

— 00000 —

وزارة التربية الوطنية والبحث  
MINISTERE DE L'EDUCATION ET DE LA RECHERCHE

— 00000 —

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

BIBLIOTHEQUE — المكتبة

— 00000 —  
Ecole Nationale Polytechnique

DEPARTEMENT. D'ELECTRONIQUE

# THESE

PRESENTEE EN VUE DE L'OBTENTION  
DU GRADE DE MAGISTER EN ELECTRONIQUE

PAR :

Mr HINI Rachid, ingénieur E.N.P.

## THEME

ETUDE ET REALISATION  
DE CIRCUITS POUR  
UN TELEMETRE LASER

Soutenu en Novembre 1993, devant le jury composé de :

Mr A. FARAH

Maître de conférence E.N.P.

PRESIDENT

Mme M. BEDDEK

Chargé de cours E.N.P.

EXAMINATEUR

Mr A. ZERGUERRAS

Maître de conférence E.N.P.

EXAMINATEUR

Mr M. TRABELSI

Chargé de cours E.N.P.

EXAMINATEUR

Mr M. HADDADI

Chargé de cours E.N.P.

RAPPORTEUR

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية  
REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

—oo0oo—

وزارة التربية الوطنية والبحث  
MINISTERE DE L'EDUCATION ET DE LA RECHERCHE

—oo0oo—

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

BIBLIOTHEQUE المكتبة  
Ecole Nationale Polytechnique

DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

# THESE

PRESENTEE EN VUE DE L'OBTENTION  
DU GRADE DE MAGISTER EN ELECTRONIQUE

P A R :

Mr HINI Rachid, ingénieur E.N.P.

## THEME

ETUDE ET REALISATION  
DE CIRCUITS POUR  
UN TELEMETRE LASER

Soutenue en Novembre 1993, devant le jury composé de :

Mr A. FARAH

Maître de conférence E.N.P.

PRESIDENT

Mme M. BEDDEK

Chargé de cours E.N.P.

EXAMINATEUR

Mr A. ZERGUERRAS

Maître de conférence E.N.P.

EXAMINATEUR

Mr M. TRABELSI

Chargé de cours E.N.P.

EXAMINATEUR

Mr M. HADDADI

Chargé de cours E.N.P.

RAPPORTEUR

## REMERCIEMENTS

Je tiens avant tout à exprimer mes remerciements à Mr HADDADI, chargé de cours à L'ENP, pour m'avoir dirigé au long de ce travail. Je lui suis reconnaissant de m'avoir éclairé par ses conseils, stimulé par ses remarques et pour le concours actif qu'il a apporté à la réalisation de ce travail.

Je remercie Mme BEDDEK, chargée de cours à L'ENP, d'avoir bien voulu participer au jury de cette thèse.

Je remercie Mr FARAH, maître de conférences à L'ENP, pour l'honneur qu'il me fait de présider le jury de cette thèse.

Je remercie Mr ZERGUERRAS, maître de conférences à L'ENP, pour sa participation au jury de cette thèse.

Je remercie Mr TRABELSI, chargé de cours à L'ENP, d'avoir bien voulu participer au jury de cette thèse.

Je tiens à exprimer mes remerciements et ma plus vive gratitude à Mr BOUZIT Karim, chercheur au CDTA, pour l'aide inestimable qu'il m'a fournie et le soutien constant qu'il m'a manifesté tout au long de la réalisation de ce travail.

Je remercie vivement Mlle AZOUAOUI Ouahiba, chercheur au CDTA, pour ses conseils avisés et les corrections apportées à ce mémoire.

Je remercie chaleureusement Mr AMARA, conservateur en chef de la bibliothèque de l'ENP, ainsi que tout le personnel de la bibliothèque pour les efforts qu'ils ont déployés au cours de ma recherche documentaire.

SYMBOLES ET NOTATIONS UTILISEES



- $A_a$  : Surface active de la photodiode ( PIN )  
 $A_r$  : Surface de la lentille de réception  
 $\alpha$  : Coefficient d'absorption de la cible  
 $\beta$  : Angle entre le faisceau émis et le faisceau capté  
 $B_a$  : Bande passante de l'amplificateur  
 $B_c$  : Bande passante de la chaîne amplificatrice  
 $B_e$  : Bande passante équivalente de bruit  
 $B_p$  : Bande passante du préamplificateur  
 $c$  : Vitesse de la lumière dans le vide  
 $C$  : Capacité du condensateur de conversion du CTA  
 $C_d$  : Capacité de la photodiode  
 $C_i$  : Capacité totale d'entrée du préamplificateur  
 $d_{max}$  : Portée maximale du télémètre  
 $\delta_a$  : Diamètre du faisceau lumineux  
 $\delta$  : Coefficient de réflexion diffuse de la cible  
 $\delta_t$  : Walk  
 $D_a$  : Diamètre de la surface active du photodétecteur ( PIN )  
 $D_e$  : Diamètre de la lentille d'émission  
 $D_r$  : Diamètre de la lentille de réception  
 $\Delta\phi$  : Déphasage entre onde émise et onde recueillie  
 $\Delta\lambda$  : Largeur spectrale de la photodiode  
 $e$  : Charge élémentaire de l'électron  
 $\varepsilon$  : Emissivité de la cible  
 $\xi_s$  : Angle de zénith du soleil  
 $E$  : Energie lumineuse  
 $f$  : Atténuation dans le DFC  
 $f_e$  : Distance focale de la lentille d'émission  
 $f_r$  : Distance focale de la lentille de réception  
 $f_R$  : Taux de répétition des impulsions d'excitation du laser  
 $g_{fs}$  : Transconductance du MOSFET  
 $G_t$  : Gain de transconductance du préamplificateur  
 $\phi$  : Flux lumineux  
 $F$  : Facteur de régime de la diode laser  
 $\gamma$  : Coefficient d'atténuation atmosphérique  
 $\lambda$  : Longueur d'onde de modulation du faisceau laser

$\lambda_e$  : Longueur d'onde du faisceau émis

$\lambda_I$  : Longueur d'onde inférieure du spectre de la photodiode

$\lambda_s$  : Longueur d'onde supérieure du spectre de la photodiode

$h$  : Constante de Planck

$\overline{i_p^2}$  : Valeur quadratique moyenne du bruit du préamplificateur

$\overline{i_s^2}$  : Valeur quadratique moyenne du bruit dû au flux solaire

$I$  : Intensité lumineuse

$I_{DL}$  : Courant d'excitation de la diode laser

$I_a$  : Courant d'avalanche

$I_d$  : Puissance lumineuse frappant la photodiode

$I_o$  : Courant d'obscurité de la photodiode

$I_{rm}$  : Courant minimum généré dans le photodétecteur

$I_s$  : Courant généré par le flux solaire

$I_{TH}$  : Courant de seuil de la diode laser

$L$  : Distance à mesurer

$m$  : Masse d'air optique

$M$  : Eclairement lumineux

$M_a$  : Facteur de multiplication d'avalanche

$M_{max}$  : Exposition Maximale permise du dispositif

$M_o$  : Eclairement spectral solaire approximé dans l'intervalle  $\Delta\lambda$

$M_R$  : Eclairement à la distance  $R$

$M_u$  : Eclairement spectral solaire

$\eta_q$  : Rendement quantique du photodétecteur

$\eta$  : Efficacité de couplage lentille/diode laser

$\Omega_c$  : Champ de vision spatial de l'optique réceptrice

$P_c$  : Puissance lumineuse couplée par la lentille d'émission

$P_e$  : Puissance lumineuse émise par la diode laser

$P_r$  : Puissance lumineuse recueillie

$P_{rm}$  : Puissance lumineuse minimale recueillie

$P_s$  : Puissance lumineuse parasite due au soleil

$P_{s_\lambda}$  : Densité spectrale du flux solaire

$P_{s_{\Delta\lambda}}$  : Densité spectrale approximée du flux solaire dans  $\Delta\lambda$

$P_t$  : Puissance transmise par la lentille d'émission

$\theta_a$  : Divergence de la lentille d'émission

$\theta_c$  : Champ de vision angulaire de l'optique réceptrice

- $\rho$  : réflectivité de la cible
- R : Distance à la cible
- $R_{ds(on)}$  : Résistance de saturation du MOSFET
- $R_f$  : Résistance de contre-réaction du préamplificateur
- $R_{\lambda}$  : Sensibilité spectrale de la photodiode
- $R_L$  : Résistance de limitation du courant drain du MOSFET
- $R_m$  : Sensibilité spectrale maximale de la photodiode
- $R_{th}$  : Résistance thermique de la diode laser
- $R_z$  : Résistance dynamique de la diode laser
- $\sigma$  : Coefficient de réflexion spéculaire de la cible
- (S/B) : Rapport signal à bruit
- (S/B)<sub>m</sub> : Rapport signal à bruit minimum
- $S_R$  : Surface du faisceau laser à la distance R
- $t_d$  : Retard appliquée au signal dans le DFC
- $t_{ra}$  : Temps de montée de l'amplificateur
- $t_{rc}$  : Temps de montée de la chaîne amplificatrice
- $t_{rp}$  : Temps de montée du préamplificateur
- $t_R$  : Temps de montée de l'impulsion à l'entrée du DFC
- $t_{rcf}$  : Instant de passage par zéro dans le DFC
- $\tau'$  : Transmission de la cible
- $\tau$  : Intervalle de temps à mesurer
- $t_e$  : Durée de l'impulsion émise
- $T_a$  : Transmission atmosphérique
- $T_e$  : Transmission de la lentille d'émission
- $T_r$  : Transmission de la lentille de réception
- $T_f$  : Nombre f de la lentille d'émission
- V : Vitesse de la lumière dans l'air
- $V_c$  : Tension aux bornes de la capacité de stockage du CTA
- $V_{DD}$  : Tension d'alimentation du MOSFET
- $V_{GS}$  : Tension gate-source de commande du MOSFET
- $V_{GS(th)}$  : Tension de seuil du MOSFET
- $V_{ID}$  : Tension différentielle à l'entrée du comparateur du DFC
- $V_{OS}$  : Tension d'offset du comparateur du DFC
- $V_{sm}$  : Tension de sortie minimum à la sortie du préamplificateur

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات  
المكتبة — BIBLIOTHEQUE  
Ecole Nationale Polytechnique

**TABLE DES MATIERES**

## TABLE DES MATIERES

<b>INTRODUCTION GENERALE</b> .....	<b>1</b>
 <b>PREMIERE PARTIE - ETUDE THEORIQUE DU DISPOSITIF</b> 	
<b>CHAPITRE 1 - LA DIODE LASER</b> .....	<b>4</b>
1.1. Le laser .....	4
1.2. La diode laser .....	4
 <b>CHAPITRE 2 - LES METHODES TELEMETRIQUES</b> .....	 <b>7</b>
2.1. Introduction .....	7
2.2. Télémètre à déphasage .....	7
2.3. Télémètre à triangulation .....	9
2.4. Télémètre à impulsions .....	11
2.5. Autres types de télémètres .....	13
2.6. Conclusion .....	13
 <b>CHAPITRE 3 - MESURE D'INTERVALLES DE TEMPS COURTS</b> .....	 <b>15</b>
3.1. Introduction .....	15
3.2. Le comptage numérique .....	15
3.3. La méthode du vernier chronotron .....	17
3.4. Le convertisseur temps-amplitude à recouvrement d'impulsions .....	18
3.5. Le convertisseur temps-amplitude par impulsions start et stop .....	21
3.6. Conclusion .....	21
 <b>CHAPITRE 4 - LE PHOTODETECTEUR</b> .....	 <b>23</b>
4.1. Introduction .....	23
4.2. Le tube photomultiplicateur .....	23
4.3. La photodiode PIN .....	23
4.4. La photodiode à avalanche .....	26
4.5. Bruits de la photodiode PIN .....	27
4.6. Modèle dynamique de la photodiode PIN .....	28
4.7. Caractéristiques de la photodiode PIN choisie	28

