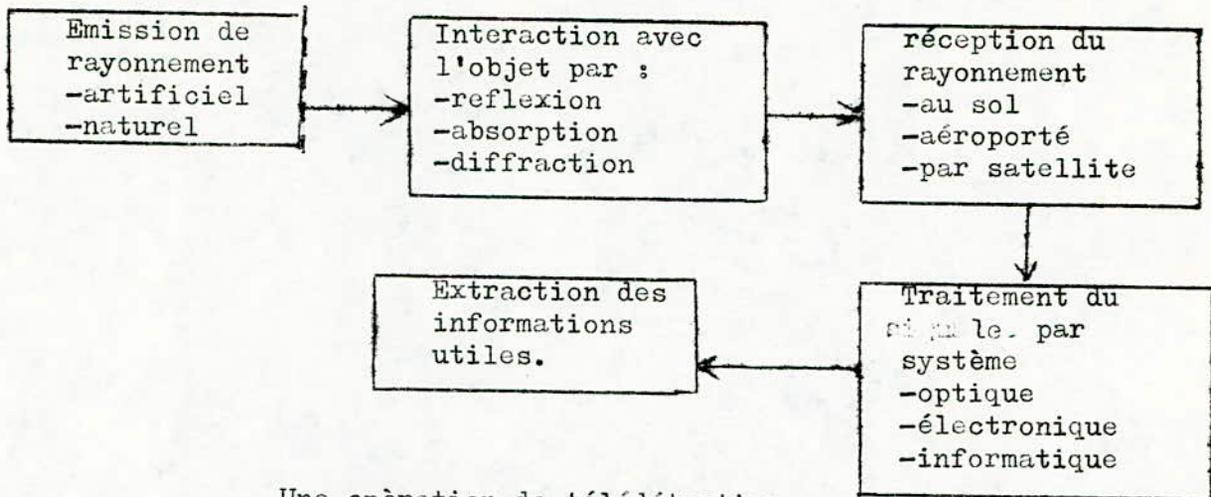


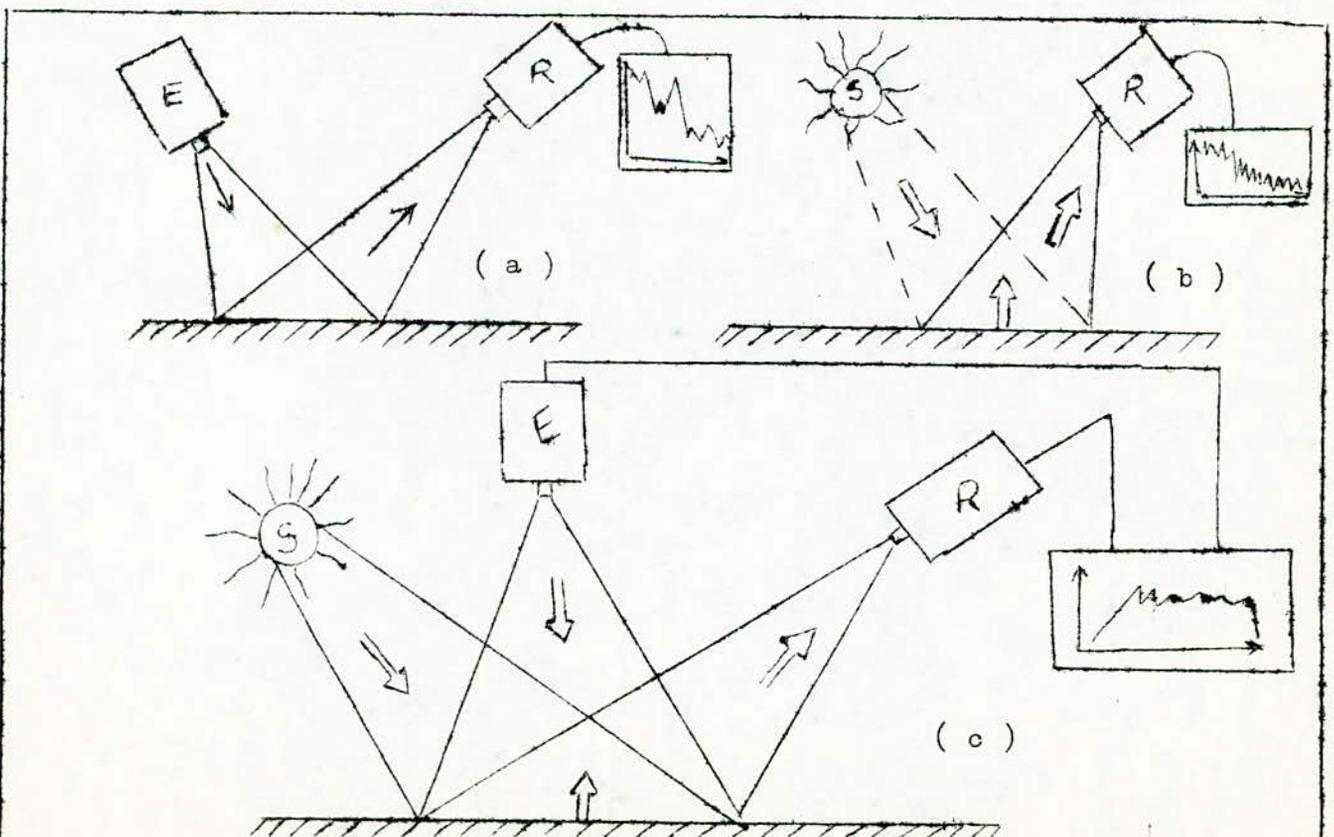
fig. 2-6
Transmittance de l'atmosphère (Handbook of Geophysics)



Une opération de télédétection.

Pour analyser une scène, trois façons sont envisagées : Active, passive et active-passive corrélée.

- En télédétection active, la scène à analyser est irradiée par un émetteur.
- En télédétection passive, les seules sources utilisées sont les sources naturelles (soleil, terre, nuages, atmosphère ...) elles ont l'avantage d'être gratuites, mais l'inconvénient de ne pas être cohérentes ni contrôlables en intensité.



(a):Télédétection active (b):Télédétection passive (c):Télédétection active passive corrélée

II-4- Instruments de télédétection,

De nombreux instruments scientifiques ont été conçus dans le but de la télédétection, chambres photographiques, caméra. vidéo, radiomètres à balayages multispectraux.

Ce sont des appareils enregistrant les rayonnements émis ou réfléchis par une surface visée; ils sont caractérisés par :

- Leur bande spectrale,
- Pouvoir d'analyse spatiale (angle d'ouverture),
- Leur sensibilité,
- Leur précision,
- Leur fidélité.

Il existe deux grandes sortes de détecteurs, les détecteurs thermiques et les détecteurs sélectifs ou photodétecteurs.

Les principaux détecteurs thermiques sont :

- Les bolomètres,
- Les thermocouples (ou thermopiles),
- Les récepteurs pneumatiques,

Les principaux détecteurs sélectifs ou photodétecteurs :

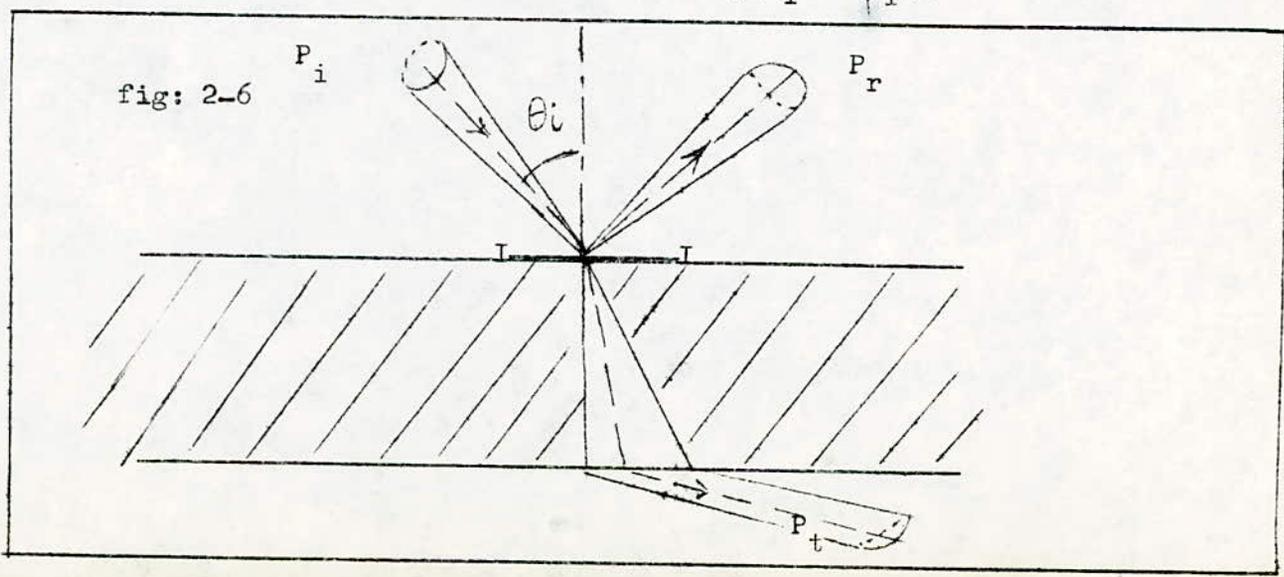
- Les détecteurs photoémisifs,
- Les photoconducteurs (polycristallins, monocristallins),
- Les détecteurs photovoltaïques.

II-5- Les paramètres à mesurer et leur signification :

Considérons un corps soumis à un rayonnement électromagnétique incident. Soit dS un élément de sa surface, il reçoit une énergie E_i pendant le temps t d'illumination, ou encore il reçoit une puissance P_i . Il se produit plusieurs effets :

- i) l'élément renvoie une partie de l'énergie sous forme d'énergie réfléchie E_r ou encore il renvoie la puissance P_r .
- ii) Une partie de l'énergie est toujours transmise à travers le corps pendant le temps d'illumination, c'est-à-dire qu'il transmet une puissance P_t .
- iii) Une partie de l'énergie est absorbée par le milieu.

Supposons l'élément de surface dS illuminé par une source vue sous l'angle solide $d\Omega_i$ dans la direction (θ_i, φ_i) .



On définit la réflectivité directionnelle spectrale $\rho_{d\lambda}$ par :

(2-14)

$$\rho_{d\lambda}(\theta_i, \varphi_i) = \frac{\text{Puissance réémise dans la longueur d'ondes } (\lambda, \lambda + d\lambda) \text{ dans tout l'hémisphère supérieur lorsque le système est éclairé sous l'incidence } (\theta_i, \varphi_i)}{\text{Puissance incidente sous l'angle } (\theta_i, \varphi_i) \text{ angle solide } d\Omega_i \text{ dans la bande de longueur d'onde } (\lambda, \lambda + d\lambda)}$$

Puissance réémise dans la longueur d'ondes $(\lambda, \lambda + d\lambda)$ dans tout l'hémisphère supérieur lorsque le système est éclairé sous l'incidence (θ_i, φ_i)

Puissance incidente sous l'angle (θ_i, φ_i) angle solide $d\Omega_i$ dans la bande de longueur d'onde $(\lambda, \lambda + d\lambda)$

On définit aussi une transmittivité τ_λ directionnelle spectrale par :

(2-15)

$$\tau_\lambda(\theta_i, \varphi_i) = \frac{\text{Puissance émise dans tout l'hémisphère inférieur dans la longueur d'onde } (\lambda, \lambda + d\lambda) \text{ lorsque le système est éclairé sous l'incidence } (\theta_i, \varphi_i)}{\text{Puissance incidente sous l'angle } (\theta_i, \varphi_i) \text{ angle solide } d\Omega_i \text{ dans la bande de longueur d'onde } (\lambda, \lambda + d\lambda)}$$

Puissance émise dans tout l'hémisphère inférieur dans la longueur d'onde $(\lambda, \lambda + d\lambda)$ lorsque le système est éclairé sous l'incidence (θ_i, φ_i)

Puissance incidente sous l'angle (θ_i, φ_i) angle solide $d\Omega_i$ dans la bande de longueur d'onde $(\lambda, \lambda + d\lambda)$

De la même manière on définit une absorptivité directionnelle spectrale par :

(2-16)

$$\alpha(\theta_i, \varphi_i) = \frac{\text{Puissance absorbée dans l'échantillon de la bande } (\lambda, \lambda + d\lambda) \text{ lorsque le système est éclairé sous l'incidence } (\theta_i, \varphi_i)}{\text{Puissance incidente sous } (\theta_i, \varphi_i) \text{ dans } d\Omega_i \text{ dans la bande de longueur d'onde } (\lambda, \lambda + d\lambda)}$$

Puissance absorbée dans l'échantillon de la bande $(\lambda, \lambda + d\lambda)$ lorsque le système est éclairé sous l'incidence (θ_i, φ_i)

Puissance incidente sous (θ_i, φ_i) dans $d\Omega_i$ dans la bande de longueur d'onde $(\lambda, \lambda + d\lambda)$

La conservation d'énergie implique :

Puissance réémise + Puissance transmise + Puissance absorbée = Puissance incidente.

$$\rho_\lambda(\theta_i, \varphi_i) + \tau_\lambda(\theta_i, \varphi_i) + \alpha_\lambda(\theta_i, \varphi_i) = 1$$

(2-17)

On a vu au paragraphe II-1-8- que pour un corps noir :

$$\rho_\lambda = \tau_\lambda = 0$$

(2-18)

$$\alpha_\lambda = 1, \forall \lambda$$

Cas des corps opaques, ce sont des corps qui ne laissent traverser aucune énergie.

$$\tau_\lambda = 0 ; \rho_\lambda + \alpha_\lambda = 1$$

(2-19)

Cas des corps transparents non-réfléchissants ni diffusants.

$$\rho_\lambda = 0$$

$$; \alpha_\lambda + \tau_\lambda = 1$$

(2-20)

III - EMISSITE, REFLECTIVITE, DEUX PARAMETRES IMPORTANTS EN TELEDETECTION.

III-1- Définitions :

Les corps qui rayonnent selon la loi de PLANCK sont rares; les corps gris rayonnant suivant cette loi à une constante près.

(i) Soit un corps A quelconque homogène à la température T. Soit ds un élément de la surface du corps A. Il émet dans la direction (θ, φ), et dans l'angle solide dΩ une puissance donnée par:

$$dP_e = \epsilon_\lambda(T, \theta, \varphi) R_0(\lambda, T) \cos\theta \cdot d\Omega \cdot dS \cdot d\lambda \quad (3-1)$$

$\epsilon_\lambda(\theta, \varphi, T)$: émissivité spectrale, ou facteur d'émission spectrale.

$R_0(\lambda, T)$: radiance spectrale, ou corps noir à la température T.

La radiance du corps A s'écrira :

$$R(\lambda, T, \theta, \varphi) = \epsilon_\lambda(T, \theta, \varphi) \cdot R_0(\lambda, T) \quad (3-2)$$

Il est évident que :

$$0 \leq \epsilon(\lambda, \theta, \varphi, T) \leq 1$$

Dans la pratique on s'intéresse à la valeur moyenne dans une bande (λ_1, λ_2)

$$\bar{\epsilon} = \epsilon(\Delta\lambda, \theta, \varphi, T) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \epsilon(\lambda, \theta, \varphi, T) \cdot R_0(\lambda, T) \cdot d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R_0(\lambda, T) \cdot d\lambda} \quad (3-3)$$

La puissance absorbée par la surface dS du corps A est par définition:

$$dP_a = \alpha_\lambda(\theta, \varphi) \cdot R_0(\lambda, T) \cdot \cos\theta \cdot d\Omega \cdot dS \cdot d\lambda \quad (3-4)$$

Puisque le corps A est en équilibre thermique, toute la puissance reçue est réémise.

Dans ces conditions :

$$\iint_{\text{surface A}} dS \int_0^\infty d\lambda \iint d\Omega \cdot \epsilon_\lambda(\theta, \varphi) R_0(\lambda, T) \cos\theta = \iint_{\text{surface de A}} dS \int_0^\infty d\lambda \iint d\Omega \cdot R_0(\lambda, T) \alpha_\lambda(\theta, \varphi) \cos\theta$$

On peut réécrire cette relation :

$$\iint ds \int_0^{\infty} d\lambda \iint_{\text{hémisphère}} d\Omega \cdot R_0(\lambda, T) \cdot \cos \theta [\varepsilon_\lambda(\theta, \varphi) - \alpha_\lambda(\theta, \varphi)] = 0$$

Cette relation est vraie quelle que soit la température T et quelle que soit la forme de la surface de A. Elle ne peut être vérifiée que si :

$$\varepsilon_\lambda(\theta, \varphi) = \alpha_\lambda(\theta, \varphi) \quad (3-5)$$

On peut réécrire la loi de conservation de l'énergie sous la forme :

$$\rho_\lambda(\theta, \varphi) + \tau_\lambda(\theta, \varphi) + \varepsilon_\lambda(\theta, \varphi) = 1 \quad (3-6)$$

(ii) Soit $R(\theta_r, \varphi_r)$ la radiance de la surface ds précédemment décrite lorsqu'elle est observée dans la direction (θ_r, φ_r) . On définit la réflectivité bidirectionnelle par le rapport :

$$(3-7) \quad \rho_b(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) = \frac{\text{Puissance réfléchie dans la direction } (\theta_r, \varphi_r)}{\text{Éclairement provenant de la source}}$$

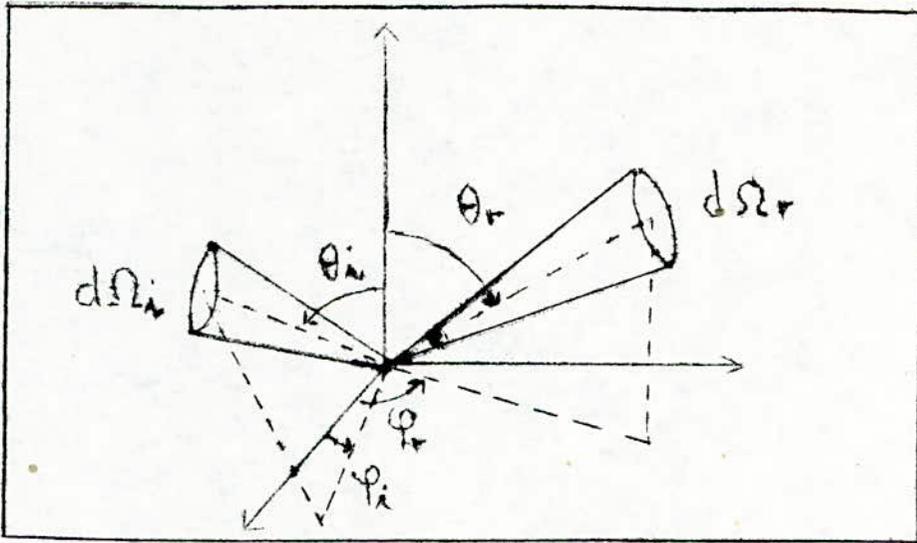
L'éclairement ou l'émittance sont définis comme la puissance recueillie par unité de surface :

$$\rho_b = \frac{R(\theta, \varphi)}{E_i(\theta_i, \varphi_i)} = \frac{R(\theta_r, \varphi_r)}{R_i(\theta_i, \varphi_i) \cos \theta_i d\Omega_i} \quad \text{Unité: Stérad.}^{-1} \quad (3-8)$$

Propriétés de symétrie

En s'appuyant sur le principe du retour inverse du rayonnement électromagnétique, on comprend que l'on puisse écrire :

$$\rho_b(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) = \rho_b(\theta_r, \varphi_r; \theta_i, \varphi_i) \quad (3-9)$$



Pour un réflecteur Lambertien, ρ_b est indépendant des angles θ_r et φ_r , et par suite de la symétrie, ρ_b ne dépend pas non plus de θ_i et φ_i . Donc $\rho_b = \text{constante}$.