<b>CHAPITRE 5 - OPTIQUE DES SYSTEMES D'EMISSION ET DE RECEPTION</b>	32
5.1. Généralités	32
5.2. Etude de l'optique d'émission	33
5.3. Organisation de l'optique d'émission / réception	38
5.4. Etude sommaire de la cible	40
5.5. Equation du bilan de liaison du télémètre	44
5.6. Etude de l'optique de réception	45
5.7. Flux parasite collecté	46
5.8. Courants utile et de bruit générés dans le photodétecteur	48
5.9. Risques liés à l'utilisation du télémètre	54
 <b>CHAPITRE 6 - DISPOSITIFS DE COMMANDE DES DIODES LASER EN MODE PULSE</b>	 58
6.1. Introduction	58
6.1. Caractéristiques de la diode laser utilisée	58
6.2. Méthodes de commande des diodes laser pulsées	63
 <b>DEUXIEME PARTIE - REALISATION PRATIQUE DU DISPOSITIF</b>	
 <b>CHAPITRE 7 - CIRCUIT EMETTEUR DU TELEMETRE</b>	 69
7.1. Introduction	69
7.2. Paramètres caractéristiques de l'IRF 510	69
7.3. Détermination de la tension de commande du MOSFET	70
7.4. Détermination de la résistance de saturation du MOSFET	71
7.5. Temps de commutation de l'IRF 510	71
7.6. Choix de la tension d'alimentation	73
7.7. Détermination de la résistance $R_L$ de charge	73
7.8. Circuit de commande de la diode laser	74
7.9. Générateur de tension pilotant le MOSFET	76

<b>CHAPITRE 8 - CHAINE AMPLIFICATRICE</b> .....	83
8.1. Introduction .....	83
8.2. Le préamplificateur .....	83
8.3. Niveau de sortie du préamplificateur .....	85
8.4. L'amplificateur auxiliaire .....	86
8.5. Calcul de la bande passante de la chaîne amplificatrice .....	88
8.6. Bruit de de la chaîne d'amplification .....	89
 <b>CHAPITRE 9 - DISCRIMINATEUR</b> .....	 91
9.1. Introduction .....	91
9.2. Discrimination à seuil fixe et "walk" .....	91
9.3. Le Discriminateur à fraction constante (DFC) .....	93
 <b>CHAPITRE 10 - LE CONVERTISSEUR TEMPS-AMPLITUDE</b> .....	 103
10.1. Introduction .....	103
10.2. Principe de fonctionnement .....	103
10.3. Réalisation du CTA .....	104
10.4. Choix de I et C .....	107
10.5. Comportement réel du CTA .....	107
10.6. Correction des retards .....	110
 <b>CHAPITRE 11 - PERFORMANCES THEORIQUES DU TELEMETRE                     ET MESURES EFFECTUEES SUR LE DISPOSITIF</b> .....	 114
11.1. Introduction .....	114
11.2. Résolution théorique du dispositif .....	114
11.3. Influence de la température sur le dispositif de réception .....	117
11.4. Mesures sur les éléments constitutifs d'un télémètre .....	120
 <b>CONCLUSION GENERALE</b> .....	 123
 <b>ANNEXE A - OPTIQUE DU DISPOSITIF</b> .....	 126
A-1. Exemples d'optiques coaxiales .....	126
A-2. Réflectivités de quelques cibles .....	127

**ANNEXE B - CALCUL DE L'ETAGE PREAMPLIFICATEUR** .....128

B-1. Calcul de la polarisation .....128

B-2. Calcul des différents gains de l'étage  
et de sa résistance d'entrée .....130

B-3. Détermination de la bande passante  
du préamplificateur .....133

**ANNEXE C - BANDE PASSANTE EFFECTIVE DE BRUIT** .....136

**ANNEXE D - RESOLUTION THÉORIQUE DU DISPOSITIF** .....138

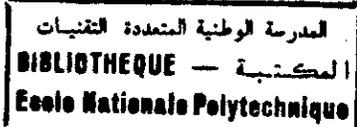
**ANNEXE E - SCHEMA GENERAL ET LISTE DES COMPOSANTS** .....141

**BIBLIOGRAPHIE** .....144

الدرسة الوطنية المتعددة التخصصات  
BIBLIOTHEQUE — المكتبة  
Ecole Nationale Polytechnique

## INTRODUCTION GENERALE

## INTRODUCTION



Source de lumière cohérente, capable de rayonner des puissances extrêmement élevées, le laser offre un champ d'application très étendu. En effet, du domaine médical au militaire en passant par toutes les branches de l'industrie, les utilisations du laser sont multiples [1], [2].

Mais la mesure de distance ou télémétrie ( qui fut sans doute la première mise en oeuvre pratique du laser, en 1961 [3]) où le laser supplante, le plus souvent, les autres sources de rayonnement, demeure l'un de ses emplois les plus fréquents. En effet, la détermination d'une distance par rayon laser est, par exemple, largement et directement exploitée :

- en topographie (tracé de cartes ou de routes) [4], [5];
- dans le domaine militaire ( conduite de tirs, le guidage ou la détection de cibles ) [6], [7];
- en astronautique ( guidage des engins spatiaux lors de la phase d'alunissage ) [8], [9];
- en réflectrométrie optique [10], [11].

On trouve aussi des applications où l'information à traiter est liée à la mesure d'une distance :

- reconnaissance de forme et en robotique [12], [13];
- étude des couches de l'atmosphère [14];
- détermination de la réflectivité des cibles [15], [16].

La tâche qui nous a été confiée consiste en l'étude et la réalisation de circuits pour un dispositif de mesure de distance par rayon laser, d'une portée de l'ordre d'une dizaine de mètres.

Le mémoire décrivant notre travail est divisé en deux parties. Une première partie, qui comporte six chapitres, est consacrée à l'étude et aux moyens de mise en oeuvre du télémètre. Une seconde, composée de cinq chapitres, décrit la réalisation pratique des circuits du dispositif. L'ensemble étant organisé selon la subdivision qui suit.

subdivision qui suit.

Le premier chapitre est consacré à l'étude du type de source laser dont est doté notre dispositif, en l'occurrence une diode laser.

Il existe plusieurs types de télémètres à laser. Selon la précision souhaitée, la portée à atteindre, les caractéristiques de la cible visée ou bien le coût du dispositif, il est utile de connaître le type qui convient. Dans le second chapitre nous passons donc en revue les principales techniques télémétriques et fixons notre choix sur une méthode particulière.

La méthode choisie étant celle de la mesure du temps de transit d'une impulsion laser, nous examinons, dans le troisième chapitre, les différents procédés de mesure d'intervalles de temps courts. A l'issue de cette étude, la technique à conversion temps-amplitude (CTA) par impulsions start-stop est retenue. Le principe de cette technique de mesure consiste à traduire l'intervalle de temps correspondant au trajet effectué par l'impulsion lumineuse laser en une tension qui lui est proportionnelle.

Deux types de photodétecteurs entrent en concurrence pour équiper le module de réception du télémètre : la photodiode à avalanche et la photodiode PIN. L'étude de leurs mérites respectifs et le détail des caractéristiques du photodétecteur adopté sont abordés dans le quatrième chapitre.

Le cinquième chapitre détaille tous les aspects optiques de notre dispositif. A la lumière des paramètres caractéristiques des optiques d'émission et de réception, nous déterminons le flux utile minimal reçu à la plus longue distance ainsi que le flux parasite maximal capté. L'inoffensivité du dispositif conçu, selon les normes de sécurité édictées officiellement, est aussi démontrée.

Le sixième chapitre décrit les divers moyens de pilotage d'une diode laser. L'étude menée nous conduit à opter pour une commande par MOSFET de puissance.

Nous consacrons le septième chapitre à la description du module d'émission du télémètre, constitué d'un MOSFET ultra-rapide et de son étage "driver". Nous établissons, pour le courant d'excitation fixé de la diode laser, les paramètres de fonctionnement du

MOSFET. La circuiterie électronique composant l'étage "driver" du MOSFET y est développée.

Le signal capté par le photodétecteur, en tête du module de réception, nécessite une amplification importante afin de l'amener à un niveau permettant son traitement. La chaîne d'amplification conçue à cet effet est décrite dans le huitième chapitre.

Le signal capté puis amplifié doit subir une mise en forme avant son envoi vers le dispositif de mesure proprement dit. Etant données les contraintes de vitesse inhérentes à la méthode de mesure choisie, un type particulier de conformateur est utilisé dans notre dispositif : le discriminateur à fraction constante. Son étude et la description de sa mise en oeuvre font l'objet du neuvième chapitre.

Le dixième chapitre présente le convertisseur temps - amplitude réalisé et développe un moyen d'intervenir sur les décalages temporels enregistrés le long des voies d'émission et de réception.

Les performances théoriques du télémètre et le comportement en température de ses éléments constitutifs sont analysés au cours du chapitre onze qui regroupe aussi les résultats de mesure effectuées sur le dispositif.

Enfin, en conclusion, à la lumière des résultats obtenus, nous évoquerons les améliorations possibles et les perspectives de développement de la réalisation.

**PREMIERE PARTIE**

**ASPECTS THEORIQUES**

**CHAPITRE 1**

**LA DIODE LASER**

## CHAPITRE 1

### LA DIODE LASER

#### 1.1. Le laser

Alliant, entre autres propriétés, une grande cohérence à une énergie rayonnée importante, le laser a fait l'objet de multiples travaux de recherche et continue à mobiliser, dans le monde, de nombreux scientifiques [3], [2].

Les sources de lumière laser sont diverses : lasers à cristaux, lasers à liquides, lasers à gaz. Ces deux dernières décennies, on a pu assister à la " naissance " d'un nouveau type de laser dont les perspectives de développement s'annoncent très riches : le laser à semi-conducteur ou diode laser.

#### 1.2. La diode laser

Dans les applications mettant en jeu de faibles et moyennes puissances de rayonnement ( de quelques milliwatts à une centaine de watts ) et pour certaines gammes de longueurs d'onde, les diodes laser [17], [18], [19], [20] remplacent avantageusement les sources classiques de lumière laser.

Parmi les avantages que procure la diode laser, citons :

- Une simplicité de modulation du rayonnement émis; la modulation s'exerce directement sur la diode laser, évitant ainsi l'utilisation de dispositifs extérieurs de modulation coûteux et encombrants ( cellule de Pockels, déflecteur acousto-optique etc.. [21] ).
- La possibilité de moduler le faisceau lumineux, pour certains modèles, jusqu'à des fréquences très élevées ( de plusieurs centaines de MHz jusqu'à un GHz ), le temps de réponse des diodes laser étant très court, ( de l'ordre de 1 ns ).
- Un encombrement réduit ; par son aspect physique et ses proportions, elle rappelle la diode de redressement ( comme cette dernière, la diode laser comporte deux bornes : l'anode et la

cathode ).

- Un fonctionnement sous basse tension d'alimentation et à faible puissance d'alimentation.
- Un prix, comparativement aux sources laser rivales, assez modéré ( du moins en ce qui concerne les diodes laser fonctionnant selon le mode pulsé ) et en baisse constante.

Signalons aussi quelques insuffisances :

- Une pureté spectrale pas toujours très bonne.
- Une couverture spectrale encore assez modeste ( les diodes laser émettant dans le domaine du visible viennent tout récemment d'apparaître ) mais les progrès en ce domaine sont rapides.
- Une mauvaise directivité du faisceau émis, imposant la mise en place systématique d'une optique focalisatrice.
- La difficulté d'émettre en continu ( pour les diodes laser à rayonnement continu ) à la température ambiante; la diode laser étant sujette à des échauffements thermiques qui conduisent à une modification de certains de ses paramètres et obligent souvent l'utilisateur à prévoir un circuit électronique régulateur ou bien un système de ventilation. Le même problème peut se poser avec les diodes laser conçues pour fonctionner en régime pulsé si le taux de répétition du signal de commande est trop élevé.

### 1.2.1. Principe de fonctionnement d'une diode laser

Il consiste à faire circuler dans le sens anode-cathode un courant; au delà d'une certaine intensité de ce courant - appelé courant de seuil - il y a production de lumière cohérente; la puissance émise devient, une fois le seuil franchi, proportionnelle à la valeur du courant injecté ( fig. 1.1 ).

### 1.2.2. Différentes catégories de diodes laser

Les diodes laser se partagent essentiellement en deux grandes

familles : les diodes laser fonctionnant en mode pulsé et celles travaillant en régime continu.

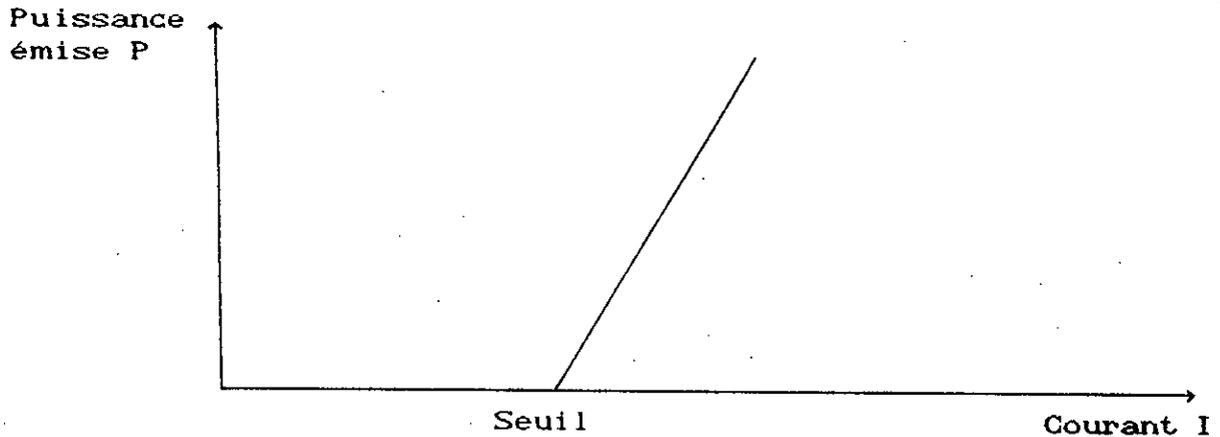


Fig. 1.1. - Caractéristique puissance émise / courant injecté d'une diode laser

#### 1.2.2a. Les diodes laser à impulsions

Meilleur marché que les diodes laser à fonctionnement continu, elles sont capables de délivrer des puissances de crête relativement importantes : de 1 à 10 W pour les modèles les plus courants, mais pendant un laps de temps très court ( quelques centaines de nanosecondes ) et avec un taux de répétition empêchant tout échauffement qui réduirait leurs performances ( ou les détruirait ). Certains types spéciaux, formés de diodes laser assemblées en " réseaux ", peuvent facilement fournir plusieurs centaines de watts voire 1000 watts.

Les valeurs élevées de l'intensité du courant de seuil et de commande - tous deux de plusieurs ampères et devant être établis très rapidement - constituent l'inconvénient majeur des diodes laser à impulsions.

#### 1.2.2b. Les diodes laser à rayonnement continu

Les puissances disponibles sont, de loin, beaucoup plus faibles, elles s'étalent entre 1 et 100 mW. L'intensité du courant de seuil à franchir est plus modeste et varie, selon la puissance de la diode, de 10 à 50 mA. La fréquence de modulation possible atteint couramment plusieurs centaines de Mhz.

**CHAPITRE 2**

**LES METHODES TELEMETRIQUES**

## CHAPITRE 2

### LES METHODES TELEMETRIQUES

#### 2.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous passons en revue les trois principaux types de télémètres existant, à savoir :

- le télémètre à déphasage;
- le télémètre à triangulation;
- le télémètre à impulsions.

Pour chacune des méthodes exposées, nous décrivons sommairement le principe de la mesure, développons les relations menant au calcul de la distance, et finalement, procédons à une étude détaillée de leurs possibilités et limitations, laquelle nous conduira à arrêter un choix sur un type particulier de télémètre.

Précisons, afin de fixer des ordres de grandeur, que nous entendrons par portées courtes des distances inférieures au mètre, par portées moyennes des distances comprises entre un mètre et une centaine de mètres, au delà nous parlerons de longue portée.

#### 2.2. Télémètre à déphasage

##### 2.2.1. Principe de la mesure

Le procédé consiste à pointer le faisceau laser, modulé sinusoidalement à une fréquence  $F$  très stable, vers une cible placée à la distance  $L$ . Le déphasage  $\Delta\phi$ , apparaissant entre l'onde émise et l'onde réfléchie, est alors en relation avec la distance à déterminer [2], [22].

Le schéma synoptique de la figure ( 2.1 ) résume ce principe.

##### 2.2.2. Détermination de la distance $L$

Soit  $\lambda$  la longueur d'onde de modulation associée à la fréquence  $F$  et  $V$  la vitesse de la lumière, nous avons :

$$\lambda = \frac{V}{F} \quad ( 2.1 )$$

Exprimons le parcours total  $2L$ , accompli par le faisceau laser, en fonction de  $\lambda$  :

$$2L = N\lambda + d \quad ( 2.2 )$$

où  $N$  est un nombre entier et  $d$  la distance résiduelle engendrant le déphasage  $\Delta\Phi$ , avec :

$$\Delta\Phi = 2\pi \frac{d}{\lambda} \quad ( 2.3 )$$

En combinant les relations ( 2.2 ) et ( 2.3 ) on trouve :

$$L = \lambda \left( \frac{N}{2} + \frac{\Delta\Phi}{4\pi} \right) \quad ( 2.4 )$$

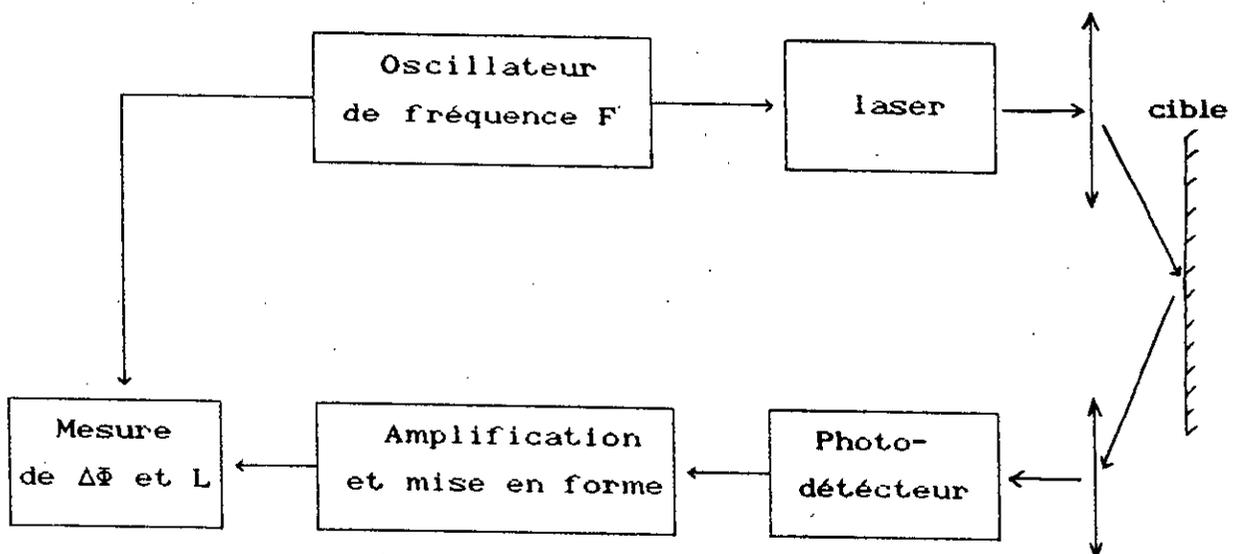


Fig. 2.1. - Schéma synoptique d'un télémètre à déphasage

### 2.2.3. Analyse de la méthode

A priori, le nombre  $N$  n'est pas connu. En pratique, on lève cette indétermination par l'usage de plusieurs fréquences de modulation [2], [23].

La méthode est relativement lente, mais si la fréquence de modulation principale est élevée - la mesure du déphasage, par transposition de fréquence à la réception, s'effectuant à basse

fréquence - on peut obtenir de hautes résolutions (proche de 1mm).

La relative faiblesse de la puissance du faisceau émis ( le laser fonctionnant en mode continu ) limite cependant l'application de cette méthode, sur cibles diffusantes, à des distances inférieures au mètre [24].

Le recours à des cibles à réflexion spéculaire ou bien coopératives - c'est à dire munies d'un dispositif permettant une réflexion " totale " ( un rétroréflecteur par exemple ) - augmente considérablement la portée; des mesures jusqu'à plusieurs dizaines de kilomètres sont alors possibles [22], [25], [26].

C'est généralement la plus précise des trois méthodes décrites ici, mais celle dont la mise en oeuvre s'avèrerait certainement la plus délicate ( fréquences élevées et très stables, filtrages sévères etc..) et la plus onéreuse.

## 2.3. Télémètre à triangulation

### 2.3.1. Principe de la méthode

Il repose sur la mesure de l'angle  $\psi$  formé entre l'axe de visée du faisceau laser - utilisé en continu et sans modulation - et une direction de référence appelée ligne de base ( fig. 2.2 ).

La technique de triangulation s'applique à courte, moyenne et longue portée.

Selon la gamme des distances à mesurer, il existe plusieurs variantes de montages [2]. Nous ne discuterons ici que le dispositif relatif à la gamme qui nous occupe, à savoir 1m - 10 m. Il est illustré figure ( 2.3 ).

### 2.3.2. Détermination de la distance L

Le segment de droite AB désignant la ligne de base du télémètre, le processus de mesure se déroule ainsi :

A partir de l'instant  $t_0$  le faisceau laser, au moyen d'un miroir tournant, balaye l'espace entourant la cible. A l'instant  $t_1$  d'impact sur la cible, le faisceau lumineux réfléchi frappe, via une optique focalisatrice, un photodétecteur placé à la distance L cherchée. En aval, une circuiterie électronique associée, décele alors l'instant  $t_1$  de présence de la cible.