La puissance réémise par l'élément de surface dS dans l'angle solide $d\Omega_r$ est donc :

$$\begin{aligned} dP_r &= R_r(\theta_r, \varphi_r) \cos \theta_r \cdot d\Omega_r \cdot dS \\ &= R_i(\theta_i, \varphi_i) \cos \theta_i \cdot d\Omega_i \cdot \rho_b(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) \cdot \cos \theta_r \cdot d\Omega_r \cdot dS \end{aligned}$$

Par intégration :

$$\begin{aligned} P_r &= R_i(\theta_i, \varphi_i) \cdot \cos \theta_i \cdot d\Omega_i \cdot dS \iint_{\text{Hémisphère}} \rho_b(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) \cdot \cos \theta_r \cdot d\Omega_r \\ &= P_i \iint_{\text{Hémisphère}} \rho_b(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) \cdot \cos \theta_r \cdot d\Omega_r \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \frac{P_r}{P_i} = \rho_d \equiv \iint_{\text{Hémisphère}} \rho_b(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) \cdot \cos \theta_r \cdot d\Omega_r \quad (3-11)$$

On en conclue que :

La réflectivité directionnelle peut s'exprimer en fonction de la réflectivité bidirectionnelle.

$\rho_{d\lambda}$ ne dépend pas des angles, ρ_b sera représentée par une indicatrice de réflectivité (pour une surface non Lambertienne) qui est une représentation en coordonnées polaires de la fonction $\rho(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r)$ pour les angles θ_i, φ_i et φ_r donnés.

(iii) Il existe deux types de réflexion :

La réflexion diffuse : la puissance incidente est réémise dans toutes les directions, elle est diffusée par la surface sur tout l'hémisphère supérieur.

La réflexion spéculaire : Toute la puissance incidente est réémise dans la direction (θ_r, φ_r) définie par :

$$\begin{array}{l} \theta_r = \theta_i \\ \varphi_r = \varphi_i + \pi \end{array} \quad (3-12)$$

et dans un angle solide $d\Omega_r = d\Omega_i$

Dans les deux cas on peut écrire :

$$P_r = R_i' \rho(\theta_i, \varphi_i) \cos \theta_i d\Omega_i \quad (3-13)$$

dans le cas spéculaire on a : $P_r = R_r(\theta_i, \varphi_i) \cos \theta_i d\Omega_i$

$$P_r = R_r(\theta_i, \varphi_i) \cos \theta_i d\Omega_i$$

si on regarde dans la direction

$$\theta_r = \theta_i, \quad \varphi_r = \varphi_i + \pi$$

et zéro dans les autres directions. Dans le cas diffus on a :

$$P_r = \iiint_{\text{Hémisphère}} R_r(\theta_r, \varphi_r) \cos \theta_r d\Omega_r$$

Ainsi la réflectivité bidirectionnelle traduit la manière dont l'énergie réfléchie se partage dans l'hémisphère supérieure.

A partir de la définition de la réflectivité bidirectionnelle d'une surface spéculaire celle-ci peut se mettre mathématiquement sous la forme

$$(3-14) \quad \rho_b(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) = \rho(\theta_i, \varphi_i) \frac{\delta(\Omega_i - \Omega_r)}{\cos \theta_i}$$

$\delta(\Omega_i - \Omega_r)$ est la distribution de Dirac dont les propriétés

$$\delta(u-a) \begin{cases} = 0 & \text{si } u \neq a \\ = 1 & \text{si } u = a \end{cases} \quad (3-15)$$

$$\delta[f(u)] = \frac{1}{|f'(u)|} \delta u, \quad \int \delta(u) du = 1, \quad \int f(u) \delta(u-a) du = f(a)$$

d'où : $\iint \delta(\Omega_i - \Omega_r) d\Omega_r f(\theta_r, \varphi_r) = f(\theta_i, \varphi_i)$

pour toute fonction "f" définie en θ_i et φ_i .

L'intégrale s'étend sur un angle solide qui englobe Ω_i (autrement l'intégrale est nulle).

L'expression (3-14) traduit le fait que toute la puissance est réémise dans la direction $\theta_r = \theta_i, \varphi_r = \varphi_i + \pi$.

III-2- Importance de la connaissance de l'émissivité :

En général, l'émissivité d'un corps (d'une surface) est caractérisée par les facteurs suivants :

- La phase du corps (fluide, solide ...),
- La nature (contenance en eau ...),
- L'état de surface (lisse ...),
- La température de la surface,
- La composition du rayonnement.

L'émissivité des surfaces terrestres est en général assez grande (0,98 pour l'eau, 0,8 pour le sable)

On donne quelques exemples d'émissivité spectrale, de divers objets (3-2a) et (3-2a), à des temps différents (3-3).

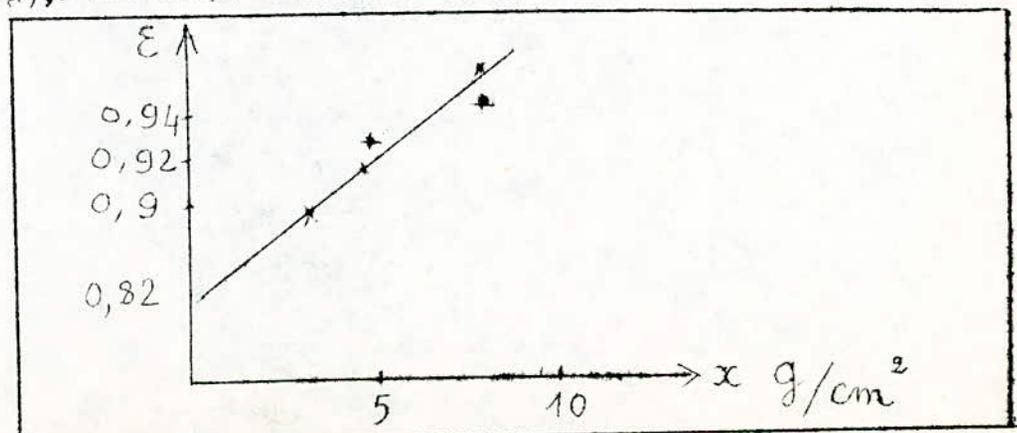


fig:3-1. Emissivité du sable en fonction de l'humidité x

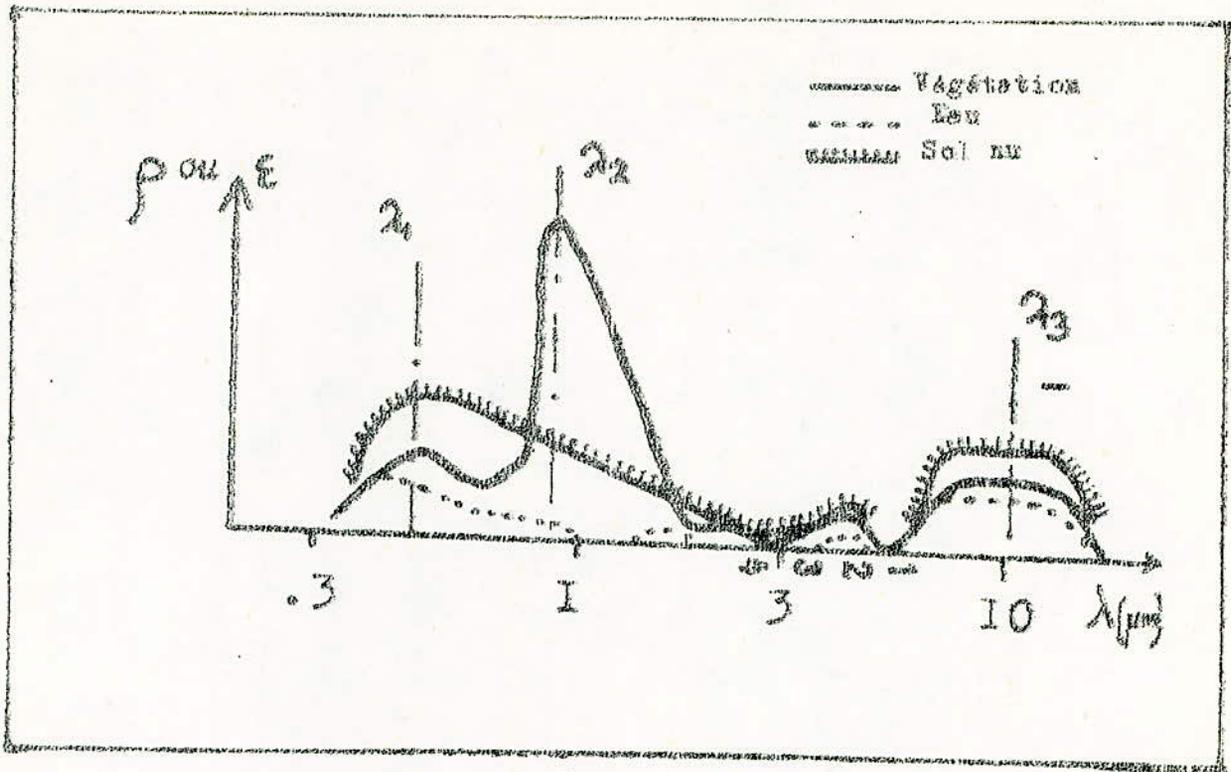


fig: 3-2 (a)

- Identification spectrale de divers objets

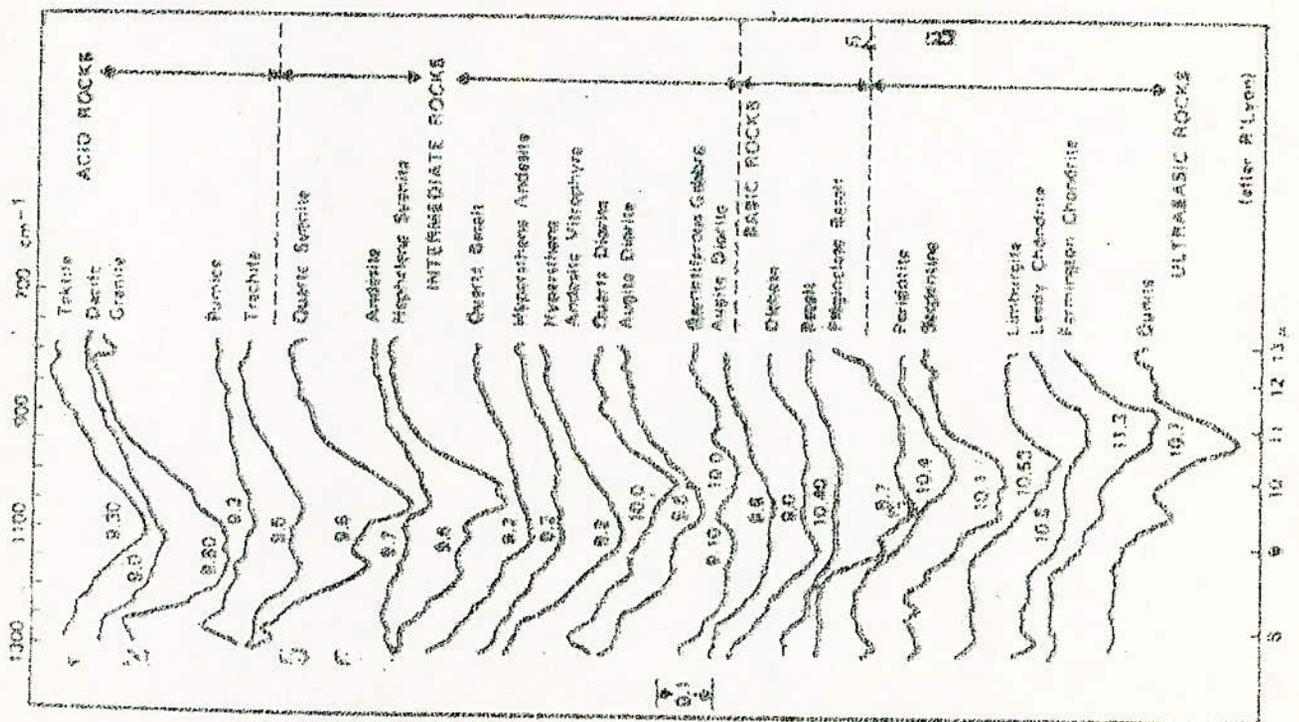


fig: 3-2 (b)

- Discrimination de diverses roches par leur émissivité spectrale (Handbook of Geophysics)

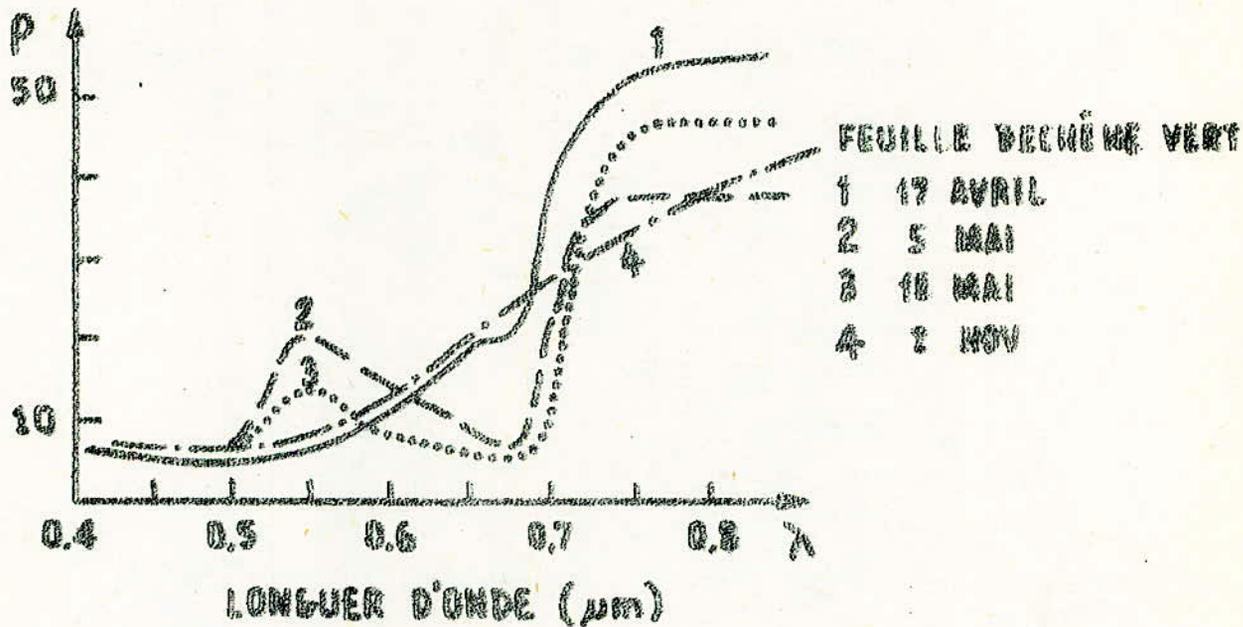


fig: 3-3

Etude temporelle de la réponse spectrale d'une feuille de chêne vert .

III-3- Mesure d'émissivité par radiométrie active et passive corrélées :

Les mesures d'émissivité sont très difficiles à faire directement car il faut faire une mesure simultanée de radiance et de température thermométrique de surface. Or la mesure thermométrique de surface est très difficile et engendre de grandes erreurs. Toutes les méthodes directes diffèrent par la manière de mesurer la température de surface des corps émetteurs.

III-3-1- Equations radiométriques :

Un radiomètre est un instrument qui convertit le flux d'énergie traversant la pupille, ou encore la radiance de la scène en une autre grandeur physique (tension de sortie en mV).

La conversion et la précision de mesure dépendent des facteurs technologiques. La grandeur de sortie est une fonction de l'émissivité, de la température et de la fonction de transfert $f(\lambda)$ de l'appareil. Par conséquent, lorsqu'une surface est visée par un tel appareil dans la direction (θ, φ) nous pouvons écrire, dans le cas le plus simple une équation spectrale d'après (3-2)

$$R_\lambda(\theta_r, \varphi_r) = \epsilon_r(\theta_r, \varphi_r) R_o(\lambda, T_s) + \iint \rho_b(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) L_\lambda(\theta_r, \varphi_r, T_t) \times \cos \theta_r d\Omega_r \quad (3-16)$$

avec (θ_i, φ_i) direction de l'émetteur, (θ_r, φ_r) direction du radiomètre.

T_s : température de la surface visée.

T_t : température de l'environnement.

ρ_b : réflectivité bidirectionnelle.

L_λ : radiance du corps noir à la température

Or L_λ ne dépend pas des angles θ et φ , l'équation (3-16) peut se simplifier en

$$R_\lambda(\theta_r, \varphi_r) = \epsilon_\lambda(\theta_r, \varphi_r) R_o(\lambda, T_s) + \rho_d(\theta, \varphi) L_\lambda(T_t) \quad (3-17)$$

ρ_d : réflectivité directionnelle;

On rappelle que :

$$\rho_d = \iint \rho_b(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) \cos \theta_r d\Omega_r$$

Souvent les émissivités sont mesurées dans des bandes assez larges et donc intervient la réponse spectrale du radiomètre $f(\lambda)$ dans la bande (λ_1, λ_2)

$$R(T_s, T_t) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R_\lambda(\theta, \varphi) f(\lambda) d\lambda$$

$$= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon_\lambda(\theta, \varphi) R_o(\lambda, T_s) f(\lambda) d\lambda + \rho_d(\theta, \varphi) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_\lambda(T_t) f(\lambda) d\lambda$$

(3-18)

Dans la direction normale $\theta = 0$, elle s'écrit :

$$R(T_s, T_t) = \varepsilon_s(T_s) R_o(T_s) + \rho_d(T_s) H(T_t)$$

(3-19)

avec :

$$\rho_d(T_s) = \rho_d(0, \varphi)$$

$$\varepsilon_s(T_s) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon_\lambda(0, \varphi) R_o(\lambda, T_s) f(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R_o(\lambda, T_s) f(\lambda) d\lambda}$$

$$R_o(T_s) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R_o(\lambda, T_s) f(\lambda) d\lambda$$

$$H(T_t) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_\lambda(T_t) f(\lambda) d\lambda$$

Le signal électrique à la sortie du radiomètre est proportionnel à la radiance $R(T_s, T_t)$

$$S = S(\varepsilon, \rho, T_s, T_t) = K \cdot R(T_s, T_t)$$

Si on connaît T_s et T_t il est donc possible de :

- Calibrer le signal S en connaissant T_s et T_t
- Inverser l'équation (3-19) puis évaluer ε et ρ

La précision de mesure de ε dépend évidemment de la précision de la mesure de T_s et T_t

Idso et Jackson ont montré que si $\epsilon_s(\lambda, T) = \epsilon_s(T)$ c'est-à-dire si ϵ est indépendante de la longueur d'onde on peut remplacer $\epsilon_s(T_s)$ par $1 - \epsilon_s(T_s)$, l'équation (3-19) serait alors :

$$R(T_s, T_t) = \epsilon_s(T_s) R_o(T_s) + \{1 - \epsilon_s(T_s)\} H(T_t) \quad (3-20)$$

$$= \epsilon_s(T_s) \{ R_o(T_s) - H(T_t) \} + H(T_t)$$

On pourra évaluer $\epsilon_s(T_s)$ si les termes $R_o(T_s)$, $H(T_t)$, T_s , T_t sont connus. En effet, si T_s et T_t sont constantes, la variation de $R(T_s, T_t)$ en fonction de $\epsilon_s(T_s)$ est linéaire. Il suffit de prendre deux surfaces d'émissivités ϵ_1 et ϵ_2 pour calibrer la droite (3-20).