Soit  $\Psi_0$  la position initiale du miroir et  $\Psi = k.t$  la loi de

variation de l'angle de rotation du miroir en fonction du temps  $t$ , la constante  $k$  étant la vitesse de rotation du moteur faisant évoluer le miroir. La distance  $L$  est alors donnée par :

$$L = AB.tg [ \psi_0 + k.(t_1 - t_0) ] \quad ( 2.5 )$$

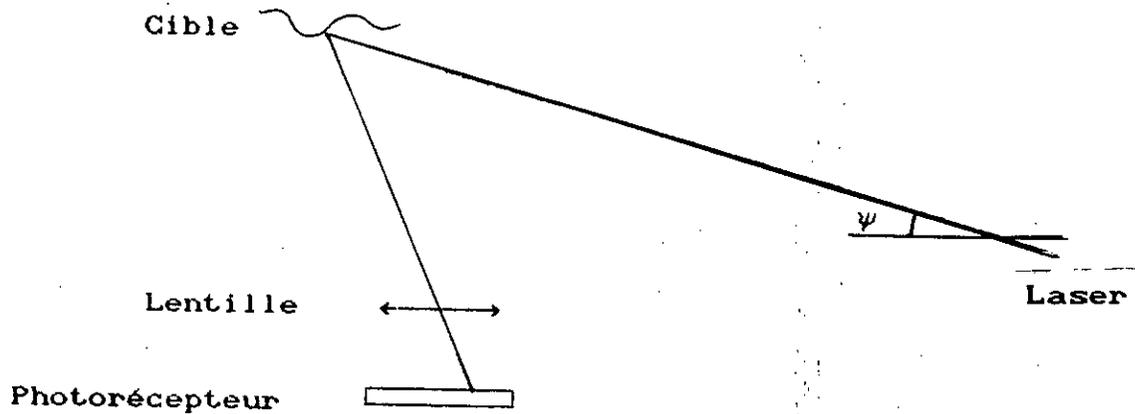


Fig. 2.2. Schéma de principe général d'un télémètre à triangulation

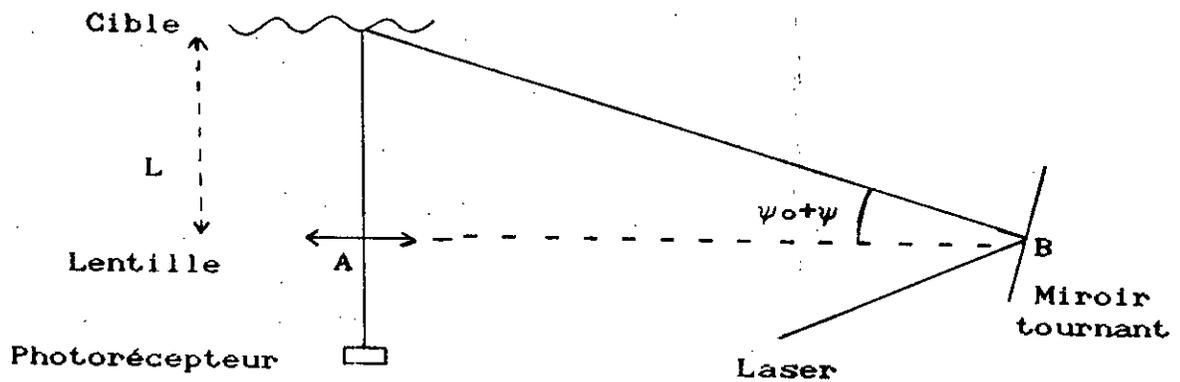


Fig. 2.3. - Schéma de principe d'un télémètre à triangulation pour moyenne portée

### 2.3.3. Analyse de la méthode

Cette technique présente certains inconvénients :

- Elle est relativement lente mais on peut augmenter la vitesse de mesure par l'utilisation, en lieu et place du miroir tournant, d'un déflecteur acousto-optique [27].
- Elle exige une longueur de base d'autant plus grande que la distance maximale  $L$  à déterminer est importante.

- La cible se doit d'être coopérative, étant donnée la faible puissance du faisceau transmis - sauf peut être à courte distance ( moins d'un mètre ).

A son actif, toutefois, il faut dire qu'elle procure de bonnes résolutions, typiquement quelques millimètres [13], [27].

## 2.4. Télémètre à impulsions

### 2.4.1. Principe de la mesure [5], [28], [29], [30]

Il s'agit d'une méthode présentant une grande analogie avec le principe du Radar. Un générateur d'impulsions électriques active le laser qui produit, à l'instant  $t_0$ , au travers d'une optique émettrice, une impulsion lumineuse. L'impulsion ainsi créée, de courte durée mais de puissance élevée, se dirige vers le but visé situé à la distance  $L$ . Après réflexion ou diffusion sur la cible, un dispositif de réception détecte l'instant  $t_1$  de retour de l'impulsion.

Le dispositif de réception comprend :

- une optique captant et focalisant le flux reçu;
- un photorécepteur;
- un ensemble de circuits électroniques de traitement ( une chaîne amplificatrice, un circuit de mise en forme etc ..);
- un dispositif de mesure de l'intervalle de temps  $\tau = t_1 - t_0$ .

Le schéma synoptique représenté sur la figure ( 2.4 ) illustre le procédé.

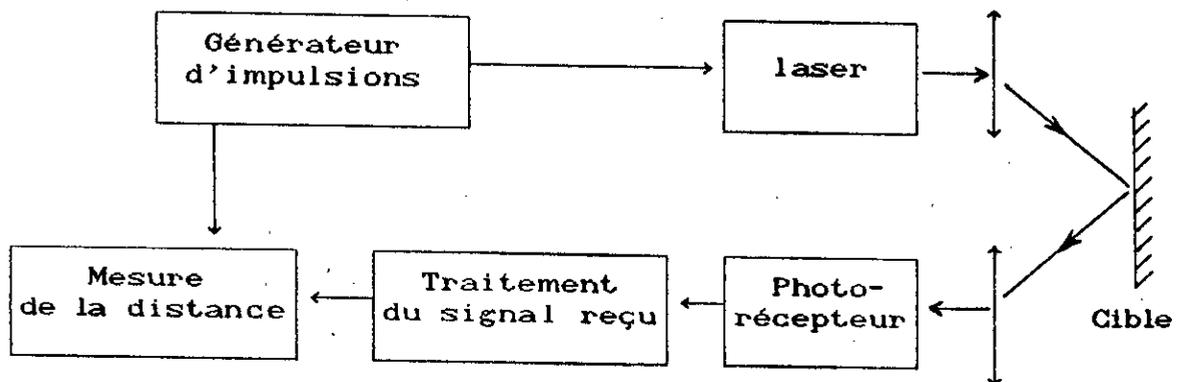


Fig. 2.4. - Schéma synoptique d'un télémètre impulsionnel

### 2.4.2. Détermination de la distance L

Connaissant la vitesse  $V$  de propagation de la lumière dans l'air, et si on suppose semblables les trajets aller et retour que parcourt l'impulsion lumineuse, le chronométrage de l'intervalle de temps  $\tau$  séparant les instants  $t_0$  d'émission et  $t_1$  réception ( fig. 2.5 ) fournit alors la distance  $L$  :

$$L = \frac{V \cdot \tau}{2} \quad ( 2.6 )$$

Avec  $\tau = t_1 - t_0$ .

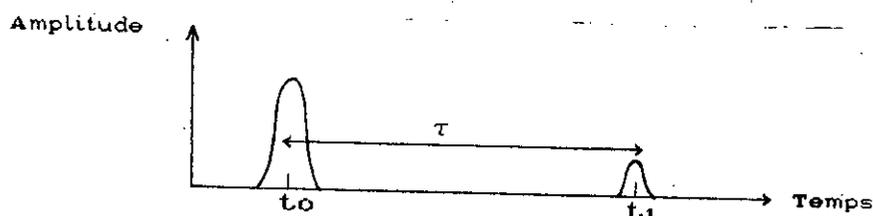


Fig. 2.5. - Allure des impulsions aller et retour.

### 2.4.3. Analyse de la méthode

L'impulsion laser se déplaçant à la vitesse de la lumière ( approximativement 30 centimètres par nanoseconde ), cette méthode de mesure requiert, surtout à " courte " portée, la mise en oeuvre d'une électronique ultra-rapide. Elle fut donc longtemps destinée au calcul de longues distances ( d'une centaine de mètres à plusieurs kilomètres ). Signalons néanmoins l'existence de travaux concernant des applications sur cibles plus rapprochées ( d'un mètre à quelques décamètres ) [12], [31], [32].

C'est en général la moins précise mais cependant la plus rapide de toutes les méthodes de détermination de distances. En pratique, on tire profit de ce dernier avantage pour envoyer, au lieu d'une impulsion unique, toute une série d'impulsions. Le moyennage des différentes mesures acquises améliore alors notablement la précision de la méthode.

Mais l'intérêt primordial du télémètre impulsif, outre la simplicité relative de sa réalisation ( comparativement aux autres types il réclame peu de composants ), réside en la puissance crête

élevée de l'impulsion émise, autorisant ainsi l'attaque de cibles à réflexion non spéculaire ( dites diffusantes ); possibilité que les autres méthodes ne permettent pas.

## 2.5. Autres types de télémètres

Il en existe un grand nombre [26], citons entre autres :

- le télémètre à interférométrie, très précis ( une résolution de l'ordre du micron ) mais de conception délicate [1];
- le télémètre à détection cohérente qui donne aussi d'excellents résultats mais nécessite une source laser très stable [7].

## 2.6. Conclusion

Le tableau ci-dessous récapitule les caractéristiques et performances comparées des différents types de télémètres ayant fait l'objet de notre étude.

Tableau 2.1. Comparaison des différents télémètres étudiés

	Télémètre à déphasage	Télémètre à triangulation	Télémètre à impulsions
Type de cible	Coopérative	Coopérative	Coopérative et diffusante
Portée	Courte et longue	Courte et longue si grande base	Moyenne et longue
Résolution relative	Très bonne	Bonne	Moyenne mais bonne si moyennage
Vitesse de mesure relative	Lente	Lente	Très rapide
Difficulté de Mise en oeuvre relative	Elevée	Moyenne	Moyenne
Coût relatif	Elevé	Moyen	Faible

L'examen du tableau montre clairement que le télémètre laser à impulsion présente globalement un bon compromis dans la gamme de mesure qui nous intéresse. C'est donc pour ce type de télémètre que nous avons choisi de réaliser des circuits.

## **CHAPITRE 3**

### **MESURE D'INTERVALLES DE TEMPS COURTS**

## CHAPITRE 3

### MESURE D'INTERVALLES DE TEMPS COURTS

#### 3.1. Introduction

Le procédé retenu pour le calcul de distance est celui basé sur la mesure du temps de transit d'une impulsion laser au cours du trajet : émetteur-cible-récepteur.

L'instant où le signal laser quitte l'émetteur sera caractérisé par une impulsion dite " start ". Une autre impulsion que nous nommerons " stop " définira, quant à elle, le moment d'arrivée du signal laser sur le détecteur ( nous verrons plus tard comment ces deux tops sont générés ). On cherche alors à déterminer le laps de temps  $\tau$  s'écoulant entre l'apparition de ces deux impulsions.

Il existe de nombreux moyens de mesurer des intervalles de temps courts. Ils font appel à des techniques soit numériques soit analogiques [33]. Parmi les plus importantes nous évoquerons :

- la méthode du comptage numérique;
- la méthode du vernier chronotron ou à expansion de temps;
- la méthode à conversion temps-amplitude ( CTA ) par recouvrement d'impulsions;
- la méthode à conversion temps-amplitude par impulsions start et stop.

Après une description succincte et une analyse de ces différents moyens de mesure, nous verrons lequel s'adapte le mieux à notre dispositif télémétrique.

#### 3.2. Le comptage numérique

##### 3.2.1. Principe de la méthode

Une horloge envoie des impulsions de période  $T$  sur un compteur. Du nombre  $N$  d'impulsions comptabilisées durant l'intervalle  $\tau$  séparant la venue des signaux start et stop, respectivement de début et de fin de comptage, on déduit  $\tau$  :

$$\tau = N.T \quad ( 3.1 )$$

Le chronogramme (fig. 3.1) et le schéma synoptique ( fig. 3.2 ) ci-dessous montrent le déroulement de l'opération de mesure.