III-3-2- Méthode de mesure active - passive corrélée :

Soit une scène de télédétection active, le signal enregistré par le radiomètre en l'absence de source extérieure est: fig:(3_5)

$$R_1(\theta, \varphi, T) = \epsilon(\theta, \varphi) R_o(T_t) + \rho_{b\lambda}(\theta_s, \varphi_s; \theta, \varphi) R_s(\theta_s, \varphi_s) \cos \theta_s d\Omega_s$$

$$+ \iint \rho_{b\lambda}(\theta_a, \varphi_a; \theta, \varphi) R_a(\theta_a, \varphi_a) \cos \theta_a d\Omega_a$$

$$+ \iint \rho_{b\lambda}(\theta_p, \varphi_p; \theta, \varphi) R_p(\theta_p, \varphi_p) \cos \theta_p d\Omega_p$$

$$= I + I_1 + I_2 + I_3 \quad (3-21)$$

- I = émission propre de la surface,
- I₁ = réflexion du flux solaire direct,
- I₂ = réflexion du flux atmosphérique,
- I₃ = réflexion du flux provenant de l'environnement,
- = réflectivité directionnelle de la surface.

Eclairons la scène à l'aide d'une source extérieure délivrante une énergie $R_i(\theta_i, \varphi_i)$; Une partie de l'énergie arrivant à la scène est réfléchiée dans l'hémisphère et ensuite enregistrée par le radiomètre. Désignons par $R_2(\theta, \varphi, T)$ l'énergie ainsi détectée, nous pouvons écrire:

$$R_2(\theta, \varphi, T) = I + I_1 + I_2 + I_3$$

$$+ \rho_d(\theta_i, \varphi_i) R_i(\theta_i, \varphi_i) \cos \theta_i d\Omega_i \quad (3-21)$$

En faisant la différence entre (3-20) et (3-21) on éliminera les termes inconnus

$$\begin{aligned}
 D &= R_2(\theta, \varphi, T) - R_1(\theta, \varphi, T) \\
 (3-22) \quad &= \rho(\theta_i, \varphi_i) R_i(\theta_i, \varphi_i) \cos \theta_i d\Omega_i
 \end{aligned}$$

Pour obtenir la différence entre (3-20) et (3-21), il suffit de faire deux mesures correspondantes aux équations (3-20) et (3-21).

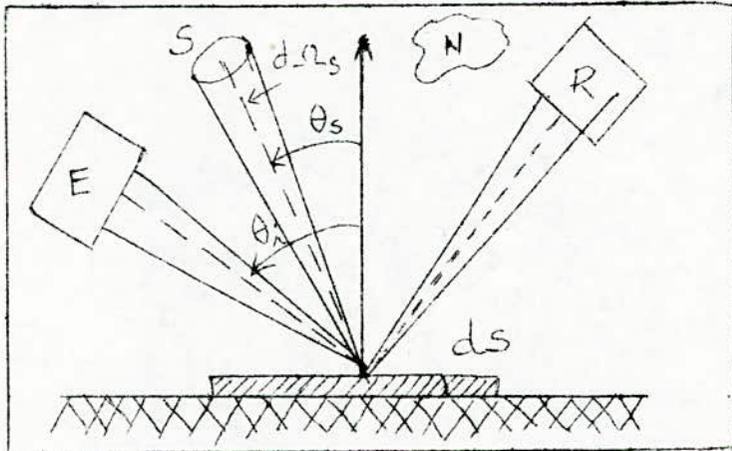


fig: 3-5 -

Scène de
télé-détection

S: soleil
N: nuage
E: émetteur
R: récepteur

Une condition nécessaire de cette mesure est que, la température de la scène en cours de la mesure doit rester constante (donc, la quantité I). Or comme nous avons déjà vu, la nature n'est jamais en équilibre parfait, la scène est constamment en échange thermique avec l'extérieur. De plus si la durée d'éclairement est trop longue, la surface peut être abouffée par l'énergie provenant de la source. Si l'on remplace maintenant $R_i(\theta_i, \varphi_i)$ par une source variable du type :

$$R_i(\theta_i, \varphi_i) = R_i \cos \omega t$$

où ω est la fréquence de modulation.

$R_2(\theta, \varphi, T)$ sera également un signal modulé.

Or les signaux I, I_1, I_2, I_3 , sont en général lents (très basse fréquence), il est possible de les mesurer à l'aide d'un filtre passe-bande pour ne garder que la partie modulée. Les photo-détecteurs remplissent cette condition. Les pulsations, et les modulations permettent d'accroître l'efficacité du système. Suivant la fréquence de la pulsation et l'amplitude de la modulation on peut aussi atteindre l'inertie thermique de surface.

III-4- Difficultés de la mesure :

En général les travaux sur la mesure d'émissivité comportent l'intro-

duction d'un grand nombre de paramètres, d'où une complexité des résultats qui découragent vite l'utilisateur qui cherche une formule simple.

C'est en télédétection que nous rencontrons ces difficultés.

Comme il existe une infinité d'états de surfaces et la température n'est jamais constante, la mesure absolue est presque impossible, nous pouvons au plus définir une émissivité moyenne d'une pixel (picture élément) de structure bien connue.

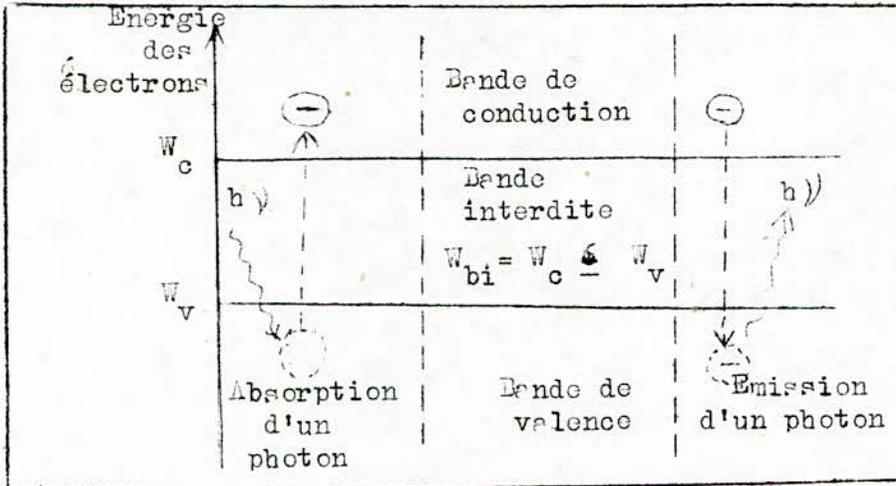
Il s'agit de développer une méthode de mesure "in-situ" qui est indépendante de tous les paramètres pouvant introduire des erreurs.

- Théorie de la mesure,
- Technologie de l'instrumentation,
- Méthode de mesure, acquisition et exploitation de données.

-IV- DISPOSITIFS EMETTEURS DE LUMIERE, ET PHOTORECEPTEURS :

IV -1- Principes physiques élémentaires :

Le diagramme d'énergie d'un solide cristallin se compose d'une succession de bandes d'énergie "permises" séparées entre-elles par des régions "interdites". Les propriétés électroniques sont dues aux trois bandes indiquées sur la figure suivante fig (4-1)



-fig.44.1
- Bande d'énergie et interaction dans un cristal parfait

Dans le cas d'un semi-conducteur pur, si aucune énergie n'est communiquée aux atomes sous n'importe quelle forme que ce soit température, rayonnement, ... la bande de conduction est vide. Pour faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction, il faut lui communiquer une énergie W_{bi} égale à la largeur de la bande interdite qui caractérise le cristal considéré. Les électrons de la bande de conduction et les trous qu'ils laissent dans la bande de valence permettent la conductivité électrique.

Inversement, un électron de la bande de conduction (libre) peut "tomber" dans un état libre de la bande de valence (trou) en cédant une énergie W_{bi} ; une telle recombinaison peut être radiative et il y a une émission d'un photon.

L'énergie d'un photon est liée aux caractéristiques du rayonnement associé :

$$W_p = h \cdot \nu = \frac{h \cdot C}{\lambda}$$

$C = 3 \cdot 10^8$ m/s , $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ J.s , ν en hertz , λ en mètre , W_p en joule .

Lors d'une interaction électron-photon on a toujours :

$$\Delta W_{el} = W_p$$

où ΔW_{el} est la variation d'énergie de l'électron, et W_p énergie du photon .

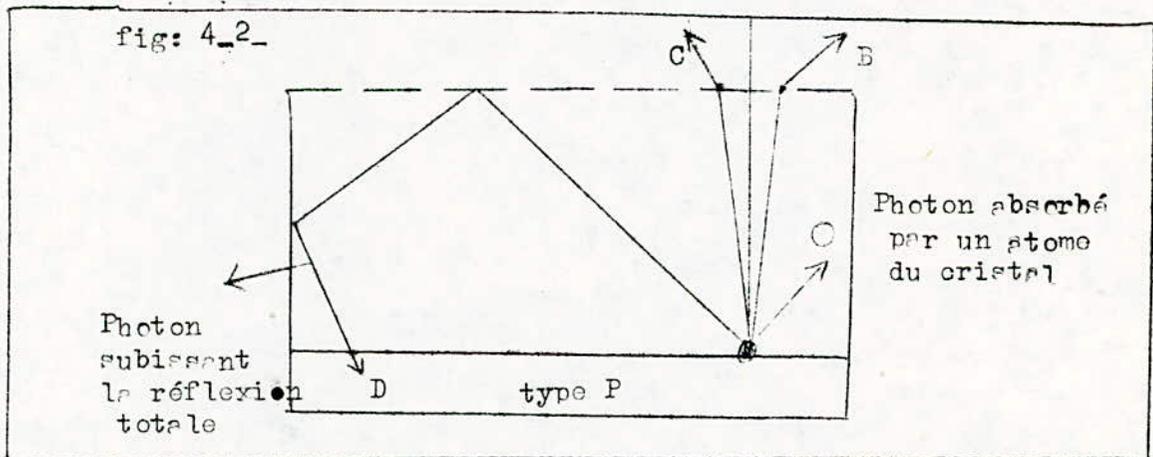
IV-2- Photo émetteur à semi-conducteur:

IV-2-1- Diode photoémissive :

Si l'on fait parcourir une diode à jonction P.N par un courant direct du fait de la recombinaison des porteurs de charges au niveau de la jonction, l'énergie libérée par cette recombinaison est rayonnée sous forme de photons, si un électron libre de la bande de conduction venant prendre la place laissée vacante par l'absence d'un électron de la bande de valence, d'un atome chargé positivement (trou); Il le fait en libérant une énergie égale a la différence des énergies de l'état initial et de l'état final sous la forme :

$$h\nu = W_c - W_v \quad (4 - 1)$$

Tous les électrons injectés dans une jonction ne donnent pas naissance à des photons; le rapport entre le nombre de photons émis et celui des électrons injectés dans la jonction est nommé rendement quantique théorique de la jonction.



De même tous les photons engendrés par les recombinaisons de porteurs ne sont pas rayonnés vers l'extérieur. Une grande partie de ces photons se voit absorbée par des atomes au cours de leur parcours à l'intérieur du cristal. D'autres qui atteignent la surface de séparation entre le cristal semi conducteur et l'air selon un angle supérieur à l'angle critique, se trouvent emprisonnés dans le cristal à cause du phénomène de réfraction, et finissent par se faire absorber à leur tour. (Fig. 4-2).

On appelle rendement quantique externe (γ_{externe}) le rapport du nombre des photons réellement émis vers l'extérieur à celui des électrons qui leur ont donné naissance. C'est en fait ce rendement qui intéresse l'utili-

sateur.

Mais, ce dernier étant généralement peu familier avec les notions de nombre de photons et de nombre d'électrons injectés, les constructeurs expriment le nombre quantique des diodes électroluminescentes qu'ils livrent d'une manière beaucoup plus parlante, ils le traduisent en rapport de la puissance lumineuse émise au courant qui lui a donné naissance : soit en watts par ampère (w/A) ou (mW/A).

Schématiquement : la diode électroluminescente ou photoémissive est considérée comme le montre la figure (4-3). La partie essentielle est la "puce" de semi-conducteur constituant la jonction P. N émettrice. Le matériau dépend de la longueur d'onde d'émission; cf. tableau (4-a). La géométrie de la puce a une incidence importante sur le rendement de sortie du rayonnement créé au niveau de la jonction. En effet, l'indice de réfraction "n" des matériaux utilisés est élevé ($n = 3,6$ pour le GaS) . L'angle limite θ est petit et, dans une structure plane, une faible fraction de la lumière émise de façon isotrope parvient à s'échapper du semi-conducteur.

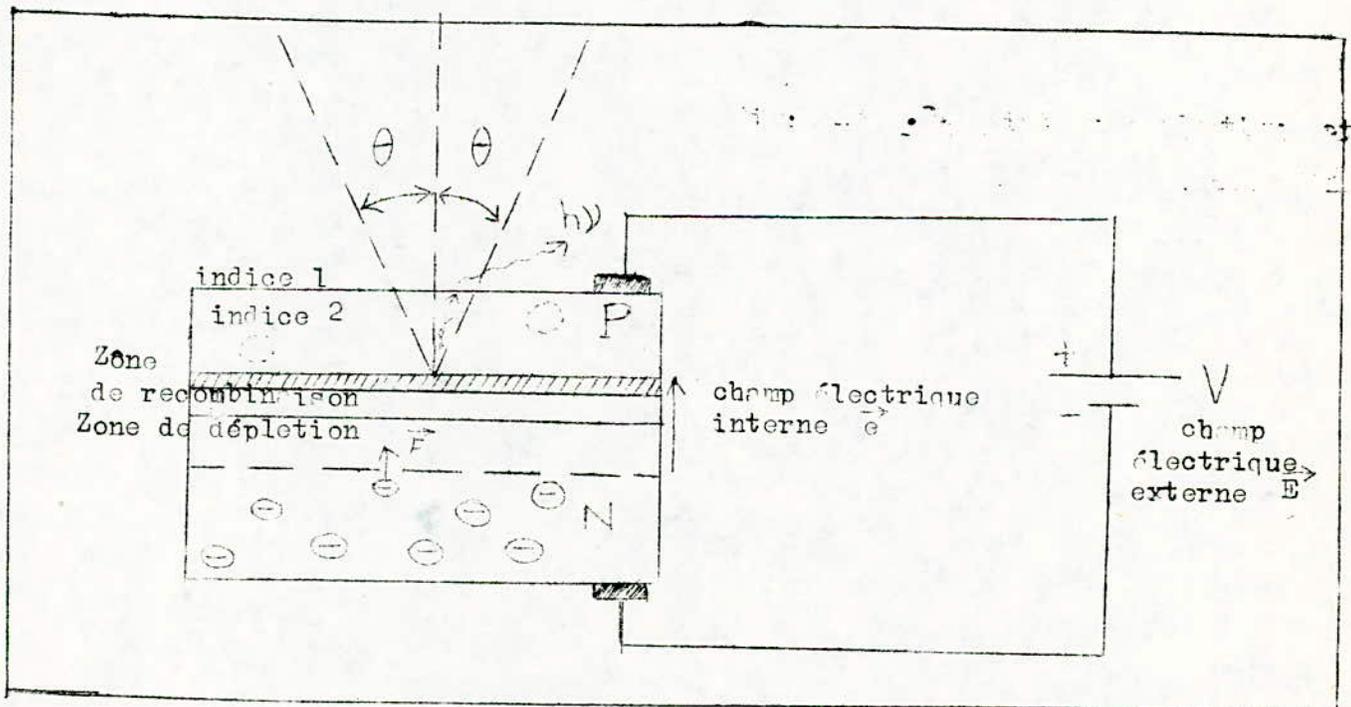


Fig: 4-3 ●

• Description schématique et
fonctionnement de la L.E.D.

Matériaux	Longueur d'onde (µm)	couleur	W _{bi} moyen (ev)	rendement m max. η _q (%)
Ge	1,88	I.R	0,66	très faible
Si	1,14	I.R	1,09	non utilisé
Ga As	0,95	I.R	1,3	20
Ga As (zn)	0,90	I.R	1,37	5
Ga Al As	0,68	rouge	1,82	5
Ga As P	0,64	rouge	1,93	1
Ga As P(N)	0,58	jaune	2,13	1
Ga P	0,54	vert	2,3	1
Ga N	0,48	bleu	2,58	à l'étude

Tableau IV-a- Caractéristiques des matériaux électroluminescents.

IV - 2 - 2- Caractérisation des photoémetteurs :

Les transducteurs électro-optiques que constituent les photoémetteurs peuvent être caractérisés sur trois points :

- Paramètres optiques, ce sont les grandeurs de sortie,
- Paramètres électriques, ce sont les grandeurs d'entrée,
- Paramètres de transfert.

Les grandeurs de sortie relèvent de la photométrie pour laquelle il existe deux systèmes d'unité :

- Les unités énergétiques utilisables quelque soit la longueur d'onde, et où la puissance du rayonnement est mesurée en watts,
- Les unités lumineuses qui n'ont de signification que dans le spectre visible.