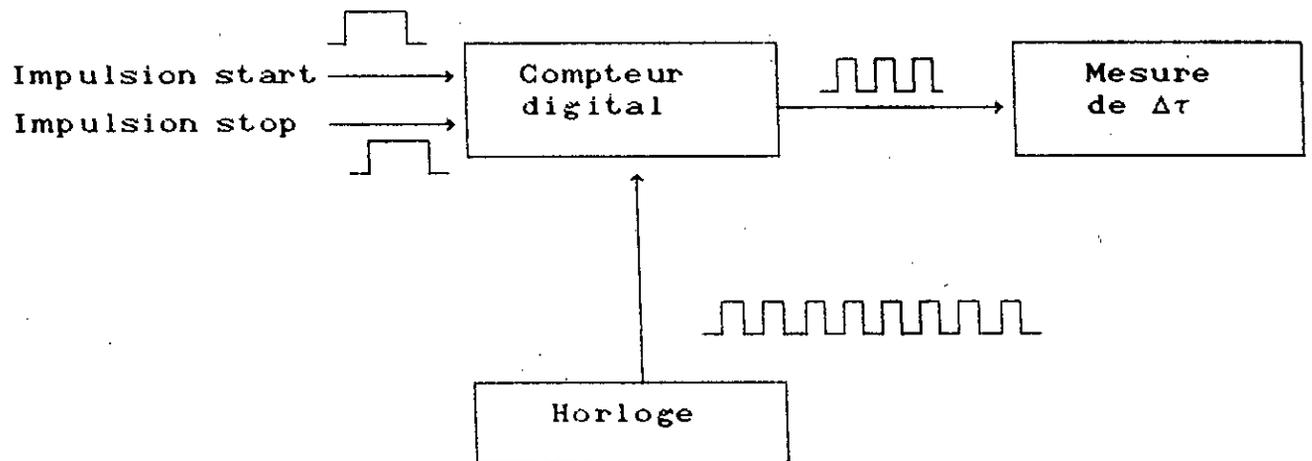


Fig.3.1.Schéma synoptique de la méthode de comptage numérique

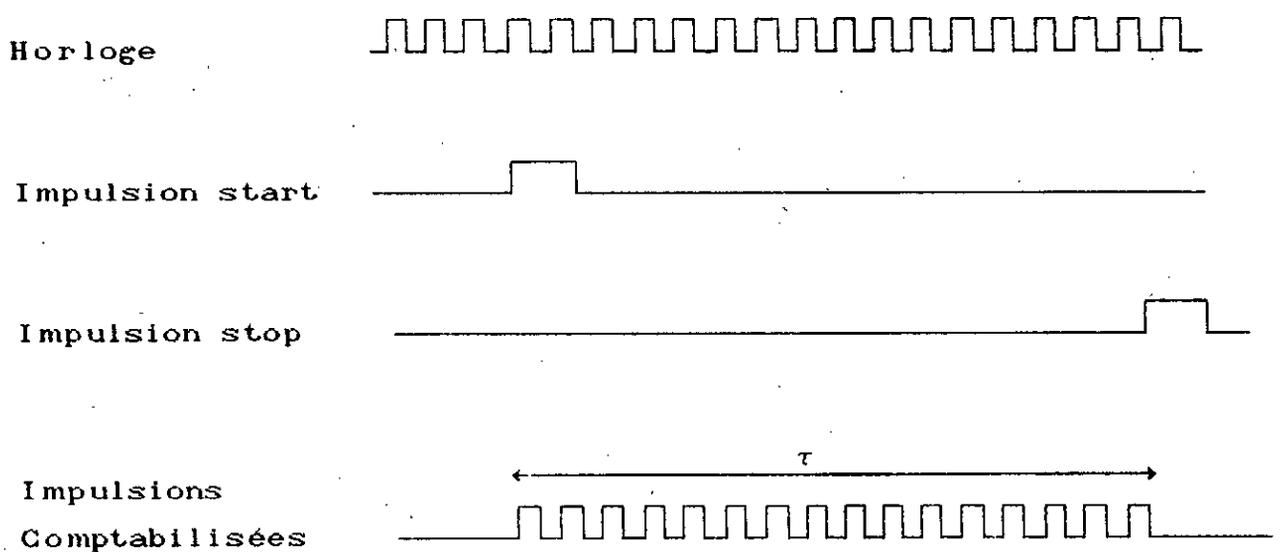


Fig. 3.2. - Chronogramme de la méthode de comptage numérique

### 3.2.2. Discussion de la méthode

Par le biais de cette méthode, l'obtention d'une résolution de 1 ns ( correspondant à une distance de parcours du faisceau laser de 30 centimètres ) suppose une horloge et des circuits logiques fonctionnant à la cadence de 1 Ghz. Malgré l'existence de tels composants [34], cette méthode, largement utilisée sur les télémètres laser à longue portée - où la fréquence de la base de temps est généralement de 30 Mhz [2] - reste, à l'heure actuelle, difficilement transposable à notre dispositif eu égard aux petites distances mises en jeu. Notons cependant qu'on peut diminuer la fréquence de travail d'un facteur deux en utilisant deux horloges oscillant en opposition de phases [33].

### 3.3. La méthode du vernier chronotron

#### 3.3.1. Principe de la méthode

Soit deux horloges  $H_1$  et  $H_2$  pouvant osciller respectivement aux fréquences  $f_1$  et  $f_2$  très proches l'une de l'autre. Le signal start met en route l'horloge de période  $T_1$  (  $T_1 = 1/f_1$  ) la plus longue. Un instant  $\tau$  plus tard, l'impulsion stop lance l'ordre de fonctionnement de l'horloge  $H_2$  de période  $T_2$  (  $T_2 = 1/f_2$  ). Un circuit détecte alors la coïncidence intervenant, un moment plus tard, entre une impulsion de  $H_1$  et une impulsion de  $H_2$ . Deux moyens de mesure de  $\tau$  sont alors envisageables [33], [35] :

#### A ) Par détermination du rang de coïncidence

La connaissance du rang  $n$ , par comptage numérique, des impulsions entrant en coïncidence, mène directement au calcul de  $\tau$ . Nous avons en effet :

$$n.T_1 = \tau + n.T_2 \quad ( 3.2 )$$

d'où, en posant :

$$\Delta T = T_1 - T_2 \quad ( 3.3 )$$

on obtient :

$$\tau = n.\Delta T \quad ( 3.4 )$$

B ) Par expansion de l'échelle des temps

Ici on tire parti du phénomène de dilatation de l'échelle des temps d'un facteur  $k$  qu'introduit la méthode. En effet, on a :

$$k \cdot \tau = n \cdot T_1 \quad ( 3.5 )$$

$$\text{Or, } \tau = n \cdot ( T_1 - T_2 ),$$

donc :

$$k = \frac{T_1}{T_1 - T_2} = \frac{f_2}{f_2 - f_1} \quad ( 3.6 )$$

Il suffit alors d'ajouter au système qui détecte la coïncidence un dispositif de mesure de l'intervalle de temps  $k\tau$ .

Les schémas synoptiques des deux variantes et le chronogramme général de la méthode de mesure sont donnés sur les figures ( 3.3 ) et ( 3.4 ).

### 3.3.2. Discussion de la méthode

La description précédente correspond au cas où l'intervalle  $\tau$  est plus petit que  $T_1$ . Mais, moyennant certaines modifications la méthode s'applique aussi à la situation contraire [33].

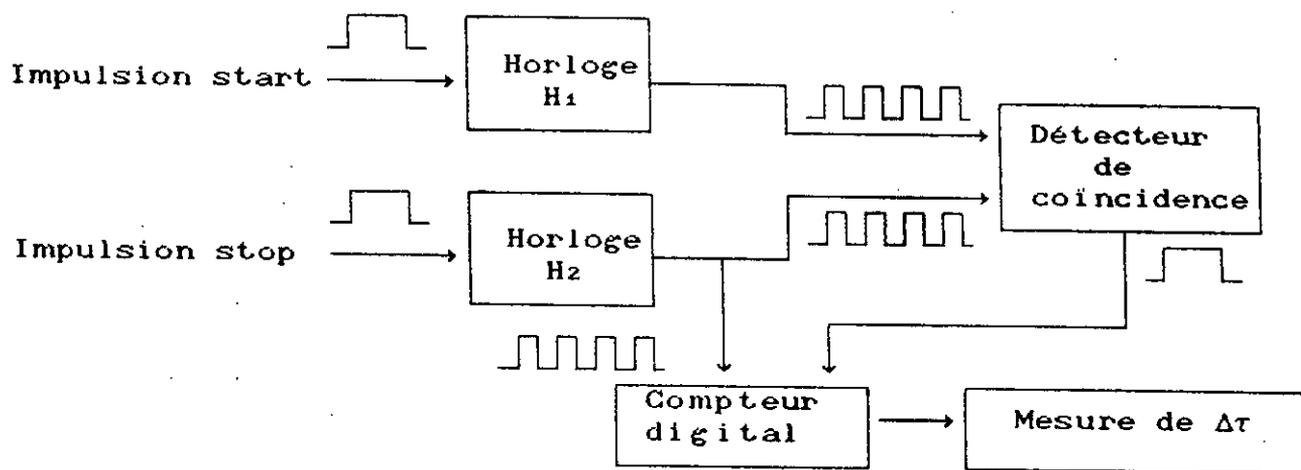
La résolution, d'autant meilleure que l'écart  $\Delta T$  est petit, peut être excellente ( quelques dizaines de picosecondes ), mais il faut s'assurer d'une stabilité parfaite des oscillateurs.

## 3.4. Le convertisseur temps-amplitude à recouvrement d'impulsions

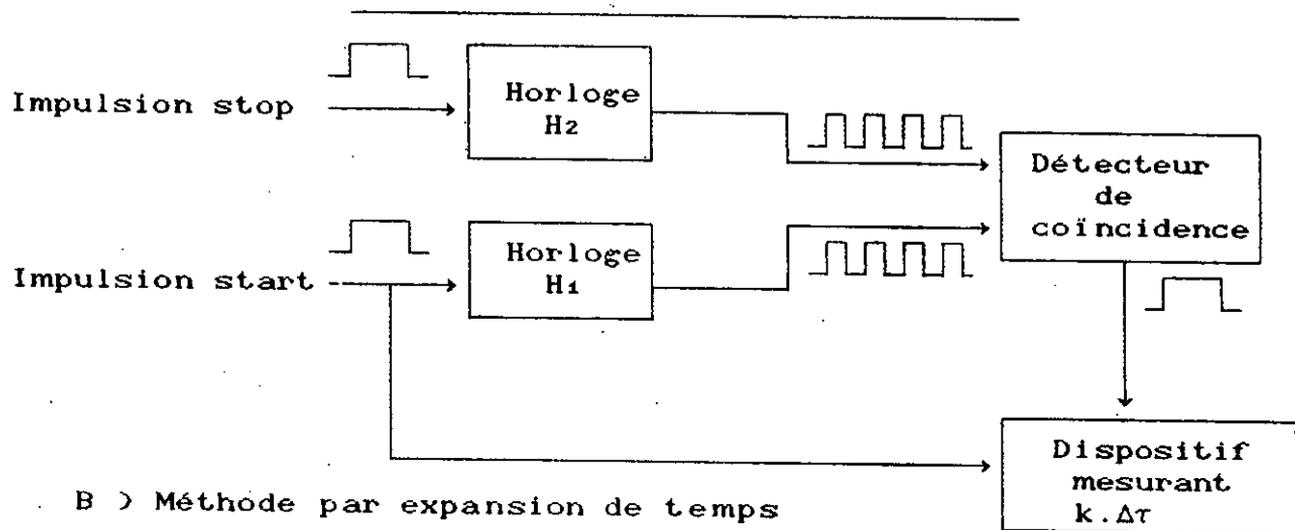
### 3.4.1. Principe de la méthode

L'application des impulsions start et stop, qui sont décalées de l'intervalle de temps  $\tau$  à mesurer, sur deux monostables  $M_1$  et  $M_2$ , provoque l'apparition de signaux standardisés ( d'amplitude  $H$  et de largeur  $T > \tau$  ) dont on opère le mélange. Un condensateur de capacité  $C$  se charge à courant constant  $I$  pendant la durée de recouvrement des deux signaux, délivrant une tension d'amplitude  $V$ , proportionnelle à  $T - \tau$ , et telle que [33], [35], [36] :

$$V = \frac{I}{C} ( T - \tau ) \quad ( 3.7 )$$



A > Méthode digitale.



B > Méthode par expansion de temps

Fig. 3.3. Schéma synoptique de la méthode du vernier chronotron.  
A > Méthode digitale. B > Méthode par expansion de temps

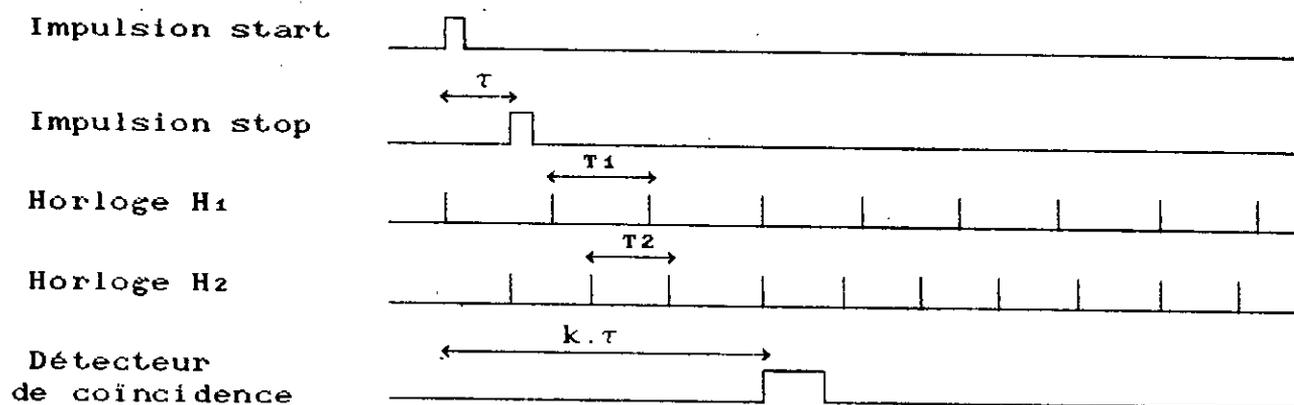


Fig. 3.4. - Chronogramme de la méthode du vernier chronotron

Le schéma synoptique ( fig. 3.5 ) et le chronogramme ( fig. 3.6 ) qui suivent illustrent le fonctionnement de la méthode.

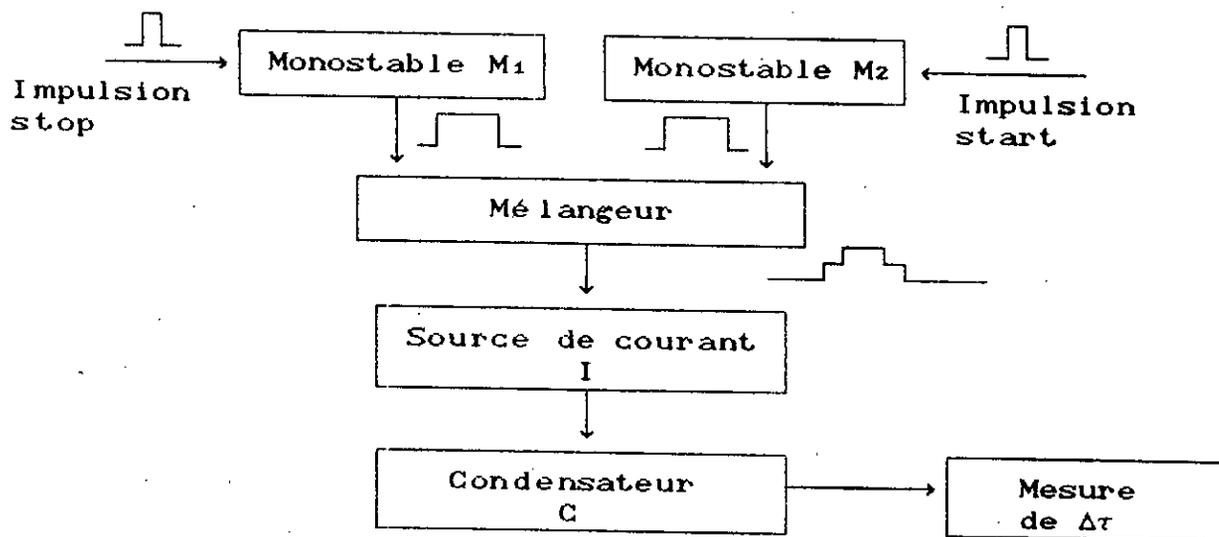


Fig. 3.5. - Schéma synoptique du CTA par recouvrement

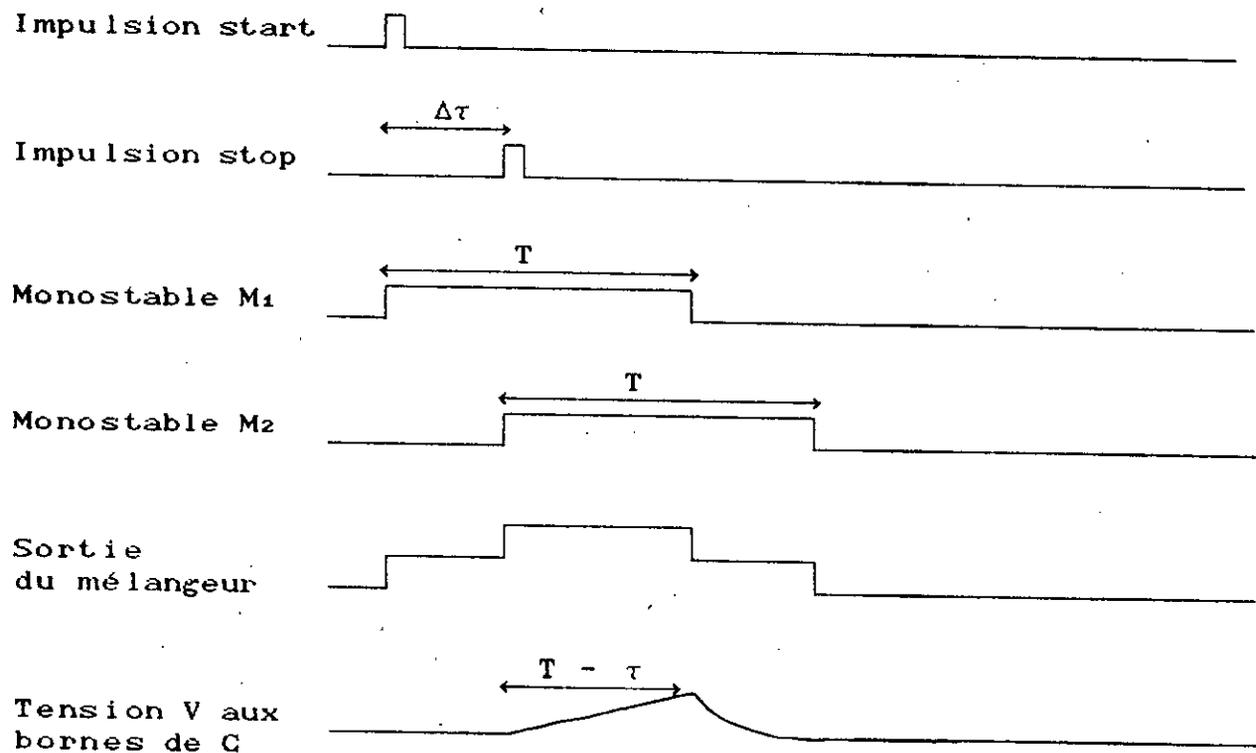


Fig. 3.6. Chronogramme du CTA par recouvrement

### 3.4.2. Discussion de la méthode

Comparativement aux méthodes exposées plus haut, reposant sur des techniques de mesure purement digitales, le CTA à recouvrement d'impulsions autorise de meilleures résolutions. La référence [33] décrit un dispositif mettant en oeuvre ce procédé et exhibant une résolution inférieure à 40 ps.

## 3.5. Le convertisseur temps-amplitude par impulsions start et stop

### 3.5.1. Principe de la méthode

Le procédé de mesure s'apparente quelque peu à la méthode précédente. Le signal start, via un interrupteur, déclenche la charge à courant constant  $I$  d'un condensateur de capacité  $C$ . Le signal stop, survenant après un intervalle de temps  $\tau$ , interrompt, par le biais d'un autre interrupteur, cette charge. La tension  $V$  recueillie aux bornes de  $C$  est alors directement liée à  $\tau$  [33], [35], [36] :

$$V = \frac{I \cdot \tau}{C} \quad ( 3.8 )$$

Le chronogramme dressé figure ( 3.7 ) résume le déroulement des opérations conduisant à la mesure de  $\tau$ .

### 3.5.2. Discussion de la méthode

C'est, mis à part le CTA à recouvrement d'impulsions, la méthode qui donne les résolutions les plus élevées; elles peuvent atteindre parfois quelques picosecondes [37], [38].

## 3.6. Conclusion

Il ressort de l'étude sommaire précédente que les méthodes de mesure - concernant les courts intervalles de temps - faisant appel à des techniques analogiques présentent généralement les résolutions les plus satisfaisantes. Signalons aussi d'autres avantages :

- un changement de gamme de mesure très aisé : il suffit d'assurer la commutation de condensateurs ou bien de résistances qui servent à établir le courant  $I$ ;

- l'évitement de l'incertitude attachée au comptage de la première et dernière impulsions d'horloge dans les techniques de mesure numériques.

Les deux méthodes précédemment décrites appartenant à la catégorie analogique offrant des performances tout à fait comparables, nous avons choisi, par commodité, de réaliser un CTA par impulsions start et stop.

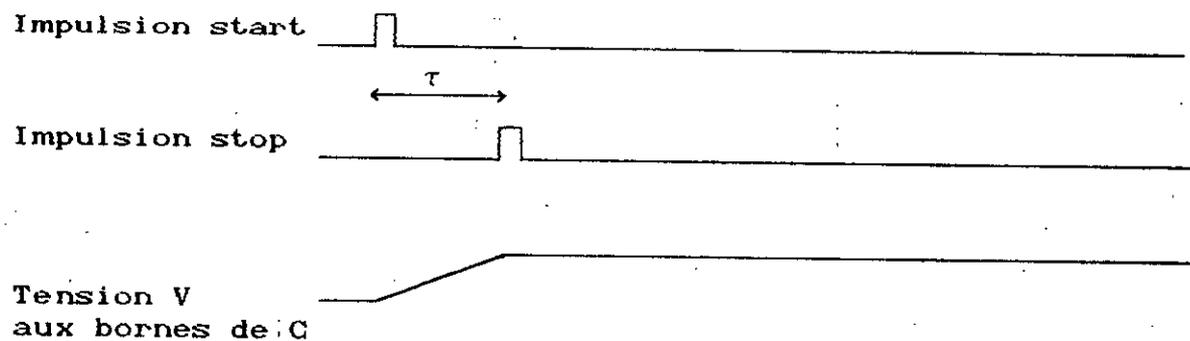


Fig. 3.7. - Chronogramme du CTA par impulsions start et stop

## **CHAPITRE 4**

### **LE PHOTODETECTEUR**

## CHAPITRE 4

### LE PHOTODETECTEUR

#### 4.1. Introduction

A la réception un capteur doit traduire le flux lumineux reçu en un signal électrique; c'est le rôle alloué au photodétecteur. Il en existe un très large éventail, couvrant un large spectre de longueurs d'onde [39].

Dans notre système la vitesse de réponse du module de réception étant primordiale, trois types de photodétecteurs satisfaisant à ce critère ( un temps de réponse de quelques nanosecondes ) entrent en compétition :

- le tube photomultiplicateur ( TPM );
- la photodiode PIN ( PIN );
- la photodiode à avalanche ( PAV ).