Les grandeurs d'entrée sont des grandeurs électriques familières. L'un des principaux paramètres de transfert est le rendement de conversion qui peut être exprimé par :

- Rendement énergétique : $\eta_e = \frac{\phi}{P} = \frac{\text{Flux de rayonnement en watts}}{\text{Puissance électrique appliquée}}$

- Rendement quantique : $\eta_q = \frac{\text{Photons émis}}{\text{Electrons injectés}}$

Or chaque photon transporte une énergie $W. = h. \nu$, si N est le nombre de photons par seconde on a :

$$\phi = N. h. \nu$$

d'autre part, un courant I transporte n électrons de charge "e" par se - conde

$$I = n \cdot e = \frac{P}{V}$$

Puisque par définition :

$$\eta_q = \frac{N}{n}$$

On obtient :

$$\eta_q = \frac{\phi}{h\nu} \cdot \frac{eV}{P} = \eta_e \frac{e \cdot V}{h \cdot \nu}$$

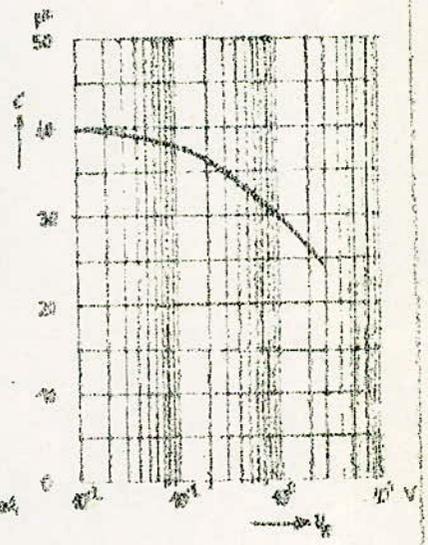
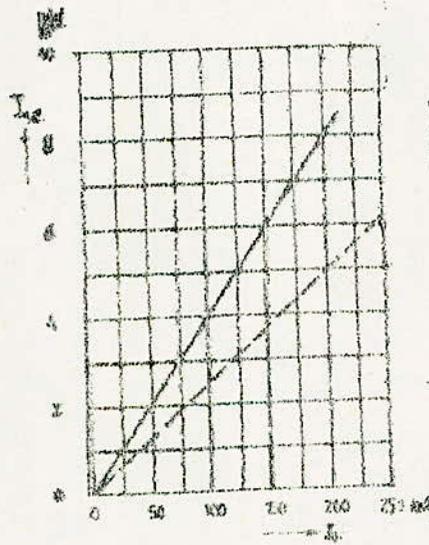
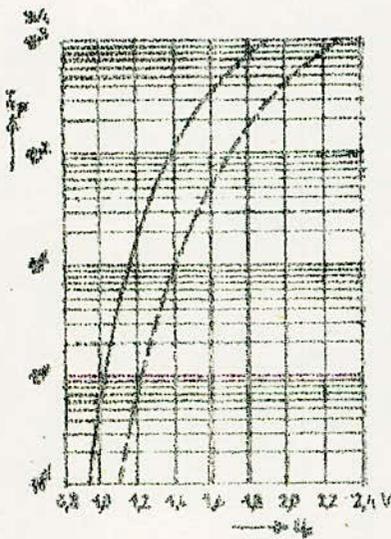
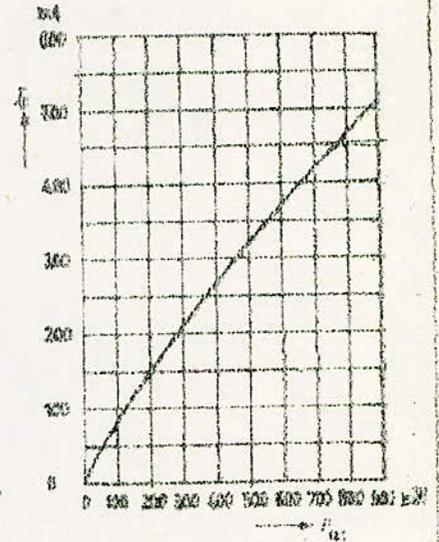
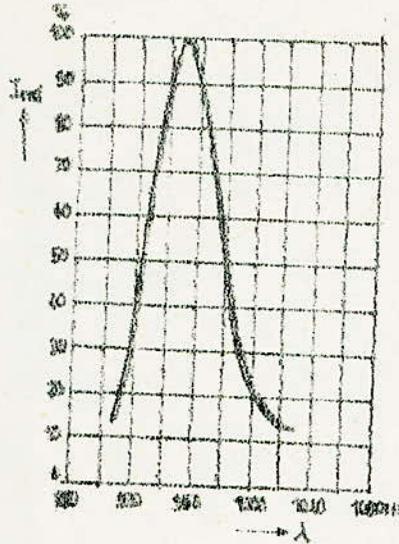
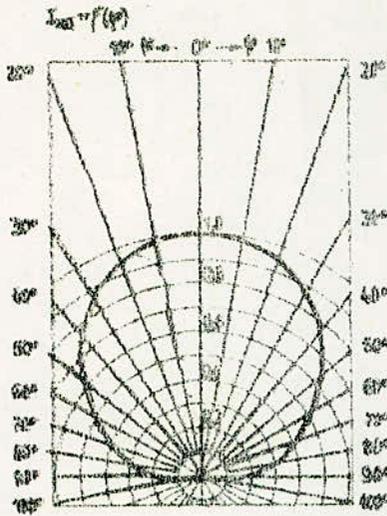
Ces rendements ne sont généralement constants que dans des zones d'utilisation limitée. En particulier le rendement énergétique dépend de la température, il décroît quand la température augmente.

IV - 2-3- La diode électroluminescente LD 242 :

La L.E.D, LD 242, est à base de Ga As, émettrice de rayonnement proche infrarouge, sa longueur d'onde maximale est 950 nm. Elle est caractérisée par une intensité lumineuse assez importante d'où une portée plus grande, pour des courants directs moyens.

Les principales caractéristiques sont :

<u>Symbole</u>	<u>Signification</u>	<u>Valeur</u>	<u>Unité</u>
U_R	Tension de blocage	4	V
I_F	Courant direct	300	mA
T_j	Température de fonctionnement max.	100°	°C
T_s	Largeur de température de travail.	(-60, +100)	°C
P_{tot}	Puissance dissipée	470	mW
λ_{max}	Longueur d'onde maximale.	950	nm.
$\Delta \lambda$	Bande spectrale (de 50% de I_{max} à $\frac{I_{max}}{2}$)	± 20	nm
φ	Demi-angle	60°	degré
(t_r, t_f)	Temps de montée (I_e de 10% à 90% $I_F = 100 \text{ mA}$)	1	μs
C_o	Capacité ($U_R = 0V$)	40	pf
U_F	Tension statique (directe) pour $I_F = 100 \text{ mA}$	1,35	V
I_R	Courant inverse ($U_R = 3V$)	10	mA
TK	Coefficient de variation de I_e en fonction de la température	-0,55	%/°K



Caractéristiques statiques et dynamiques de L.N.D.: LD 242

- | | | | |
|-----------|--------------------------------|-----------|-----------------------|
| I_{rel} | : Intensité lumineuse relative | φ | : Angle d'incidence |
| λ | : Longueur d'onde | I_F | : Courant direct |
| P_{tot} | : Puissance totale émise | I_e | : Intensité lumineuse |
| U_F | : Tension statique direct | U_R | : Tension inverse |
| C | : Capacité parasite | | |

TK	: Coefficient de variation de U_F en fonction de la température.	1,5	mV/°K
TK	: Coefficient de variation de λ max. en fonction de la température.	0,3	nm/K
I_e	: Intensité de rayonnement ($I_F = 100$ mA)	(6,3...12,5)	mW/sr
Φ_e	: Puissance lumineuse.	16	mW

IV - 3 - Photorécepteur :

Un détecteur de rayonnement infrarouge est un instrument dont la fonction est de traduire l'énergie de ce rayonnement en une information, la plus souvent sous forme électrique.

IV - 3-1- Effet photoélectrique

Un barreau semi-conducteur comportant un contact ohmique à chaque extrémité forme le composant. Dans ce matériau semi-conducteur, à la température normale de fonctionnement, les électrons des atomes sont presque tous liés aux réseaux cristallins (bande de conduction vide). Les photons d'énergie W_p supérieures ou égale à W_{bi} peuvent libérer ces électrons qui contribuent à la conductivité électrique : L'augmentation de conductivité, consécutive à l'absorption de lumière constitue l'effet photoélectrique - On appelle détecteurs à photoconduction les dispositifs homogènes basés sur ce principe - Dans ces dispositifs les électrons libérés vont se recombiner après une certaine durée de vie - L'effet photoconducteur ne donne donc lieu à aucune transformation d'énergie - Pour cela, il faudrait séparer les porteurs de charges (électrons et trous) créés par les photons d'énergie suffisante - Une jonction P.N constitue un moyen simple pour obtenir cette séparation - Lorsque cette jonction est illuminée par des photons d'énergie supérieure à W_{bi} ; il y a en plus du fonctionnement normal qui dépend de la polarisation, génération de paires électron-trou (comme dans les dispositifs homogènes). Cependant, et contrairement à ce qui se produit pour les détecteurs homogènes, la présence du champ électrique de la jonction peut permettre la diffusion des électrons vers la zone N, et des trous vers la zone P avant qu'ils ne se recombinent. Il en résulte de la diffusion des porteurs d'origine photoélectrique un photocourant I_p , dans le sens N vers P qui s'ajoute au courant de diffusion électrique et de génération thermique.

IV - 3 -2- Caractéristiques des photorécepteurs :

1)- D'abord la courbe de réponse spectrale; les éléments photosensibles à jonction les plus couramment utilisés dans le domaine du visible sont généralement au Silicium dont la courbe de réponse spectrale, avec sa pointe de sensibilité située vers 0,8 à 0,9 μm , le reste est résumé sur les tableau suivant :

Matériau de base	Longueur d'onde max.	Seuil de couleur	Rendement quantique max.
Zn S	0,35	U.V	50%
Si	1	I.R	50%
Ge	1,8	I.R	50%
In As	3,5	I.R	50%

2)- Les grandeurs d'entrée des transducteurs opto-électriques relèvent de la photométrie de la même manière que les grandeurs de sortie des transducteurs électro-optiques. Ces grandeurs sont le flux lumineux (en lumen) ou l'éclairement en (lux) pour les unités lumineuses, et la puissance de rayonnement en (watt), où le flux de rayonnement en watts par mètre carré (w/m^2) pour les unités énergétiques.

Il est nécessaire de connaître la surface efficace du photodétecteur lorsque les deux types de paramètres ne sont pas donnés simultanément.

3)- Les grandeurs de sortie sont les paramètres électriques classiques des composants assurant la détection et sont spécifiques à chaque catégorie.

4)- La sensibilité est un des paramètres de transfert les plus usuels et donne le rapport entre la grandeur électrique de sortie et la grandeur optique d'entrée. Ainsi, pour les photodiodes normalement polarisés en inverse la sensibilité est exprimée en ampères par unité d'entrée ($\text{W}, \text{W}/\text{m}^2, \text{Ix}$) Si l'unité d'entrée est le flux de radiation incident en watt, la sensibilité est :

$$S = \frac{I_p}{\Phi}$$

On définit également un rendement quantique par un calcul analogue à celui utilisé au paragraphe (§ IV-2-2) :

$$\eta_q = \frac{h \cdot \nu}{e} \cdot S$$

Le courant dans la photodiode s'exprime donc en fonction du flux de radiation incident par :

$$I_{inv} = I_0 + S \cdot \Phi$$

5)- La réponse en fréquence du photorécepteur dépend le plus souvent du circuit électrique associé. Ainsi pour les photodiodes polarisées en inverse elle est limitée par la constante $R_c C_t$ (avec R_c la résistance de charge, C_t capacité de la transition de la diode).

En utilisant une diode PiN dont la capacité de transition est très faible ($C_T < 1\text{pf}$) on peut améliorer la réponse en fréquence.

Le bruit de fond limite les performances ultimes d'un photorécepteur.

6)- Le courant d'obscurité est une caractéristique propre au semi-conducteur, faible pour le silicium (quelques centaines de P^A à 25°c) plus élevé pour le germanium (quelques centaines de P') il correspond au courant résiduel dans la jonction en absence de tout rayonnement.

7)- La vitesse de rayonnement à une impulsion lumineuse à front raide cf. fig. (4-4) détermine la fréquence maximale d'emploi en lumière modulée et est essentiellement fonction du type de détecteur et de sa géométrie.

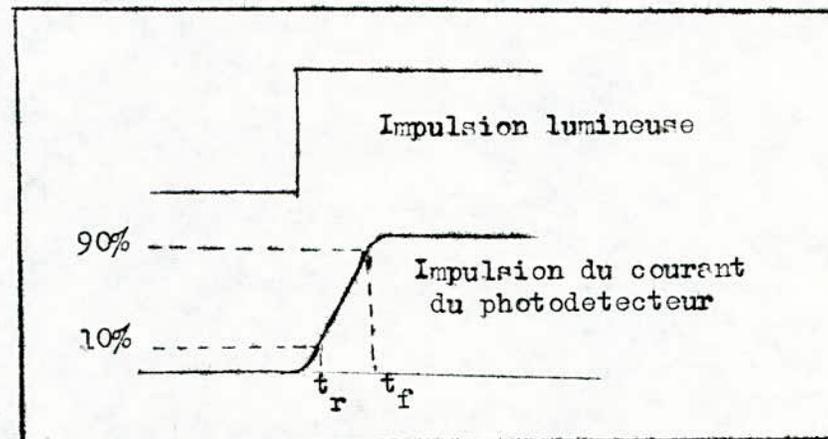
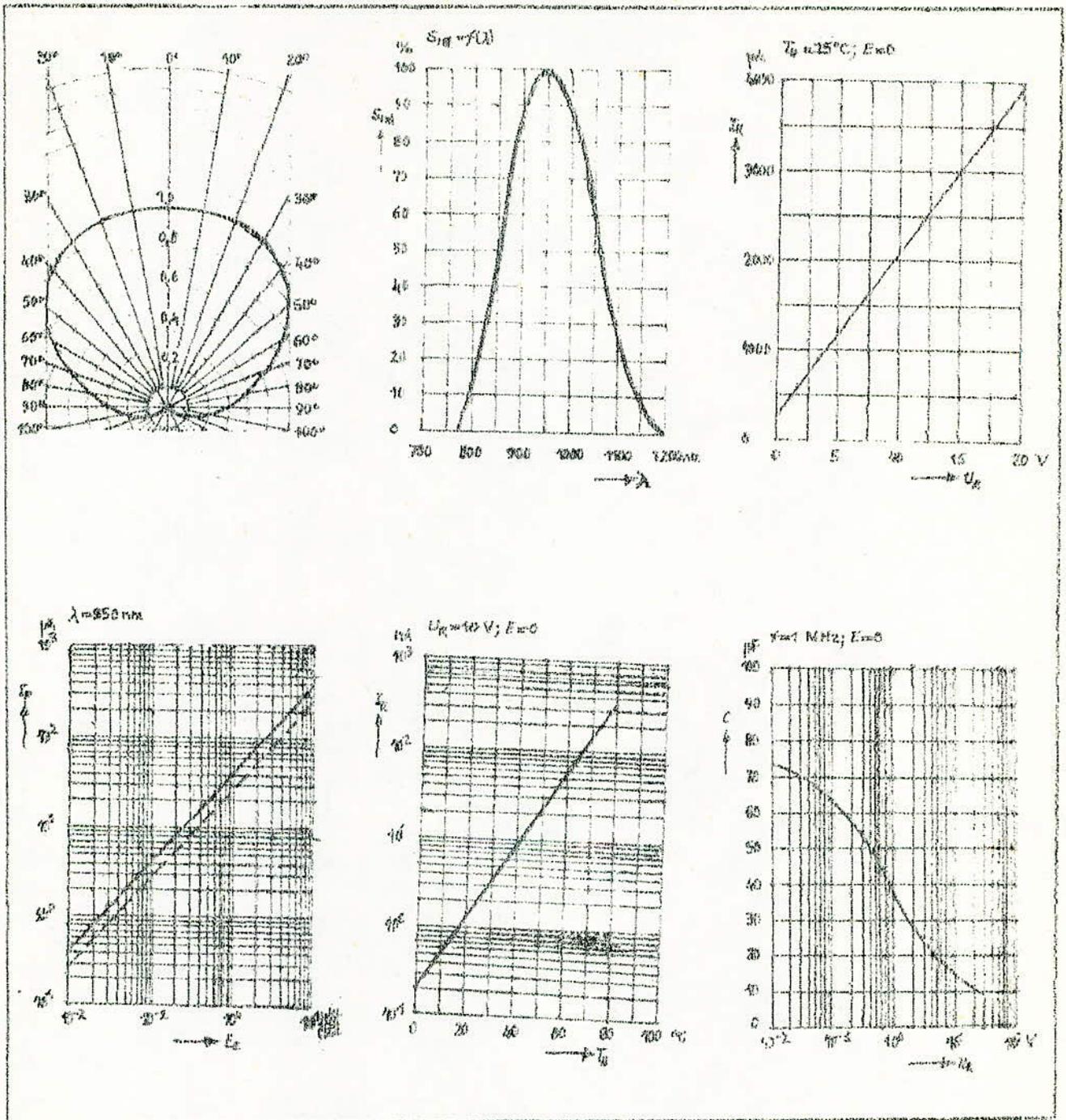


fig:4-4. La réponse d'un photodétecteur à une impulsion lumineuse à front raide n'est pas immédiate.

IV - 3-3- S F H 205 Diode photoréceptrice :

La SFH 205 est une photodiode Si PIN en technique planar sa réponse spectrale se situe au voisinage de $0,95 \mu\text{m}$, ses principales caractéristiques sont les suivantes :

Symbole	Signification	Valeur	Unité
U_R	Tension inverse ou de blocage	20	V
η	Rendement quantique	0,74	électron/photon
λ_{max}	Longueur d'onde maximale	950	nm
S	Sensibilité (avec $U_R = 5V$).....	50	$\frac{UA \cdot cm^2}{mW}$
S	Sensibilité spectrale ($\lambda = 950$).....	0,57	A/W
U_L	Tension à vide (avec $E_e = 0,5mW/cm^2$ ($\lambda = 950 nm$)....	327	mV
U_L	Tension à vide (avec $E_e = 0,05mW/cm^2$ ($\lambda = 950 nm$)..	248	mV
I_P	Courant dans la diode où $E_e = 0,05mW/cm^2, \lambda = 950nm$	2	μA
(tr,tf):	Temps de montée (de 10% à 90%), dans le cas : ($R_L = 1K, U_R = 0V, \lambda = 950nm$) ($R_L = 1K, U_R = 10V, \lambda = 950nm$).....	125	nS
	($R_L = 1K, U_R = 10V, \lambda = 950nm$).....	50	nS
TK	Coefficient de variation de U_L en fonction de la température	2,6	mV/K
TK	Coefficient de variation de I_P en fonction de la température	0,18	% /K
C_o	Capacité de jonction ($U_R = 0, f = 1MHz, E = 0$)	72	pf
	Surface sensible	7,5	mm ²
I_R	Courant d'obscurité ($U_R = 10V$).....	2	nA
NEP	Noise équivalente POWER Puissance équivalente du bruit.....	$4,4 \cdot 10^{-14}$	$\frac{W}{V \cdot Hz}$
D^*	Défectivité spécifique.....	$6,3 \cdot 10^{12}$	$\frac{cm \cdot V}{Hz}$ W



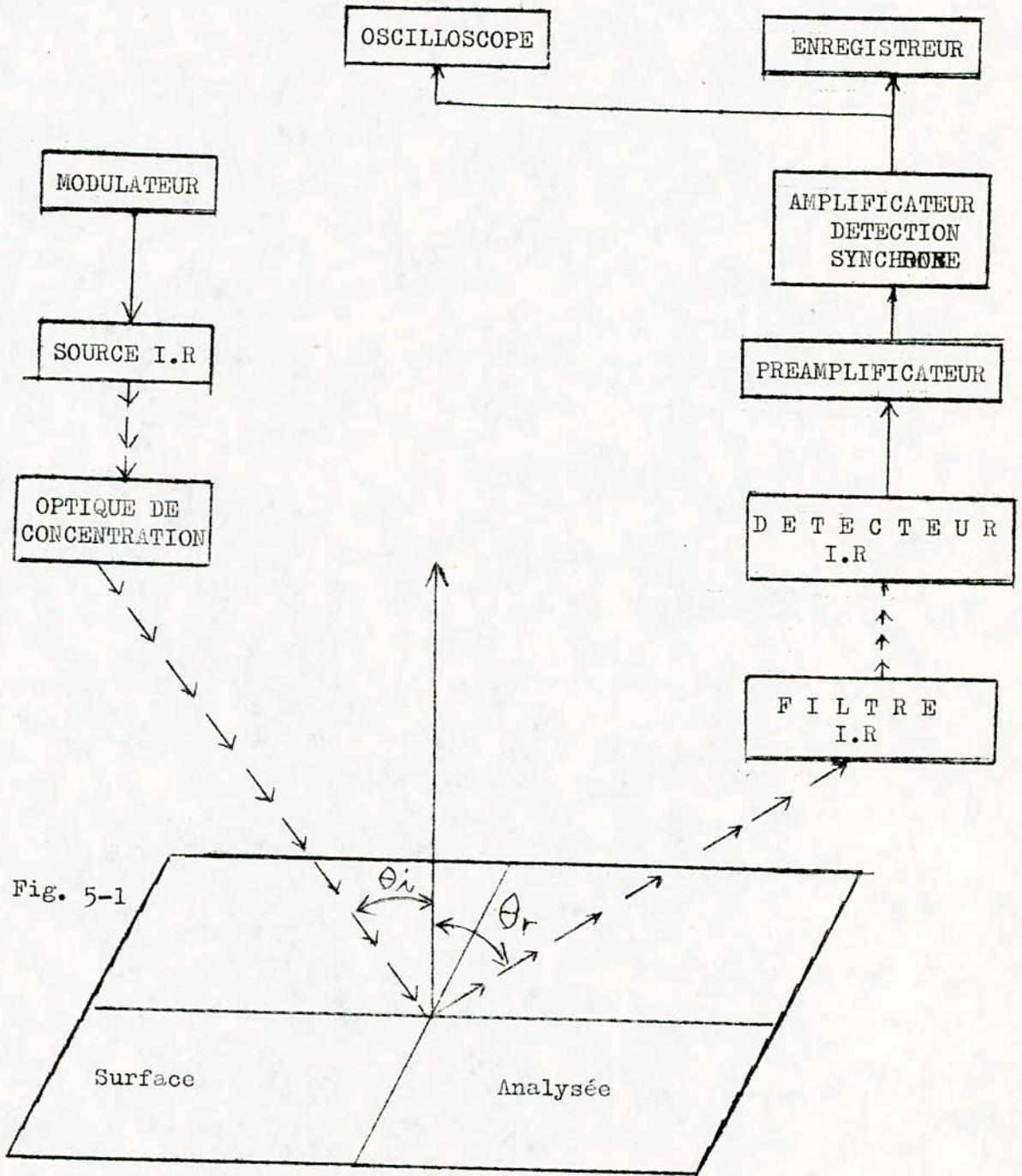
Caractéristiques statiques et dynamiques de la photodiode : 3PH 205

- | | |
|---|-------------------------------|
| S_{rel} : Sensibilité relative | λ : longueur d'onde |
| I_M : Courant d'obscurité | U_R : Tension inverse |
| I_D : Courant dynamique | mes : mesuré |
| I_{RH} : Courant parasite d'origine thermique | T_U : Température du milieu |
| C : Capacité parasite | |

V - ETUDE ET REALISATION DE LA CHAINE DE MESURE:

V -1- Description générale de la chaîne de mesure :

Le schéma d'ensemble est représentée sur la figure (5-1).



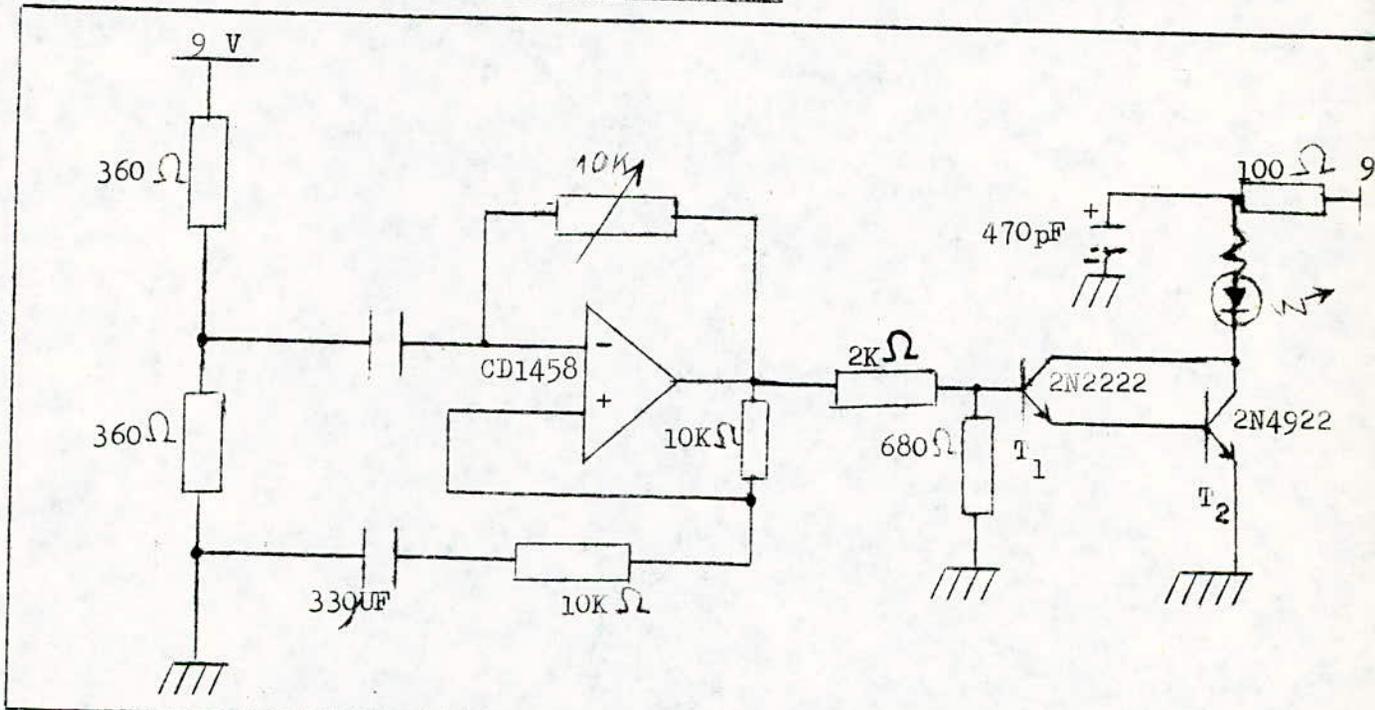
La chaîne de détection comporte un émetteur infrarouge délivrant une énergie principalement entre $(950 - 20)$ nm et $(950 + 20)$ nm. Cette énergie est envoyée par un système optique sur la surface analysée dans une direction (θ_i, φ_i) par rapport à la normale de la surface analysée.

L'énergie réfléchie est détectée est mesurée dans la direction (θ_r, φ_r) par un système de détection, suivi d'un système de traitement électronique. La surface à analyser se situe au centre du cercle horizontal défini par

$$\theta_i = \theta_r = \frac{\pi}{2}$$

V - 2- L'émetteur infrarouge :

V-2-1- Schéma général (fig. 5-4) :



Caractéristiques des transistors :

	P _{CL}	I _c	V _{ce}	β _{min}	β _{max}
2N2222	400 mW	800 mA	30 V	50	50
2N4922	30 W	1 A	60 V	20	100

V - 2-2- Polarisation - Stabilisation :

L'émetteur infrarouge est constitué essentiellement d'une diode électroluminescente (L.E.D) LD 242 dont les caractéristiques ont été données précédemment.

Cette diode est commandée en courant par un DARLINGTON comme le montre le schéma suivant :

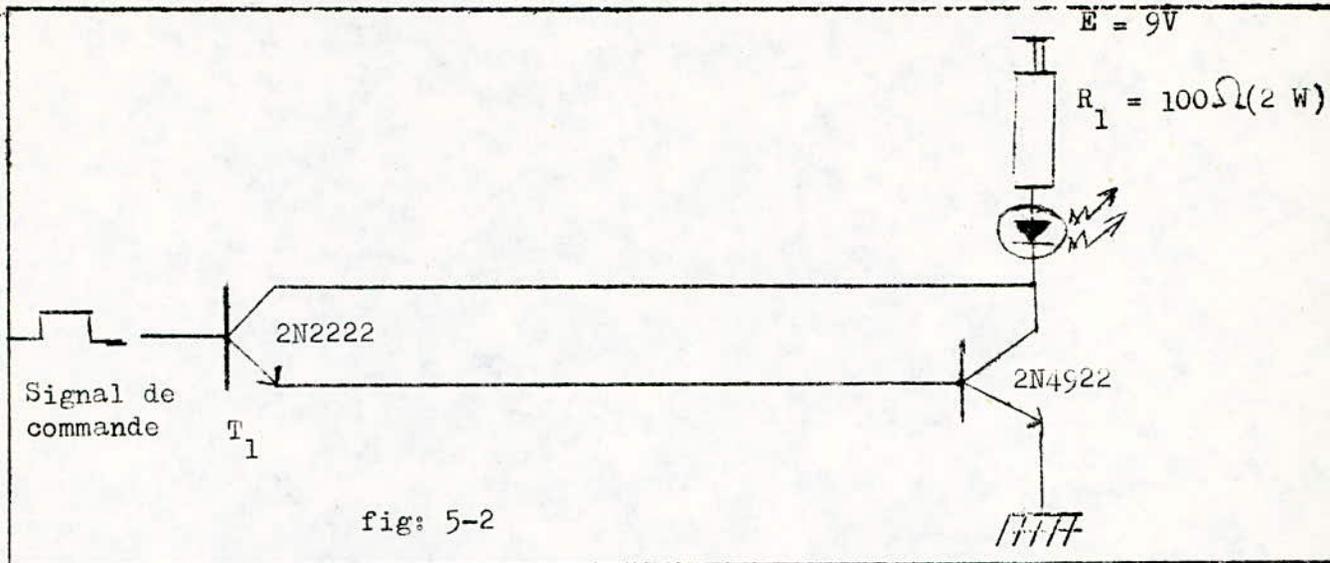


fig: 5-2

La diode émettra à partir du basculement du transistor en saturé-bloc d'où émission de faisceaux modulés, pendant le blocage le potentiel du collecteur de T_2 est pratiquement celui de la tension d'alimentation, ce qui fait qu'aucun courant ne passe à travers la diode, et pendant la saturation le potentiel du collecteur de T_2 est à la masse, cependant le courant maximal de ce collecteur alimente la diode.

Discutons le choix de la résistance R_1 , à partir de la stabilisation du courant traversant la diode en fonction de la température de jonction.

Reprenons le schéma précédent sous une forme plus simple, fig. (5-3).

Si nous désirons que l'énergie lumineuse émise par la diode soit la plus stable possible, il est indispensable que le courant qui la traverse soit lui-même très stable. Nous savons que la caractéristique directe d'une L. E. D présente une impédance dynamique très faible (à une faible variation de la tension aux bornes correspondant une grande variation du courant direct); or, les variations de la chute de tension directe aux bornes d'une telle diode en fonction de celle de la température de jonction sont de $1,5 \text{ mV}/^\circ\text{K}$. Le calcul consiste donc, à calculer les valeurs minimales que devront prendre la tension de source d'alimentation E et la résistance $R = r_s + R_1$ (r_s : est la résistance interne de la source et R_1 résistance monté en série avec la diode).

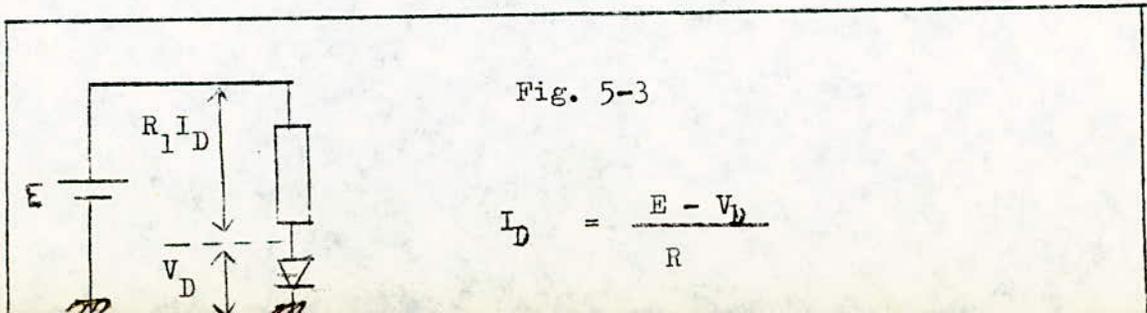


Fig. 5-3

$$I_D = \frac{E - V_D}{R}$$

I_D et V_D courant et tension instantanés de la diode. Les variations relatives du courant qui traverse la diode en fonction de celle de la température de jonction peuvent s'écrire :

$$\frac{dI_D}{I_D} = - \frac{dV_D}{R} \cdot \frac{1}{I_D}$$

La variation de la chute de tension aux bornes de la diode en fonction de la température ^{est} connue, fixant le courant I_D à 80 mA : le courant I_D dont la variation admissible est de 1% dans une gamme de température de 0° à 60°C. Nous pouvons calculer la valeur minimale de R_1 d'après :

$$R = \frac{dV_D}{I_D} \cdot \frac{1}{dI_D/I_D}$$

$$dI_D/I_D = 1\% , \quad dV_D = 1,5 \cdot 10^{-3} \times 60 = 9 \cdot 10^{-2} \text{ V}, \quad I_D = 0,08 \text{ A}$$

On peut donc écrire :

$$R = \frac{9 \cdot 10^{-2}}{8 \cdot 10^{-2}} \times 100 \quad \# \quad 110 \Omega$$

D'où l'on tire la valeur minimale de la tension d'alimentation :

$$E = V_D + (R \cdot I_D)$$

V_D est la tension statique de la diode correspondant à $I_D = 80 \text{ mA}$.

$$V_D = 1,3 \text{ V}$$

$$E \quad \# \quad 5 \text{ V}$$

On prendra : $E = 9 \text{ V}$.

Vu que la plus grande partie de l'énergie fournie par la source est dissipée sous forme de chaleur dans la résistance, il est plus rentable d'alimenter la diode à partir d'une source de courant.

Pour moduler le courant qui traverse la diode, il suffira d'agir sur le courant des collecteurs des transistors à partir de celui des bases. En principe un taux de modulation de 100% est possible, mais à condition d'accepter un taux de distorsion non négligeable dû au fait que, pour les faibles courants directs, la courbe : Φ (watts) = $f(I_D)$ n'est pas linéaire (Φ : puissance lumineuse). Il sera donc préférable d'accepter un taux

de modulation moindre, ce qui justifie un choix de 80%.

V - 2-3- Modulateur :

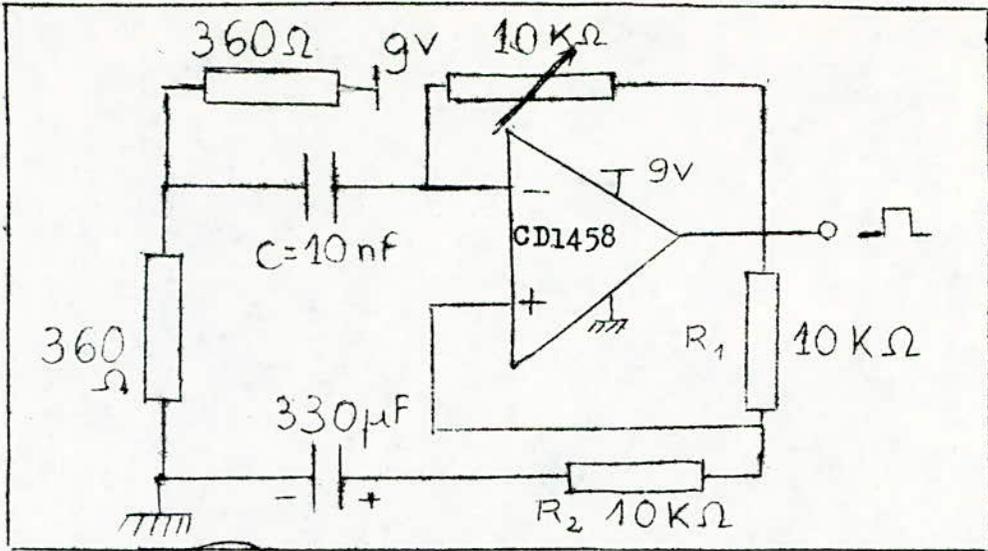
C'est au sens le plus large qu'il faut entendre le mot modulation; c'est-à-dire toute action tendant à modifier l'état initial du faisceau lumineux, qu'il s'agisse de son intensité, de son amplitude, de sa phase, de son plan de polarisation ou même de sa direction. La modulation d'un faisceau lumineux peut s'effectuer soit à la source, soit au cours de son trajet vers le récepteur.

La manière la plus simple pour agir sur l'intensité d'une source est de faire varier le courant qui la traverse; dans notre cas on a utilisé un générateur d'impulsions carrées (fig. 5-3) à front aussi raide que possible sa fréquence de travail est de 2 Hz jusqu'à 50 KHz réglable à l'aide d'un potentiomètre de 10 K Ω .

Soit le schéma de la figure 5-3.

Supposons que le signal de sortie est d'abord positif, depuis un temps suffisant pour que le condensateur "C" soit chargé à une tension voisine de celle imposée à l'entrée positive (non inverseuse) de l'amplificateur par le diviseur de tension R_1 (10 K Ω), R_2 (10 K Ω). Lorsque cette tension sera atteinte - ou dépassée de quelques millivolts - la tension de la sortie va s'inverser brusquement et passer à la valeur de $-V_{DD}$ (qui est à la masse). Le condensateur va alors se décharger puis se recharger en sens inverse jusqu'à ce que la tension à ses bornes atteigne - ou dépasse légèrement - celle présente sur la borne non inverseuse. Nouvelle inversion de la tension de sortie, charge en sens inverse de C, etc... Et le cycle se reproduira tant que le montage sera alimenté avec une fréquence de recurrence.

$$f = \frac{1}{2\pi RC \left(1 + 2 \frac{R_1}{R_2}\right)}$$

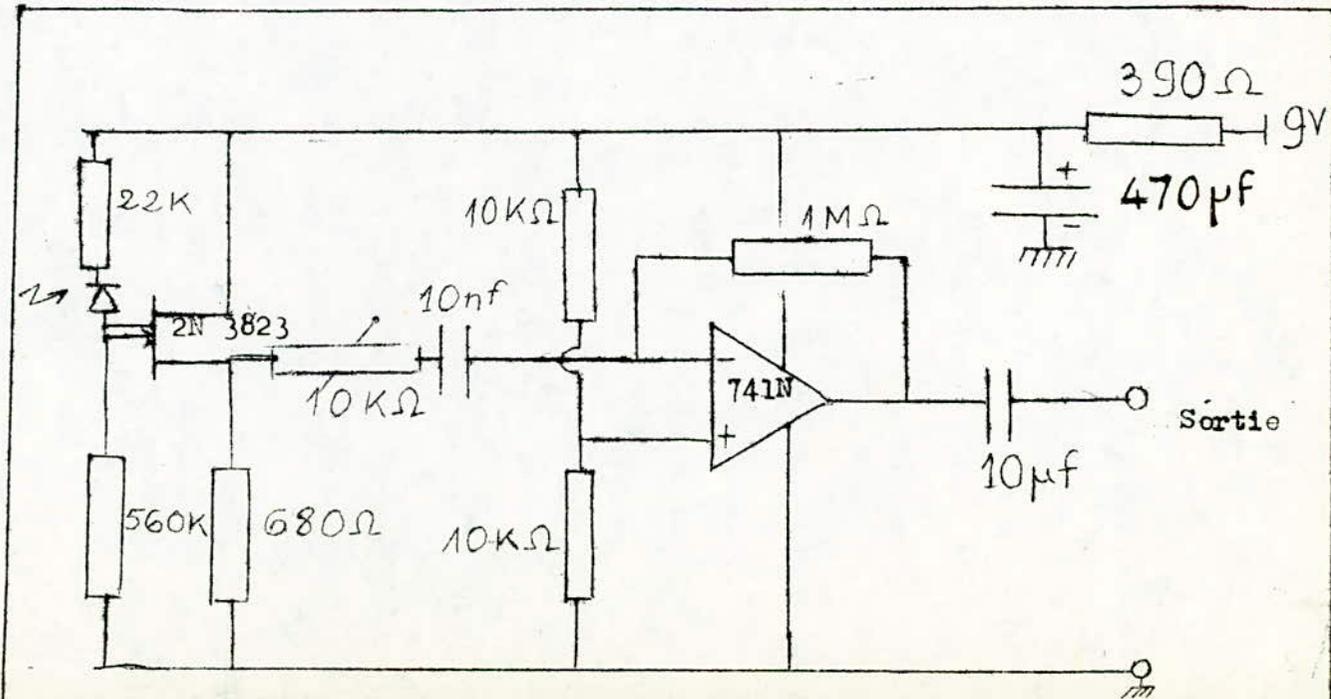


à titre indicatif on peut citer les moyens d'actions sur le faisceau lumineux. :

- Les verres photochromes : dont le spectre d'absorption est modifié sous l'influence d'un champ électrique de quelques KV.
- Les cristaux liquides : Ce sont des liquides qui sous l'influence de la chaleur, ou d'un faible champ électrique, deviennent birefringents, d'autres changent de couleurs.
- Les modulateurs mécaniques, utilisant les moteurs à courant continu, et à vitesse variable.