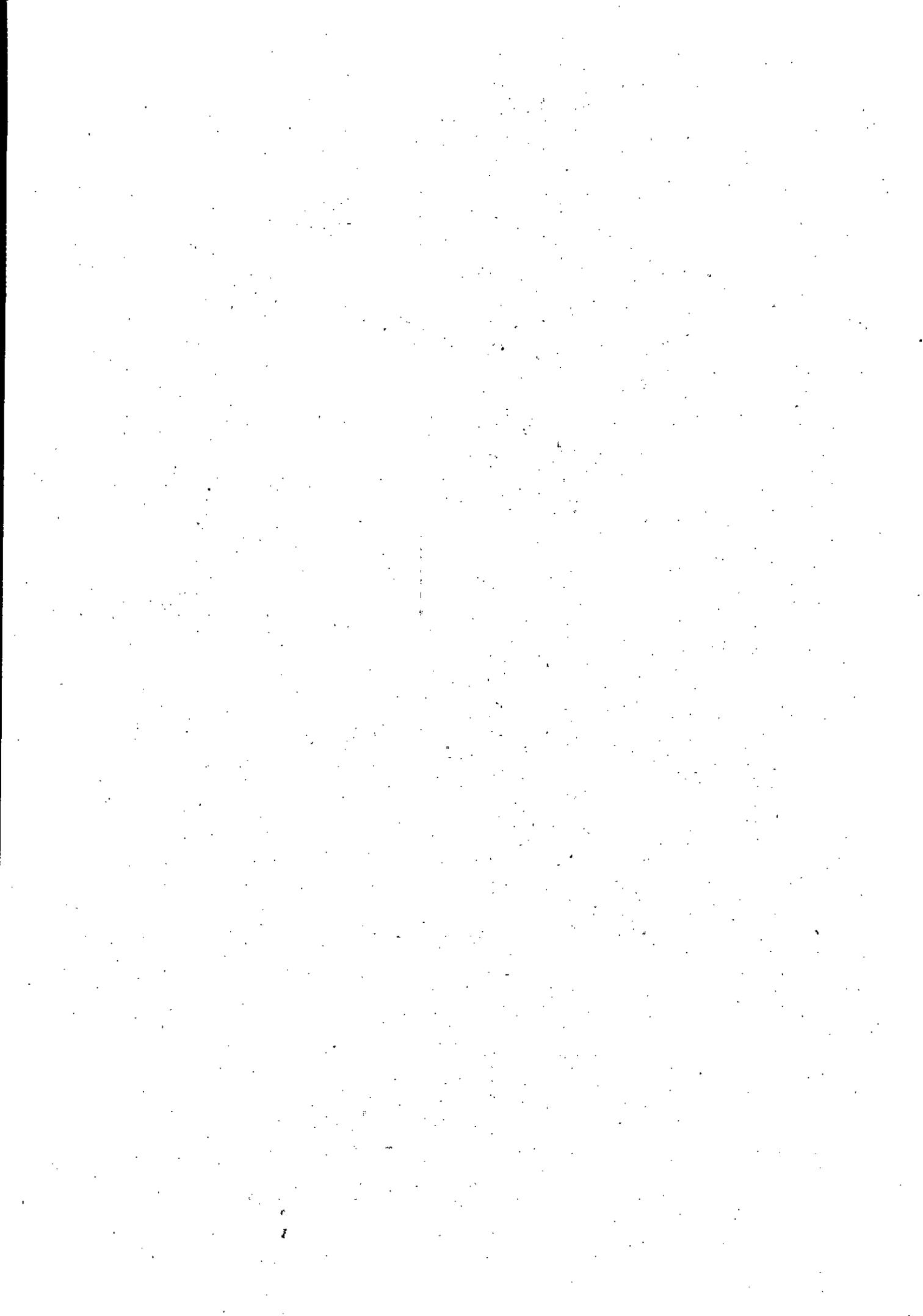
#### 4.2. Le tube photomultiplicateur

Jadis très largement utilisé [39], il est aujourd'hui, dans beaucoup de domaines d'applications, supplanté par les photodétecteurs à semi-conducteurs pourvus d'une sensibilité plus importante. Doté d'un courant d'obscurité plus faible que les photodétecteurs concurrents, il présente l'inconvénient d'être fragile, encombrant et cher.

#### 4.3. La photodiode PIN

##### 4.3.1. Principe de fonctionnement

Quand des photons atteignent la surface d'une jonction semi-conductrice PN, il y a création de paires électron-trous. On récupère les charges ainsi créées en maintenant aux bornes de la jonction, en série avec une résistance de charge R, une différence de potentiel inverse  $V_r$  d'une dizaine de volts. L'adjonction au dispositif précédent d'une zone non dopée, dite zone intrinsèque I ( fig. 4.1 ) - d'où son appellation de photodiode PIN - lui confère une plus grande vitesse de réponse [40].



Suivant la nature du matériau semi-conducteur dont elles sont constituées, on trouve une grande variété de photodiodes PIN [41]. Toutefois, aux environs de 900 nm (longueur d'onde du faisceau laser opérant dans notre dispositif), celles au silicium affichent le plus haut rendement quantique, donc la sensibilité  $R_\lambda$  la plus grande. Au voisinage de 900 nm, une efficacité quantique variant de 70 à 85% est une valeur typique pour une photodiode PIN au silicium, correspondant ainsi à une sensibilité spectrale de 0.5 à 0.6  $\mu\text{A}/\mu\text{W}$ .

#### 4.3.2c. Courant d'obscurité

C'est le courant, noté  $I_0$ , d'origine thermique, circulant dans la photodiode en l'absence de toute excitation lumineuse.

Pour une photodiode PIN au silicium, le chiffre de 10nA à 25°C est représentatif du courant d'obscurité qui, approximativement, double quand la température augmente de 10°C.

#### 4.3.2d. Temps de réponse

La durée de transit des porteurs à l'intérieur d'une jonction PIN étant très courte (de l'ordre de 1 nanoseconde) [42], le temps de réponse de la photodiode est essentiellement déterminé par sa capacité en inverse  $C_d$  (couramment quelques picofarads), associée à la résistance de charge intervenant dans le circuit extérieur.

La valeur de la capacité  $C_d$  diminue lorsque la tension inverse de polarisation appliquée à la photodiode croît. La figure ( 4.2 ) - élaborée à partir de données typiques [40] - représente l'allure générale de cette variation.

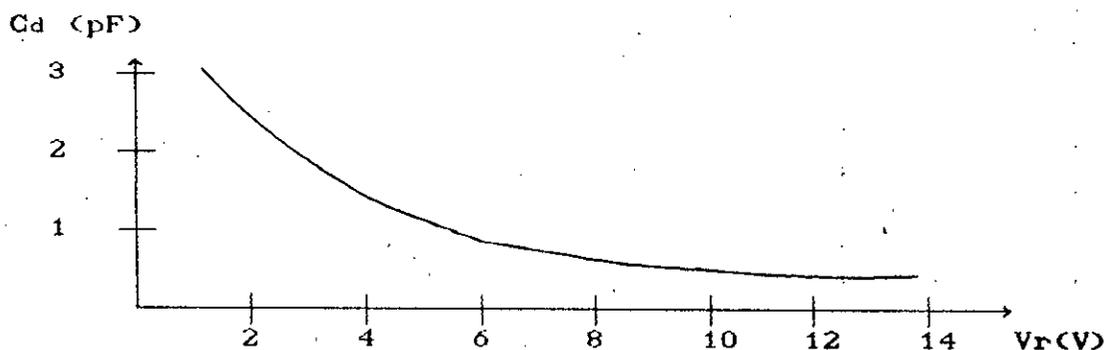


Fig. 4.2. - Variation de la capacité  $C_d$  d'une photodiode avec la tension inverse de polarisation  $V_r$

#### 4.4. La photodiode à avalanche

##### 4.4.1. Principe de fonctionnement

A faible tension inverse, la PAV agit comme une photodiode PIN ordinaire. Soumise à une tension de polarisation inverse  $V_r$  suffisamment élevée ( de l'ordre d'une centaine de volts ), les photons incidents frappant la surface de la PAV, induisent dans la photodiode un phénomène d'ionisation. Un effet d'avalanche se déclenche alors par enchaînement cumulatif du processus [40],[43].

On définit ainsi un coefficient  $M_a$ , tel que :

$$I_a = M_a \cdot I_n \quad ( 4.4 )$$

avec :

- $I_a$ , courant fourni par la PAV en régime d'avalanche;
- $I_n$ , courant que génère la PAV à basse tension inverse;
- $M_a$ , facteur de multiplication par avalanche de la photodiode.

Précisons que  $I_a$  et  $I_n$  sont produits pour la même quantité  $P_i$  de flux incident.

Le facteur de multiplication  $M_a$  dépend de la tension inverse  $V_r$  appliquée. La figure ( 4.3 ) décrit la forme typique de l'évolution de  $M_a$  en fonction de  $V_r$ .

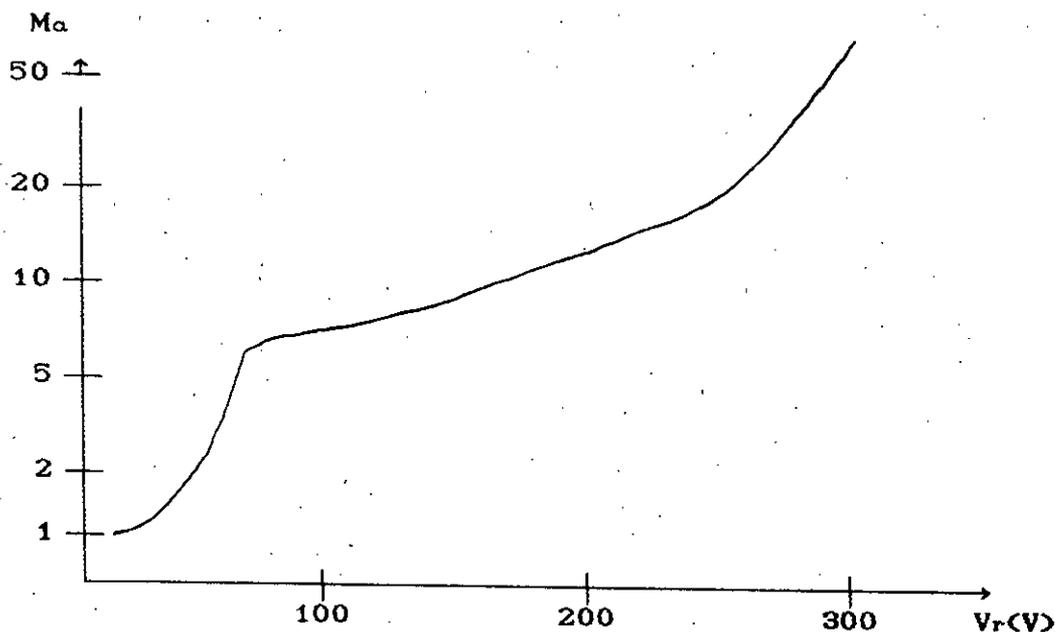


Fig. 4.3. - Evolution du facteur  $M_a$  en fonction de  $V_r$

#### 4.4.2. Paramètres caractéristiques de la PAV

La vitesse de réponse d'une PAV au silicium est comparable à celle de la PIN. Son efficacité quantique s'exprime pareillement et se situe dans la même fourchette de valeurs; mais, et c'est ce qui fait tout l'intérêt de la PAV, sa sensibilité s'accroît du facteur de multiplication d'avalanche M.

En dépit de son coût plus élevé, de la nécessité d'établir une source de polarisation  $V_r$  beaucoup plus importante et malgré le fait qu'elle soit plus bruyante, la PAV, grâce au gain de sensibilité dont elle bénéficie, se substitue favorablement à la PIN dans les applications où le flux incident recueilli est très faible.

Ajoutons aussi, à son avantage, la possibilité qu'elle offre de moduler le niveau du signal capté par un contrôle automatique du gain  $M_a$ .

N'ayant pu nous procurer une photodiode à avalanche, la PIN est le photodétecteur qui équipera le système optique de la chaîne de réception.

#### 4.5. Bruits de la photodiode PIN

Les courants  $I_d$  ( détecté ) et  $I_o$  ( d'obscurité ) traversant la photodiode sont à l'origine d'un bruit appelé bruit de grenaille ou quantique - parfois aussi bruit de Schottky [40], [41], [42] .