V - 3- Récepteur infrarouge :

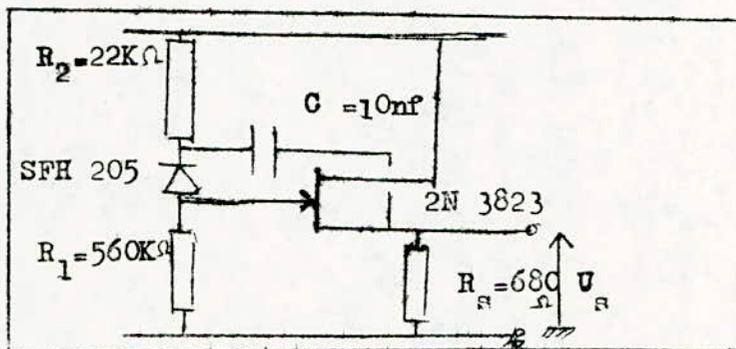
V - 3-1- Schéma général :



Il est constitué essentiellement de trois parties :

- La photodiode SFH 205 qui jouera le rôle d'une source de courant, montée sur la grille du F.E.T 2N3823.
- Un préamplificateur à transistor à effet de champ à impédance d'entrée très grande.
- Un ampli opérationnel amène le signal à un niveau important facile à utiliser, l'amplificateur est réglé à partir du potentiomètre de $10\text{ K}\Omega$.

V- 3-2- Le préampli :



Le montage du F.E.T est en drain commun, la diode est polarisée en inverse à partir de la résistance $R_2 = 22\text{ K}\Omega$.

Les caractéristiques du F.E.T utilisé sont les suivantes :

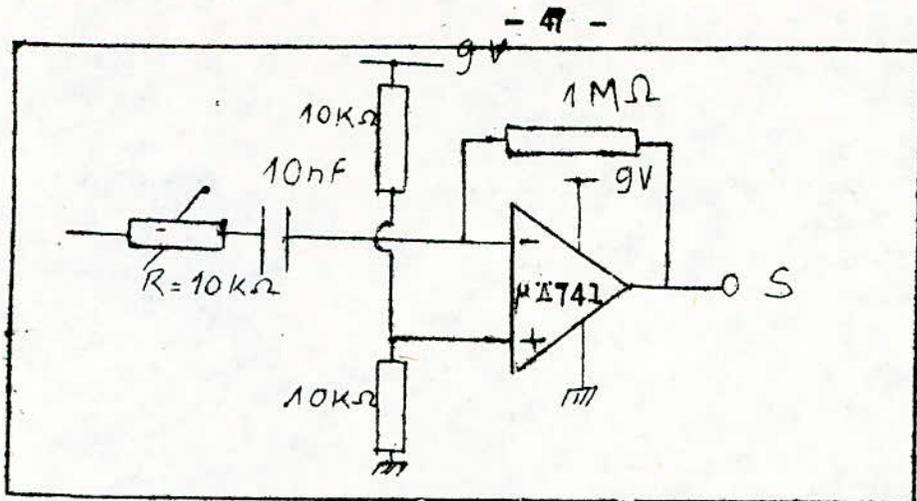
	Canal	PC	Vds	BVdss	BVgss	$g_m(\text{min.})$	$g_m(\text{max.})$
2N 3823	N	300mW	15V	30V	30V	3,5m	6,5m

La capacité de liaison $C (=10\mu\text{f})$ fixera le domaine fréquentiel de travail du préampli, cependant la capacité de jonction propre à la photodiode sera négligé.

La tension U_R aux bornes de la photodiode est de 8V, en se référant aux caractéristiques données par le constructeur, on trouve qu'elle est inférieure à 10 pf (pour $f = 2\text{MHz}$).

V - 3-3- L'amplificateur :

Schéma est le suivant :



Ses caractéristiques sont les suivantes :

GAIN	100
Impédance d'entrée	$Z_e = 5 \text{ K}\Omega$
Impédance de sortie	$Z_s = 75 \Omega$
Bande passante	10 KHz

C'est un amplificateur très courant à circuit intégré ($\mu\text{A} 741$).
On suppose que l'amplification est linéaire.

V- 4- Optique de collection :

Afin d'augmenter la directivité du faisceau infrarouge à l'émission, on utilisera une lentille convergente fig. 5. Les lentilles susceptibles d'être utilisées sont du type convergent "loupes", de distance focale de l'ordre de 12 à 17 cm. La qualité de ces lentilles n'a que peu d'importance. De même à la réception, on utilisera des lentilles du même type pour pouvoir focaliser le faisceau sur la partie sensible de la photodiode.

A l'émission comme à la réception la diode sera placée au foyer de la lentille, c'est-à-dire en un point de l'axe optique située à une distance de la lentille égale à sa distance focale, fig. 5-4. Cette distance se mesure en formant sur une feuille de papier l'image d'un objet situé à "l'infini". Lorsque l'image est nette, la distance lentille-papier est égale à la focale de la lentille.

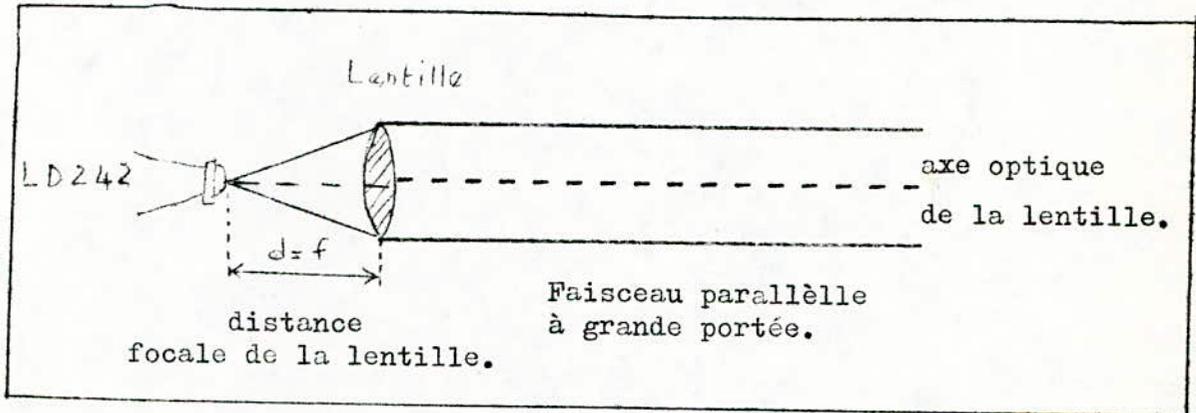


Fig. 5-4.

Augmentation de la directivité par adjonction d'une lentille d'émission.

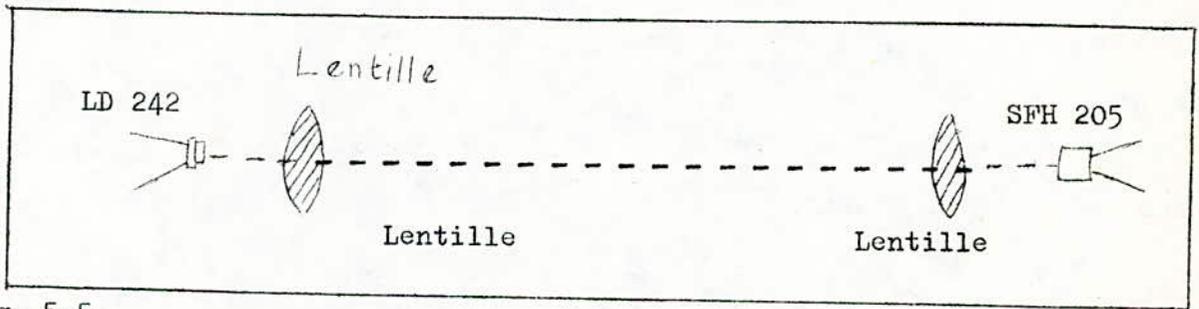


Fig. 5-5.

Liaison à grande distance utilisant des lentilles à l'émission et à la réception. (l'alignement doit être extrêmement précis).

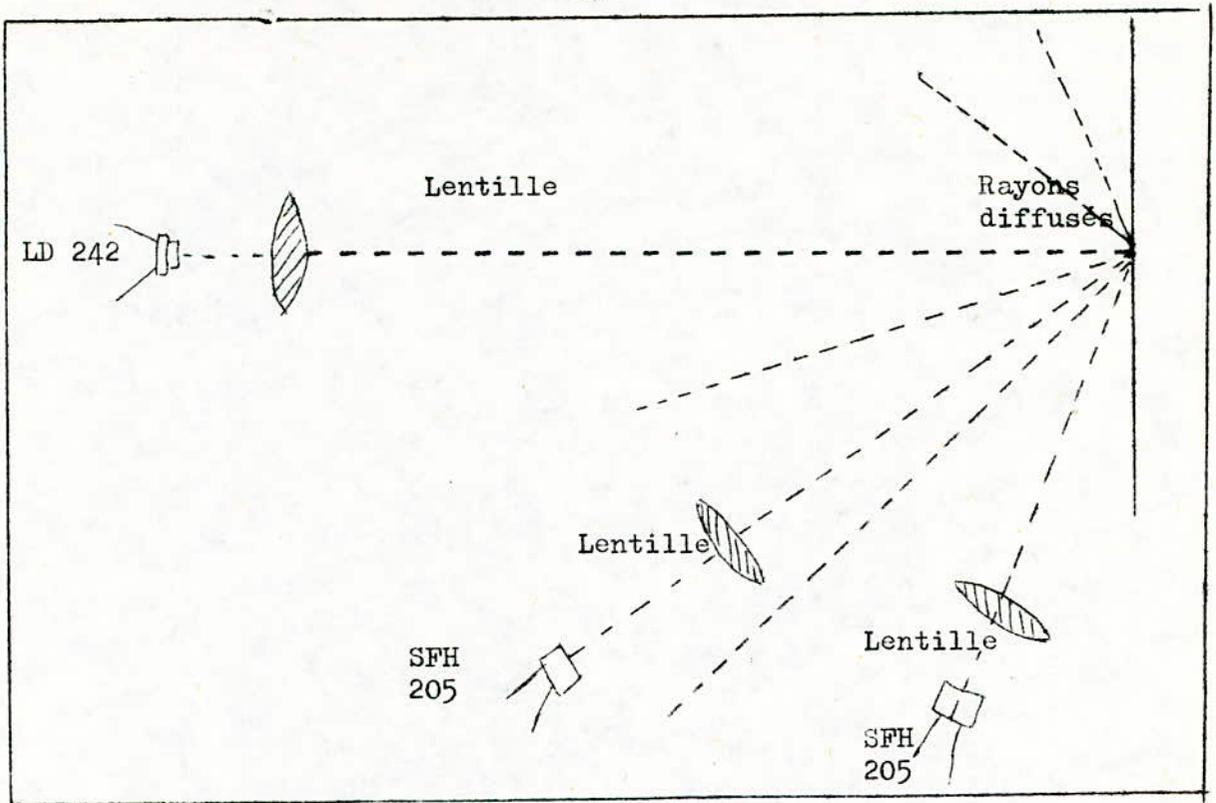


Fig. 5-6.

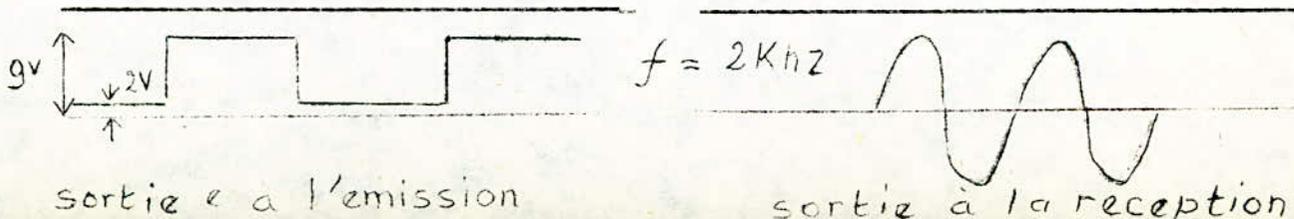
Renvoi de rayons moyen
d'une surface diffusante.

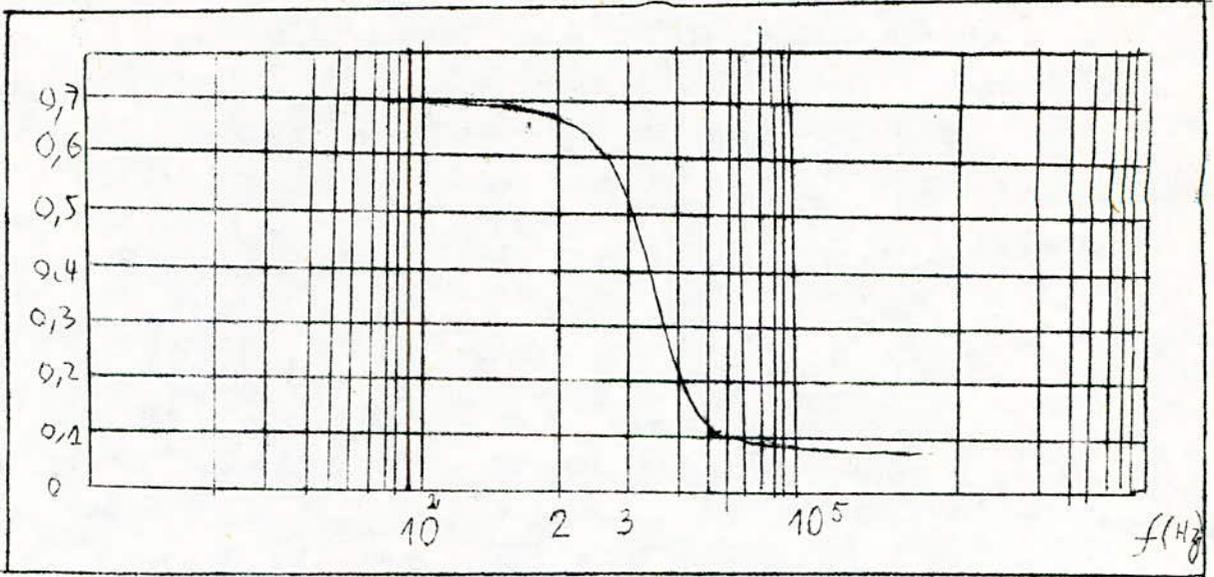
Un faisceau de rayons infrarouges se propageant normalement en ligne droite peut être dévié selon les lois classiques de l'optique. Sur la figure 5-6, on assiste à la réflexion dans une direction bien déterminée d'un faisceau focalisé sur une surface.

V - 5- Mesure des caractéristiques du système détecteur :

V - 5-1- Analyse dans le domaine fréquentiel :

Après avoir discuté les différentes parties de la chaîne de mesure, nous allons maintenant mesurer les caractéristiques essentielles de la chaîne. Pour ce faire, nous nous plaçons dans des conditions de mesure qui sont conformes à celles dans lesquelles nous allons travailler. Autrement dit, le signal capté est celui après la réflexion de la surface à analyser.



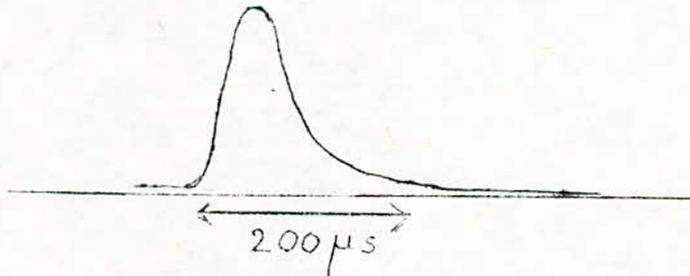


V - 5-2- Réponse à un échelon e

Pour une excitation du type :

$$e(t) = \begin{cases} 0 & \text{si } t < 0 \\ K & \text{si } t \geq 0 \end{cases}$$

La réponse du détecteur est la suivante :



V- 5 -3- Bruits des détecteurs de rayonnements infrarouge :

Le circuit de sortie délivre, outre le signal utile S, un bruit B, fonction aléatoire du temps, lequel ne s'annule pas en général lorsque le rayonnement R à détecter s'annule.

Les principaux bruits sont les suivants :

- a)- Le bruit de rayonnement : c'est le seul auquel il soit théoriquement impossible de porter remède, puisqu'il ne dépend ni de la construction, du circuit électrique associé; Il est dû aux fluctuations érratiques, image du rythme aléatoire d'arrivée des photons sur la surface sensible.

- b)- Le bruit interne : qui n'est autre que la f.e.m. de bruit présente dans le circuit de toute résistance, et due à l'agitation thermique des électrons de conduction.
- c)- Le bruit de porteurs : appelé aussi le bruit de génération-re-combinaison, il a pour origine les fluctuations du nombre de porteurs (électrons et trous) dans un semi-conducteur, et leur durée de vie .

V - 5-4- Evaluation du rapport signal sur bruit (S/B) :

La résolution du système détecteur est caractérisée par le bruit ramenée à son équivalent en énergie et exprimée en NEP qui est lié à la qualité du détecteur et de l'électronique associé .

Supposons que la surface visée par le détecteur ait une radiance $R(\lambda, T)$ W/cm² - Ster., le signal de sortie est :

$$S = A_s \cdot \Omega \cdot \tau \cdot R(\lambda, T)$$

Avec :

- A_s : Aire de la pupille d'entrée,
- τ : Facteur de transmission,
- Ω : Ouverture angulaire du système détecteur.

En remplaçant les valeurs numériques :

$$\begin{aligned} A_s &= 1,57 \text{ cm}^2 \text{ (avec diamètre de la pupille = 1 cm),} \\ \tau &= 0,8 \\ \Omega &\approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ rad. (car } r = 1 \text{ m, } d = 12,5 \text{ cm,} \\ &\Rightarrow \text{tg } \theta \approx 0,04 \text{ , d'où } \theta = 2^\circ \Rightarrow \Omega = \frac{2\pi(1 - \cos\theta)}{r^2} \end{aligned}$$

Il vient :

$$S = 6,3 \cdot 10^{-3} R(\lambda, T)$$

Si l'on considère la source comme un corps noir, parcouru par un courant de 100 mA ayant donc une température de 340 °K, d'après la loi de Stéphan la radiance sera :

$$\begin{aligned} R &= \sigma \cdot T^4 = 5,73 \cdot 10^{-12} [340]^2 \\ &\approx 66,3 \cdot 10^{-8} \text{ W/ster. cm}^2. \end{aligned}$$

l'intensité énergétique I émise par la source de surface $s = 27,5 \cdot 10^{-2}$ cm² est :

$$I = R \cdot s = 66,3 \cdot 10^{-8} \times 27,5 \cdot 10^{-2} \\ = 1823,25 \cdot 10^{-10} \text{ W/str.}$$

et le flux énergétique capté à 1 m par une surface de 100 cm² vaut :

$$\Phi = \frac{I \cdot S}{r^2} = \frac{1823,25 \times 100 \times 10^{-10}}{10^4} \\ \approx 1823,25 \cdot 10^{-12} \text{ W}$$

en remplaçant R par sa valeur dans : $S = 6,3 \cdot 10^{-3} R(\lambda, T)$

Il vient :

$$S = 0,42 \cdot 10^{-8} \text{ W}$$

d'autre part, la puissance équivalente au bruit s'écrit :

$$NEP = \sqrt{Ad \cdot f} / D^*$$

$$Ad = \text{L'aire utile de l'élément sensible} = 76 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2,$$

$$f = 10^4 \text{ Hz} = \text{Bande passante},$$

$$D = \text{Défectivité spécifique} = 6,3 \cdot 10^{12} \frac{\text{cm} \sqrt{\text{Hz}}}{\text{W}}$$

Donc :

$$NEP = 760 / 6,3 \cdot 10^{12} \approx 4,5 \cdot 10^{-12} \frac{\text{W}}{\sqrt{\text{Hz}}}$$

D'où le rapport signal sur bruit :

$$(S/B) = \frac{4,2 \cdot 10^{-9}}{4,5 \cdot 10^{-12}} \approx 933,3$$

Calculons la radiance équivalente au bruit (NEP), c'est-à-dire la valeur de $R(\lambda, T)$ pour laquelle $S/B = 1$. Or si $S = B$

$$A_s \cdot \Omega \cdot \mathcal{C} \cdot R(\lambda, T) = NEP$$

d'où

$$R(\lambda, T) = \frac{NEP}{A_s \cdot \Omega \cdot \mathcal{C}} \\ = \frac{4,5 \cdot 10^{-12}}{6,3 \cdot 10^{-3}}$$

$$\approx 7,14 \cdot 10^{-10} \text{ W/cm}^2 \text{ - ster.}$$

VI - MESURE DE LA REFLECTIVITE BIDIRECTIONNELLE DES SURFACES NATURELLES :

VI -1- Réfectivité bidirectionnelle des surfaces naturelles :

VI -1-1- Généralités :

A u troisième chapitre, on a vu que l'émissivité d'une surface peut s'obtenir à l' aide de la relation :

$$\varepsilon(\theta_i, \varphi_i) = 1 - \iint_{\text{hemisphere}} \rho_b(\theta_i, \varphi_i; \theta, \varphi) \cos \theta \, d\Omega \quad (6-1)$$

où $\rho_b(\theta_i, \varphi_i; \theta, \varphi)$ est la réflectivité bidirectionnelle de la surface; elle est définie par le rapport :

Radiance réfléchie dans la direction (θ, φ)

Eclairement provenant de la source dans la direction (θ_i, φ_i)

Elle joue un rôle extrêmement important en télédétection car :

- Elle détermine la quantité d'énergie reçue par les capteurs;
- La radiance enregistrée sur une scène donnée par le radiomètre pour différentes longueurs d'onde traduit les propriétés spécifiques du milieu, permettant donc une classification de celui-ci.

VI- 1-2- L'indicatrice de réflexion :

On rappelle que l'indicatrice de réflexion est la représentation en coordonnées polaires de la fonction ρ_b pour les angles θ_i, φ_i et φ données. En pratique on mesure le facteur de réflectivité avec un radiomètre. La méthode que nous proposons consiste à mesurer le rapport entre l'énergie captée par le radiomètre dans un angle solide Ω_r et l'énergie qui serait envoyée dans ce même angle solide par une surface réfléchissante répondant à la loi de LAMBERT pour une surface de grandes dimensions. Soit $L(\theta, \varphi)$ cette quantité, nous avons :

$$L(\theta, \varphi) = \frac{\int_{\Omega_r} R(\theta, \varphi) \, d\Omega_r}{\int_{\Omega_r} R_0 \, d\Omega_r} \quad (6-2)$$

avec :

$R(\theta, \varphi)$ = Radiance de la surface étudiée.

R_0 = Radiance d'une surface répondant à la loi de LAMBERT

R_0 est donc constante quelque soit l'angle de visée.

Si le radiomètre est déplacé suivant une sphère centrée sur une surface répondant à la loi de LAMBERT, l'énergie captée est constante quel que soit θ et φ . Par-ailleurs, si l'angle d'ouverture du radiomètre est petit, la radiance $R(\theta, \varphi)$ de la surface visée variera peu à l'intérieur de celui-ci, dans cette condition :

$$L(\theta, \varphi) \approx \frac{R(\theta, \varphi)}{R_0}$$

D'autre part, si l'éclairement $E(\theta_i, \varphi_i)$ est uniforme, nous avons :

$$\begin{aligned} R(\theta, \varphi) &= \rho_b(\theta_i, \varphi_i; \theta, \varphi) E(\theta_i, \varphi_i) \\ R_0 &= \rho_b^0 E(\theta_i, \varphi_i) \end{aligned}$$

Où :

ρ_b = Réflectivité bidirectionnelle de la surface étudiée.
 ρ_b^0 = Réflectivité bidirectionnelle de la surface répondant à la loi de LAMBERT.

Le facteur de réflexion est alors défini par :

$$L(\theta, \varphi) = \frac{\rho_b(\theta_i, \varphi_i; \theta, \varphi)}{\rho_b^0}$$

Puisque ρ_b^0 ne dépend pas des angles, nous pouvons prendre comme référence la radiance de la surface mesurée en la visant verticalement, c'est-à-dire :

$$R_0 = R(0, 0)$$

Ainsi en rapportant les mesures de radiance effectuées pour différentes valeurs de θ et φ à la radiance mesurée à la verticale, il est possible de tracer les indicatrices renormalisées de réflexion de surface naturelle. Si la surface répond à la loi de LAMBERT, l'indicatrice de réflexion dans un plan vertical se représentera par un demi-cercle de rayon unité en coordonnées polaires.

VI -2- Mise en équation du signal à la sortie du système détecteur :

Dans ce paragraphe nous allons développer un modèle mathématique permettant de relier le signal enregistré à la réflectivité bidirectionnelle. Soit la figure (6-1); les notations utilisées sont les suivantes :

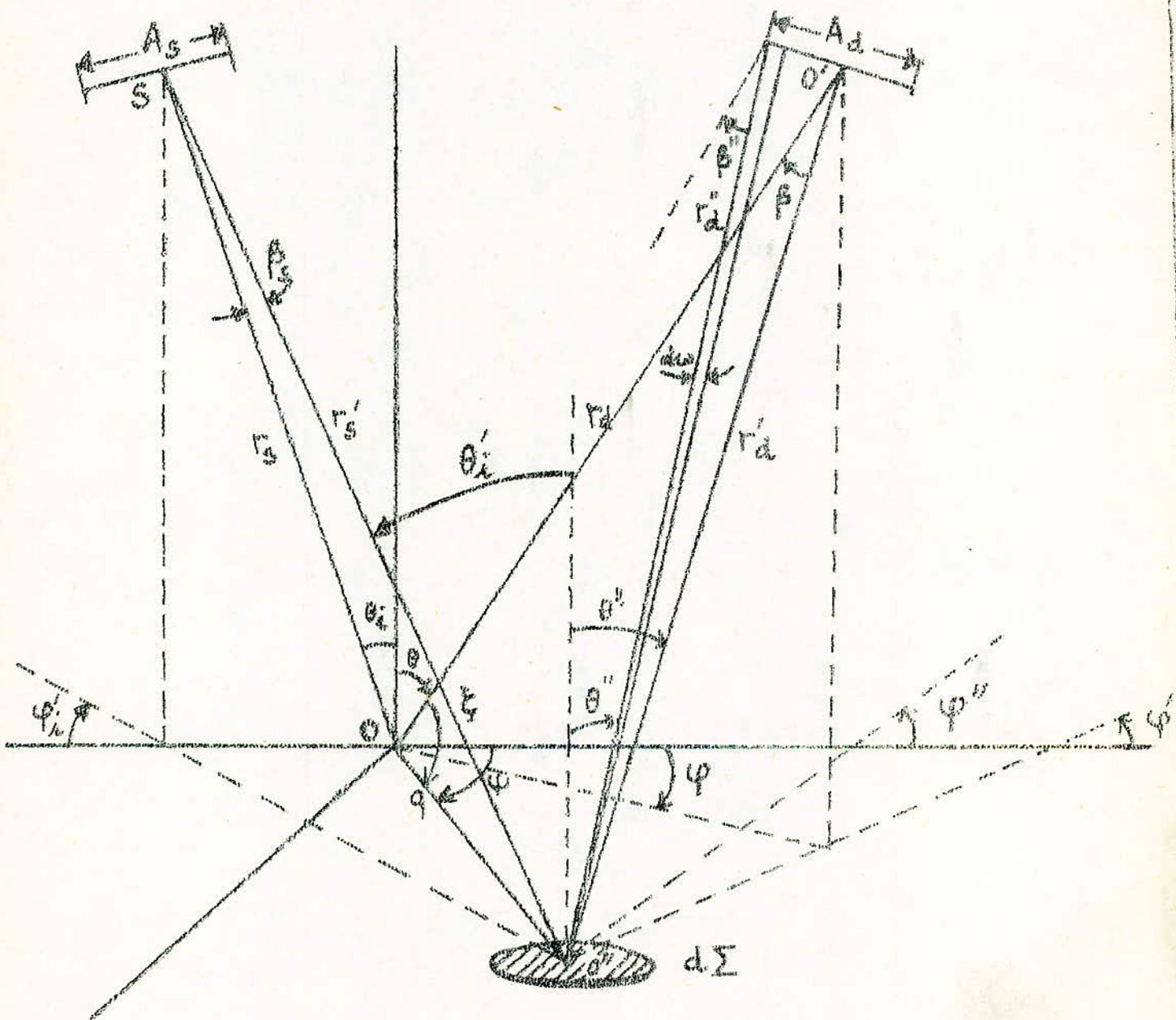


Fig. 10

Módulo de un vector

- $d \Sigma$: Une surface élémentaire éclairée par l'émetteur dans le champ de visée.
- ϱ, ψ : Les coordonnées polaires de $d \Sigma$ dans le plan d'analyse.
- r^d : La distance entre le centre de la pupille d'entrée du détecteur et celui de la surface analysée.
- r'^d : La distance entre le centre de la pupille d'entrée du détecteur et celui de $d \Sigma$.
- r''^d : La distance entre un point de la pupille d'entrée du détecteur et celui de $d \Sigma$.
- $d \omega$: Un angle solide élémentaire issu de $d \Sigma$ dans la direction r''^d .
- A_d : L'aire de la pupille d'entrée du détecteur.
- r_s : La distance entre le centre de la pupille de sortie de l'émetteur et celui de la surface analysée.
- $r's$: La distance entre le centre de la pupille de sortie de l'émetteur et celui de $d \Sigma$.
- A_s : L'aire de la pupille de sortie de l'émetteur.

Si $\vec{u}, \vec{v}, \vec{w}, \vec{u}_s, \vec{v}_s$, sont des vecteurs associés aux rayons r^d, r'^d, r''^d, r_s , et $r's$ respectivement, leurs coordonnées sont données par :

$$\vec{u} : (u, \theta, \varphi)$$

$$\vec{v} : (v, \theta', \varphi')$$

$$\vec{w} : (w, \theta'', \varphi'')$$

$$\vec{u}_s : (u_s, \theta_i, 0)$$

$$\vec{v}_s : (v_s, \theta'_i, \varphi'_i)$$

Soit $R(\varrho, \psi, \theta, \varphi)$ la radiance de la surface élémentaire $d \Sigma$ dans la direction (θ, φ) , la puissance rayonnée par $d \Sigma$ dans l'angle solide $d\omega$ vaut :

$$d^3P = R(\varrho, \psi, \theta'', \varphi'') \cos.\theta'' d\omega d\Sigma \quad (6-4)$$

La réponse du détecteur n'étant pas uniforme en chaque point du champ, désignons par $I(\beta'', \varrho, \psi)$ la fonction de réponse spatiale du système détecteur, où β'' est l'angle entre l'axe optique et un rayon courant r''^d , le signal électrique de sortie s'écrit :

$$d^3S = \alpha I(\beta'', \varphi, \psi) R(\varphi, \psi, \theta'', \varphi'') \cos \theta'' d\omega d\Sigma \quad (6-5)$$

α étant un facteur de conversion.

Pour obtenir le signal de sortie lorsque $d\Sigma$ est vue par l'ensemble de la surface de la pupille d'entrée, il suffit d'intégrer l'équation (6-5) sur Ad :

$$d^2S = \int_{Ad} \alpha I(\beta'', \varphi, \psi) R(\varphi, \psi, \theta'', \varphi'') \cos \theta'' d\omega d\Sigma \quad 6-6$$

La variation de β'' étant petite, nous pouvons appliquer le théorème de la moyenne :

$$d^2S \approx I(\beta) R(\varphi, \psi, \theta', \varphi') \cos \theta' d\Sigma \Delta w \quad (6-7)$$

Avec :

$$\Delta w = \text{Angle solide de la pupille d'entrée du détecteur vu par } d\Sigma = Ad \cos \beta / (r'd)^2$$

En introduisant maintenant la définition de la réflectivité bidirectionnelle définie par l'équation (3-11) et en supposant que l'éclairement de la surface étudiée vaut $E_{d\Sigma}(\varphi, \psi)$, il vient :

$$d^2S = \alpha I(\beta) \rho_b(\theta'_i, \varphi'_i; \theta', \varphi') E_{d\Sigma}(\varphi, \psi) \cos \theta' \Delta w d\Sigma \quad (6-8)$$

Sachant que :

$$\rho_b(\theta'_i, \varphi'_i; \theta', \varphi') = \frac{R(\varphi, \psi; \theta', \varphi')}{E_{d\Sigma}(\varphi, \psi)}$$

La quantité $E_{d\Sigma}(\varphi, \psi)$ dépend évidemment de la direction de l'incidence (θ'_i, φ'_i) .

Si nous connaissons la surface active qui envoie de l'énergie au détecteur après la réflexion, il est possible d'obtenir une expression explicite qui correspond à l'énergie totale :

$$S = \iint_{(\varphi, \psi)} \alpha I(\beta) \rho_b(\theta'_i, \varphi'_i; \theta', \varphi') E_{d\Sigma}(\varphi, \psi) \cos \theta' \Delta w d\Sigma \quad (6-9)$$

Là encore, si la surface éclairée est petite vis-à-vis de la distance surface détecteur, et si la variation de ρ_b n'est pas trop brusque, nous pouvons appliquer encore une fois le théorème de la moyenne :

$$S \propto \rho_b(\theta_i, \varphi_i; \theta, \varphi) \cos \theta \iint (q, \psi) \text{Ed}\Sigma(q, \psi) I(\beta) \text{wd}\Sigma \quad (6-10)$$

Pour pouvoir calculer cette intégrale, il faut connaître :

$$I(\beta) \text{ et } \text{Ed}\Sigma(q, \psi).$$

- a) - Calcul de $I(\beta)$:

En général la répartition lumineuse de l'émetteur, et la réponse spatiale du système détecteur sont représentées des gaussiennes; c'est-à-dire que la réponse en un point décroît en fonction de l'écart par rapport à l'axe optique suivant la loi :

$$I(\beta) = I(0) \exp\left(-\frac{\beta^2}{\beta^2 d}\right) \quad (6-11)$$

Pour calculer la valeur de l'angle β en fonction des paramètres, θ , φ et ψ nous écrivons avec les notations illustrées par la figure (6-1) :

$$q^2 = r^2 d + r'^2 d - 2r d r' \cos \beta$$

avec :

$$r'^2 d = q^2 + r^2 d - 2q r d \cos \xi \quad (6-12)$$

et :

$$\begin{aligned} \cos \xi &= \sin \theta \sin \varphi \sin \psi + \sin \theta \cos \varphi \cos \psi \\ &= \sin \theta \cos(\psi - \varphi) \end{aligned}$$

En combinant les équations (6-12) nous obtenons :

$$\cos \beta = \frac{1 - (q/rd) \sin \theta \cos(\psi - \varphi)}{\sqrt{1 + (q/rd)^2 - 2(q/rd) \sin \theta \cos(\psi - \varphi)}}$$

En pratique, comme $q \ll rd$, nous pouvons écrire :

$$\cos \beta \approx 1 - \left(\frac{q}{rd}\right)^2 \left[1 - \sin^2 \theta \cos^2(\psi - \varphi) \right]$$

Soit :

$$\beta^2 \approx \left(\frac{q}{rd}\right)^2 \left[1 - \sin^2 \theta \cos^2(\psi - \varphi) \right] \quad (6-13)$$

En combinant les équations (6-11) et (6-13) nous obtenons :

$$I(\beta) = I(0) \exp \left\{ -\left(\frac{q}{q_d}\right)^2 \left[1 - \sin^2 \theta \cos^2(\psi - \varphi) \right] \right\} \quad (6-14)$$

avec :

$$q_d = r_d B_d$$

-b)- Calcul de $E_{d\Sigma}(q, \psi)$:

Pour calculer $E_{d\Sigma}(q, \psi)$ il faut étudier la répartition spatiale de l'éclairement produit par le système émetteur, nous reprenons les notations de la figure (6-1) :

- A_s : L'aire de la pupille de sortie de l'émetteur.
- $R_s(\beta_i)$: Radiance de la source dans la direction β_i
- r_s : Distance du centre de la cible à celui de la pupille de sortie de l'émetteur.

Exprimé en fonction de ces paramètres de l'émetteur, l'éclairement de la surface $d\Sigma$ s'écrit :

$$E_{d\Sigma}(q, \psi) = R_s(\beta_i) \cos \beta_i A_s \cos \theta_i / r_s^2$$

Si l'angle solide dans lequel la source émet est faible, nous pouvons écrire que :

$$E_{d\Sigma}(q, \psi) = R_s(\beta_i) A_s \cos \theta_i / r_s^2 \quad (6-15)$$

Or, la répartition énergétique sur la cible n'est pas uniforme. Nous traduisons cette non-uniformité en postulant que la radiance de la source peut s'exprimer à l'aide de la gaussienne :

$$R_s(\beta_i) \approx R_s(0) \exp(-\beta_i^2 / \beta_s^2) \quad (6-16)$$

Avec le même raisonnement que pour le détecteur nous pouvons établir la relation suivante :

$$\beta_i^2 \approx \left(\frac{q}{r_s}\right)^2 \left[1 - \sin^2 \theta_i \cos^2 \psi \right] \quad (6-17)$$

En posant :

$$\beta_s = q_s / r_s$$

En combinant les équations (6-10), (6-14) et (6-17), nous obtenons finalement une expression complète du signal de sortie :

$$S = \alpha \rho_b(\theta_i; \varphi_i; \theta, \varphi) \cos \theta \frac{A_d A_s}{(r_d r_s)^2} \cos \theta_i \iint_{(\theta, \varphi)} R(\beta_i) I(\beta) d\Omega$$

$$= k \cdot \cos \theta \cdot \rho_b(\theta_i; \varphi_i; \theta, \varphi) K(\theta, \varphi) \quad (6-18)$$

avec :

$$k = R_s(0) I(0) \frac{A_d A_s}{(r_d r_s)^2}$$

et :

$$K(\theta, \varphi) = \iint_{(\theta, \varphi)} R_s(\beta_i) I(\beta) d\Omega$$

Fonction
de
correction

On montre que :

$$K(\theta, \varphi) = \pi \frac{a_d^2 \cdot \eta^2}{1 + \eta^2} \frac{1}{\sqrt{1 - (b_1 + b_2) + b_1 b_2 \sin^2 \varphi}}$$

avec :

$$b_1 = b_1(\theta_i) = \sin^2 \theta / (1 + \eta^2)$$

$$b_2 = b_2(\theta) = \eta^2 \sin^2 \theta / (1 + \eta^2) \quad (6-20)$$

et :

$$\eta = a_s / a_d \text{ est le paramètre d'appareil}$$

D'après le principe de mesure évoqué plus haut, nous mesurons toujours :

$$\frac{S(\theta, \varphi)}{S(0, 0)} = \frac{\rho_b(\theta_i; \varphi_i; \theta, \varphi) \cdot k \cdot \cos \theta \cdot K(\theta, \varphi)}{\rho_b(\theta_i; \varphi_i; 0, 0) \cdot k \cdot K(0, 0)}$$

Il est donc intéressant d'introduire la fonction $N(\theta, \varphi)$ définie par :

$$N(\theta, \varphi) = \frac{K(\theta, \varphi)}{K(0, 0)} \cdot \cos \theta \quad (6-21)$$

d'où:

$$\frac{S(\theta, \varphi)}{S(0, 0)} = \frac{\rho_b(\theta_i, \varphi_i; \theta, \varphi)}{\rho_b(\theta, \varphi; 0, 0)} \cdot N(\theta, \varphi) \quad (6-22)$$

Enfin si la surface observée suit une loi de LAMBERT, l'équation (6-22) peut se simplifier en :

$$\frac{S(\theta, \varphi)}{S(0, 0)} = N(\theta, \varphi) \quad (6-23)$$

VI-2-2- Etude du signal de sortie dans le plan parallèle à l'incidence:

Dans le plan parallèle à l'incidence, $\varphi = 0$, la fonction de correction s'écrit :

$$K(\theta, \varphi) = \pi \frac{q_d^2 \eta^2}{1 + \eta^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - b_1 - b_2}}$$

En substituant dans (5-18) le signal à la sortie sera :

$$S(\theta, 0) = K \rho_b(\theta_i, \varphi_i; \theta, 0) \cos \theta \frac{q_d \cdot \eta^2}{1 + \eta^2} \frac{\pi}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta_i / (1 + \eta^2) - \eta^2 \sin^2 \theta / (1 + \eta^2)}} \quad (6-24)$$

VI-2-3- Etude du signal de sortie dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence:

$\varphi = \pi/2$:

Si $\varphi = 90^\circ$ (ou 270°) la fonction de correction $K(\theta, \varphi)$ est:

$$K(\theta, \frac{\pi}{2}) = \frac{\pi}{\sqrt{1 - b_1 - b_2 + b_1 b_2}} \frac{q_d^2 \cdot \eta^2}{1 + \eta^2}$$

le signal de sortie sera :

$$S(\theta, \frac{\pi}{2}) = K \cdot \rho_b(\theta_i, \varphi_i; \theta, \varphi) \cos \theta \frac{q_d^2 \eta^2}{1 + \eta^2} \frac{\pi}{\sqrt{\left\{ \frac{1 - \sin^2 \theta_i}{1 + \eta^2} \right\} \left\{ \frac{1 - \eta^2 \sin^2 \theta}{1 + \eta^2} \right\}}}$$

VI

VI-2-4- Discussion physique des résultats:

D'après l'équation (6-24) le seul paramètre inconnu est η , qui est le rapport entre q_s et q_d , q_s et q_d sont respectivement les demi-largeurs des fonctions gaussiennes. La variation de la fonction $N(\theta, \varphi, \eta)$ en fonction

de θ pour les valeurs de η entre 1 et 3 est représentée par la figure (6-2).
On distingue deux cas extrêmes .

- Si $\eta \longrightarrow 0$, $N(\theta, \varphi, \eta) \longrightarrow \cos \theta$

- Si $\eta \longrightarrow \infty$, $N(\theta, \varphi, \eta) \longrightarrow$ tend vers la fonction

définie par :

$$N(\theta, \varphi) = \begin{cases} 1 & \text{si } \theta \neq \pi/2 \\ 0 & \text{si } \theta = \pi/2 \end{cases}$$

Ces deux cas extrêmes correspondent l'un à la mesure d'une petite surface Lambertienne, l'autre à un éclairage infiniment étendu .

L'équation sera dans chaque cas :

$$S(\theta, \varphi) = k \cdot \rho_b(\theta_i, \varphi_i; \theta, \varphi) \cdot \cos \theta \cdot \pi; \quad \text{pour } \eta \longrightarrow 0$$

$$S(\theta, \varphi) = k \cdot \rho_b(\theta_i, \varphi_i; \theta, \varphi) \cdot \pi \cdot q_d^2 \quad \text{pour } \eta \longrightarrow \infty$$

VI.3. Vérification du caractère Lambertien d'une surface de bois. Mesure de η .

Détermination de la fonction d'appareil:

La méthode décrite ci-haut exige une surface ayant un caractère Lambertien, les conditions de travail (surtout matériel) ne nous ont permis qu'une surface de bois poli, que nous utiliserons pour la vérification du modèle de mesure.

Les mesures sur cette surface ont été effectuées dans le plan $\varphi = \pi$ avec $\theta_i = 10^\circ$.

Désignons par :

$S(\theta, \varphi)$ = signal de sortie correspondant à une surface quelconque.

$s(\theta, \varphi)$ = valeurs normalisées de $S(\theta, \varphi)$ par rapport à $S(0,0)$.

$S'(\theta, \varphi)$ = signal de sortie correspondant à la surface de bois.

$s'(\theta, \varphi)$ = valeurs normalisées de $S'(\theta, \varphi)$ par rapport à $S'(0,0)$.

$\hat{\rho}_b(\theta, \varphi)$ = valeurs normalisées de $\rho_b(\theta_i, \varphi_i; \theta, \varphi)$ de la même surface.

cependant on a :

$$s(\theta, \varphi) = \hat{\rho}_b(\theta, \varphi) N(\theta, \varphi)$$

$$s'(\theta, \varphi) = N(\theta, \varphi)$$

$\varphi = \pi$, $\theta_i = 10^\circ$					
θ	0°	30°	45°	60°	75°
$S'(\theta, \varphi)$	105 mV	100 mV	92 mV	85 mV	55 mV
$s(\theta, \varphi)$	1	0,95	0,87	0,80	0,52

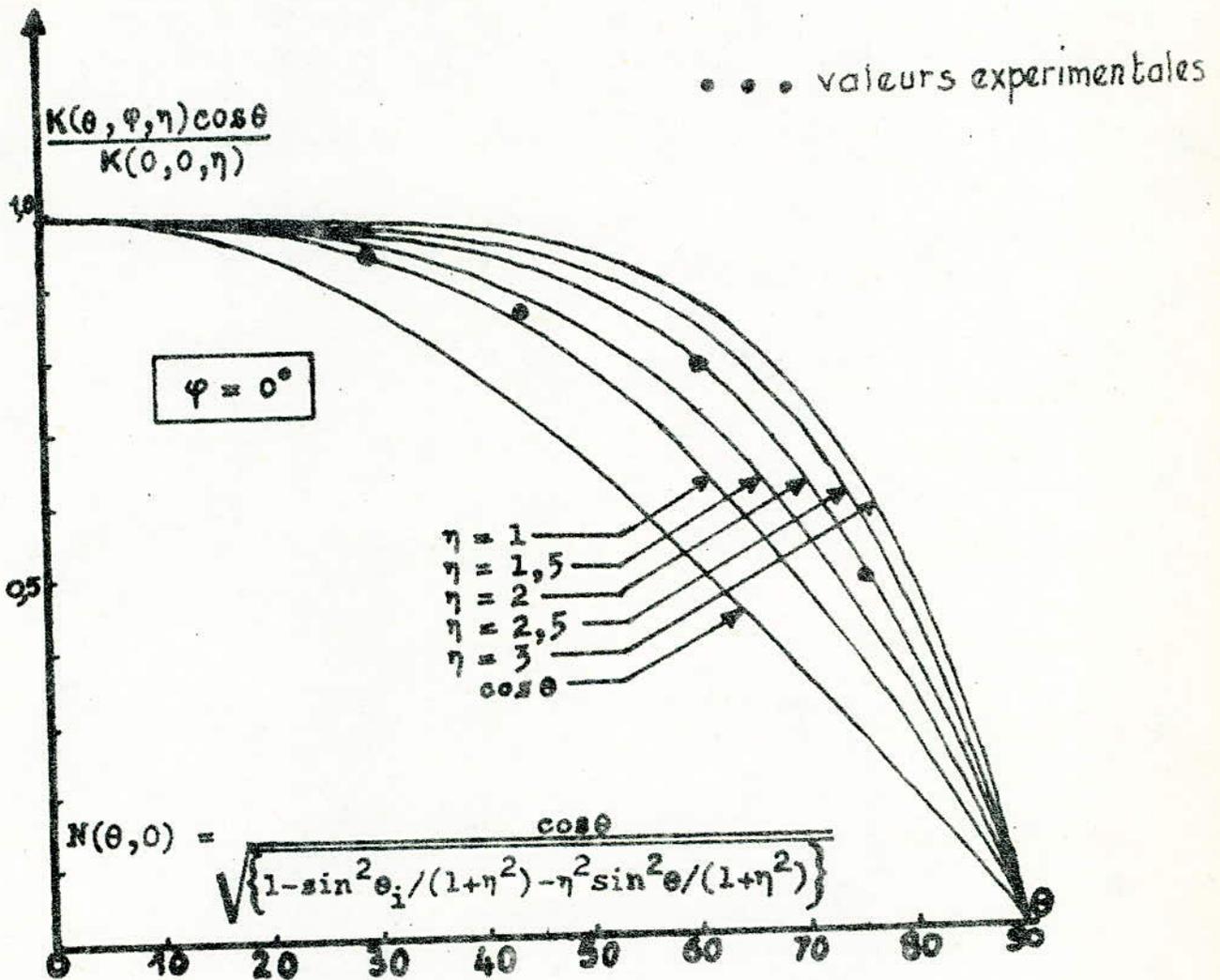


Fig : 6-2 - Etude du signal de sortie dans le plan $\varphi = 0$
valeurs théoriques calculées à partir de la
fonction $N(\theta, 0)$.

en reportant ces valeurs sur la figure 6-2 , on pourra déterminer la fonction de correction $N(\theta, \varphi)$; On a estimé la valeur de η à 1,5 .

VI.4. Application; Indicatrice de réflexion d'une surface rocheuse :

Pour illustrer le principe de cette méthode , on a essayé d'étudier plusieurs surfaces naturelles ; Parmi ces surfaces on a analysé en particulier "la rose de sable" roche très abondante dans le sud algérien. Nous mesurons tout d'abord l'énergie réfléchie par cette surface à différents endroits , puis, nous corrigeons ces valeurs à l'aide de $N(\theta, \varphi)$ cf-fig-6-3.

$\varphi = \pi$, $\theta_i = 10^\circ$				
θ	$s(\theta, \varphi)_{mV}$	$s(\theta, \varphi)$	$N(\theta, \varphi)$	$\hat{P}_b(\theta, 0)$
0°	111	1	1	1
30°	93	0,83	0,995	0,78
45°	98	0,88	0,85	0,74
60°	89	0,76	0,73	0,55
75°	82	0,73	0,45	0,32

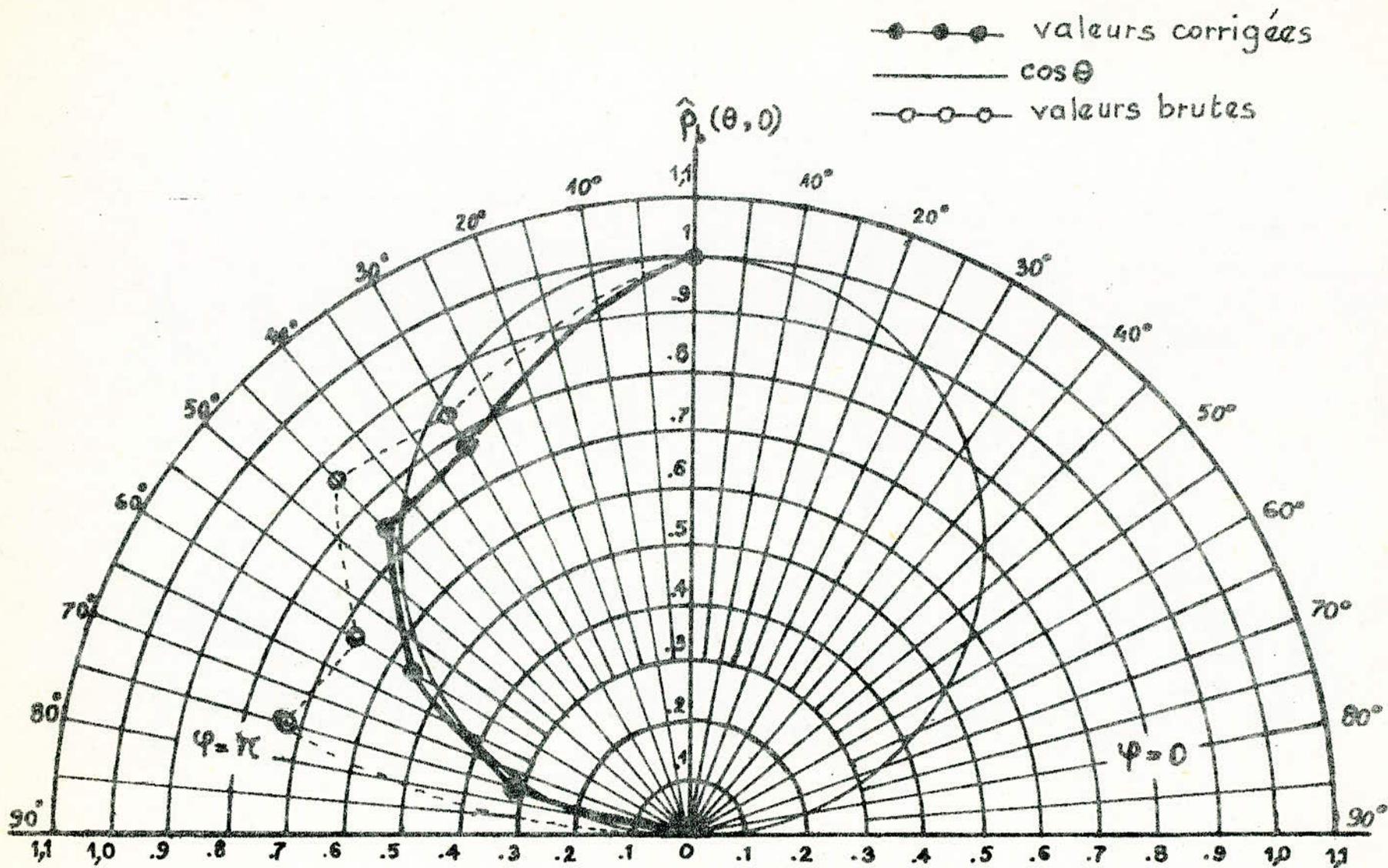


Fig 6.3 : *Indicatrice de reflexion d'une surface rocheuse*

Conclusion :

Le but de notre travail était la réalisation d'une chaîne de mesure de la réflectivité et de l'émissivité, paramètres auxquels on ne peut accéder que par télédétection radiométrique et dont la connaissance peut renseigner sur la nature ou l'état de l'objet au sol .

Nous inspirant de travaux antérieurs sur la réalisation de capteurs que nous avons adaptés et améliorés , nous avons réalisé une chaîne permettant d'effectuer des actif-passif corrélié synchrone en laboratoire sur des échantillons réels sélectionnés ; les mesures sont faites à une distance fixe de "7 mètre" avec un balayage continu de 0° à 90° .

La méthode que nous proposons présente l'avantage de fournir des résultats indépendant des perturbations extérieurs; la température de l'environnement et la température de surface ne sont pas indispensables aux mesures comme cela a été évoqué dans l'équation radiométrique ; il peut être même possible de les déduire des valeurs expérimentales obtenues. De même , l'hypothèse d'équilibre thermique du sol nous permettra de tirer la valeur de l'émissivité ($\epsilon = 1 - \rho$) dans le domaine proche infrarouge.

Nous avons effectué des mesures sur quelques surfaces naturelles , dont on a vérifié le caractère lambertien de celle du bois; la surface rocheuse présente de fortes dissymétries, on remarque à priori qu'elle possède une importante réflectivité dans le sens de $\theta = 0^\circ$. Le facteur de correction devient plus important pour des positions assez faible ($\theta > 60^\circ$) ceci est logique car la surface éclairée est extrêmement petite devant la surface visée par le détecteur , et de plus la pente de $N(\theta, \varphi)$ est très grande relativement à celle des θ faibles .

La réflectivité est, comme nous l'avons déjà vu, est un paramètre important pour l'appréhension des objets au sol par télédétection ; toutefois pour parvenir à une description plus complète de ces objets et une étude quantitative de ces objets et de leurs propriétés intrinsèques il est nécessaire d'accéder à d'autres paramètres et donc de balayer d'autres bandes du spectres électromagnétique, en particulier dans l'infrarouge thermique pour l'étude de l'émission propre des corps et donc leur température radiométrique de surface à laquelle il est impossible d'accéder par les moyens classiques de mesure .

--- BIBLIOGRAPHIE ---

- A.DAUCUET : La détection des radiations infrarouge et ses applications . Dunod 1964 .
- R.DAMAYE : Opto-électronique, bases théoriques et, applications pratiques ; Edition radio 1971 .
- CENTRE NATIONAL D'ETUDES SPATIALES : Principes physique eet mathématique de la télédétection .Cours d'été 1978
- ECOLE POLYTECHNIQUE FEDERALE DE LAUSANNE : Bases physiques de la télédétection, application à l'hydrodynamique des sols .I.G.R n°132 Lausanne 1977 .
- CENTRE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE NUCLEAIRE .
Synthèse du seminaire d'information sur la télédétection .Alger, Hassi-Messaoud avril 1977.
- WING HING NGAI : Chaine de mesure de l'émissivité pour la télédétetion infrarouge thermique . Thèse de docteur de spécialité Strasbourg, janvier 1980 .