##### 4.5.1. Bruit quantique dû au courant $I_d$

Le courant  $I_d$  traversant la PIN engendre un courant de bruit  $i_d$  dont la valeur quadratique moyenne  $\overline{i_d^2}$  s'exprime au moyen de la charge élémentaire  $e$  et de la bande passante équivalente de bruit  $B_e$  ( voir annexe C ) du module de réception où la photodiode est placée :

$$\overline{i_d^2} = 2e.I_d.B_e \quad ( 4.5 )$$

##### 4.5.2. Bruit quantique dû au courant $I_o$

De même nature que le bruit précédent, sa valeur quadratique moyenne s'écrit :

$$\overline{i_o^2} = 2e.I_o.B_e \quad ( 4.6 )$$

#### 4.6. Modèle dynamique de la photodiode PIN

En régime variable, la photodiode se comporte comme une source de courant  $I_d$  en parallèle avec une source de bruit  $i_t$  [40], [41].

La figure ( 4.4 ) donne le schéma équivalent d'une photodiode PIN. Le plus souvent, la résistance interne  $R_p$  de source - à peu près  $10\text{ G}\Omega$  - et la résistance de connexion série  $R_s$  - de  $5$  à  $50\ \Omega$  - peuvent être négligées devant celles du circuit extérieur.

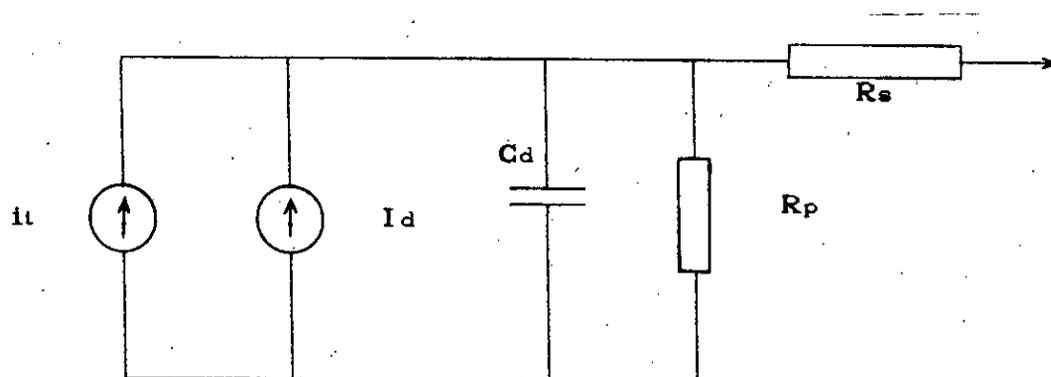


Fig. 4.4. - Schéma équivalent en régime dynamique d'une PIN

#### 4.7. Caractéristiques de la photodiode PIN choisie

Il s'agit du modèle SD 5421, photodiode PIN au silicium de Honeywell [44].

##### 4.7.1. Sensibilité spectrale du modèle SD 5421

La fiche technique du composant ne mentionne ni la sensibilité absolue de la photodiode ni son efficacité quantique. Par contre elle spécifie le courant  $I_L$  délivré par la PIN sous un éclairage  $H_d$  direct, et donne la courbe de la sensibilité spectrale relative - courbe en trait continu de la figure ( 4.5 ). Une autre source bibliographique [45] attribue à la SD 5421 une sensibilité de  $0.55\ \mu\text{A}/\mu\text{W}$  à  $850\text{ nm}$  ( longueur d'onde correspondant pratiquement au maximum de la courbe de sensibilité relative ). Ce chiffre est conforme à la valeur typique d'une PIN au silicium.

Nous modéliserons la courbe de la sensibilité relative par deux flancs linéaires - courbe en traits discontinus de la figure (4.5) - formant un triangle de base  $\Delta\lambda = \lambda_s - \lambda_r$ , avec :

- $\lambda_s$ , longueur d'onde supérieure du spectre et  $\lambda_s = 1150$  nm;
- $\lambda_i$ , longueur d'onde inférieure du spectre et  $\lambda_i = 350$  nm.

La valeur de la sensibilité absolue à 900 nm de la SD 5421 peut être estimée voisine de 0.53 A/W. Elle sera notée  $R_m$ .

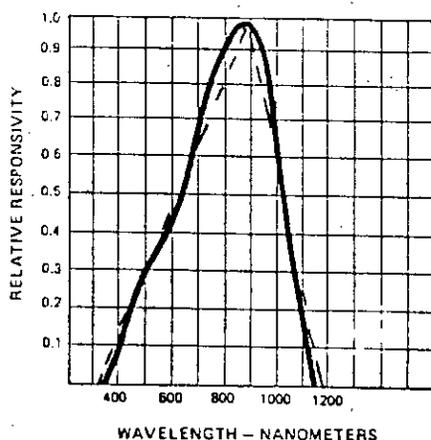


Fig. 4.5. - Courbe de la sensibilité relative de la SD 5421

#### 4.7.2. Aire de la surface active de la photodiode SD 5421

Le fabricant de la photodiode n'indique pas l'aire de la surface active du photodétecteur ( cette information nous servant ultérieurement à établir l'étendue du champ de vision du photodétecteur et le rapport signal à bruit du dispositif ).

Néanmoins, la connaissance du courant  $I_L$  produit par la photodiode SD 5421 sous l'influence d'un éclairage direct ( parallèlement à la PIN )  $H_d$  et de sa sensibilité  $R_m$ , permet de trouver l'aire  $A_a$  de sa surface active.

Nous avons en effet :

$$A_a = \frac{I_L}{H \cdot R_m} \quad ( 4.7 )$$

Si la photodiode subit un éclairage direct de  $5 \text{ mW/cm}^2$ , alors  $I_L$  vaut typiquement  $60 \text{ } \mu\text{A}$ . Sachant que  $R_m = 0.53 \text{ A/W}$ , on trouve :

$$A_a \approx 2.3 \text{ mm}^2$$

Ce chiffre s'accorde bien avec la superficie habituelle de la surface active des photodiodes PIN, généralement proches de  $1 \text{ mm}^2$ .

#### 4.7.3. Temps de réponse et capacité de la SD 5421

La fiche technique indique un temps de montée, noté  $t_r$ , de 5 ns maximum avec une résistance de charge  $R_L$  de 100  $\Omega$ , la photodiode étant soumise à une tension de polarisation  $V_r$  de 75 V.

La capacité totale  $C_T$  de la photodiode ( PIN et boîtier), sous une polarisation  $V_r$  de 20 V, vaut typiquement 4 pF.

Faute d'avoir la courbe de variation de la capacité en fonction de la tension inverse, qui ne figure pas dans le " data sheet " du composant, nous adopterons cette dernière valeur lorsque la photodiode, dans le dispositif de réception, sera alimentée sous une différence de potentiel de 12 V ( cf chap. 8 ). Supposition plausible au vu de l'allure typique de la courbe de variation de  $C_d$  en fonction de  $V_r$  d'autres photodiodes PIN au silicium de caractéristiques proches : la MRD 510 de Motorola [46] ( donnée comme photodiode équivalente de la SD 5421 dans la référence [47]), la SFH 217 de Siemens [48] ou bien la série 5082-4200 de Hewlett-Packard [49]; la courbe de variation de  $C_d$  amorçant une décroissance asymptotique généralement au delà d'une dizaine de volts.

#### 4.7.4. Conclusion

La photodiode SD 5421, comparativement à d'autres références de photodiodes PIN, présente des performances très moyennes, mais elle a l'avantage d'être peu coûteuse.

Le tableau ( 4.1 ) regroupe ses caractéristiques essentielles.

Tableau 4.1. - Caractéristiques principales de la SD 5421

Paramètre	Valeur
Sensibilité à 900 nm, $R_m$	0.53 $\mu\text{A}/\mu\text{W}$
Temps de réponse, $t_r$	5 ns
Capacité totale, $C_T$	4 pF
Aire de la surface active, $A_a$	2.3 $\text{mm}^2$
Courant d'obscurité, $I_o$	20 nA
Limite inférieure de la sensibilité spectrale, $\lambda_i$	350 nm
Limite supérieure de la sensibilité spectrale, $\lambda_s$	1150 nm

## **CHAPITRE 5**

### **OPTIQUE DES SYSTEMES D'EMISSION ET DE RECEPTION**

## CHAPITRE 5

### OPTIQUE DES SYSTEMES D'EMISSION ET DE RECEPTION

#### 5.1. Généralités

Avant d'entamer l'étude et la description des systèmes optiques d'émission et de réception, il est utile de définir certaines grandeurs radiométriques qui apparaîtront au cours de ce chapitre. Elles sont résumées dans le tableau ci-dessous.

Tableau 5.1. - Grandeurs radiométriques ( d'après [50] )

Grandeur radiométrique	Définition	Unité
Energie E	Energie rayonnée par une source dans l'espace environnant	Joule ( J )
Flux $\phi$	Energie rayonnée par unité de temps $\phi = \frac{dE}{dt}$	Watt ( W )
Intensité I	Flux émis par unité d'angle solide dans une direction donnée $I = \frac{d\phi}{d\Omega} \quad (\text{fig. 5.1})$	W.sr <sup>-1</sup>
Eclairement M	Flux reçu par unité de surface du récepteur $M = \frac{d\phi}{dS}$	W.m <sup>-2</sup>

Ces grandeurs dépendent parfois de la longueur d'onde à laquelle on opère. On marquera cette dépendance par l'indice  $\lambda$  ou bien  $\nu$ . La grandeur est alors définie par unité de longueur d'onde.

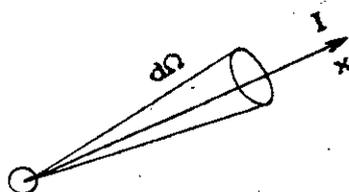


Fig. - 5.1. Intensité lumineuse dans la direction Ox

## 5.2. Etude de l'optique d'émission

### 5.2.1. Système optique d'émission

La figure ( 5.2 ) décrit les intensités relatives de la diode laser utilisée dans le plan perpendiculaire et le plan parallèle à la jonction émettrice. On voit que le faisceau lumineux émergent de la diode laser présente une divergence beaucoup trop marquée pour être exploitée directement.

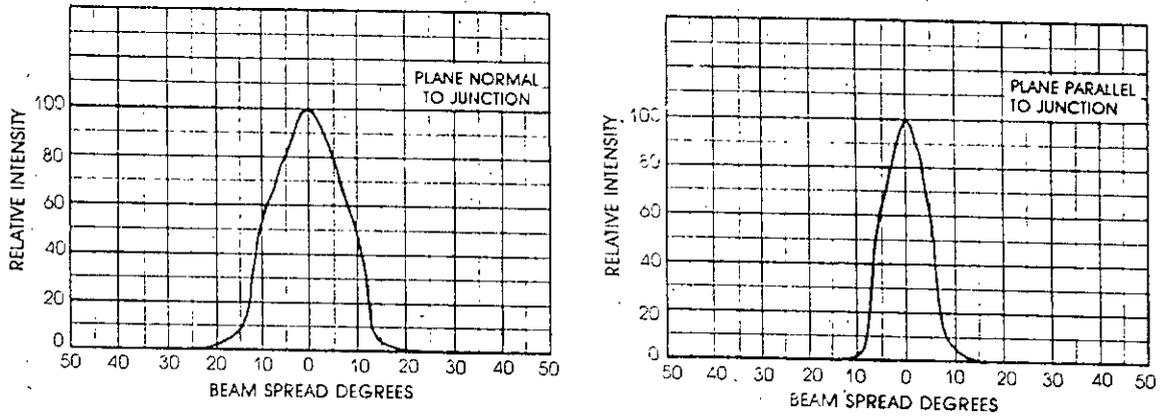


Fig. 5.2. - Intensités relatives émises par la diode laser  
a) Dans le plan normal à la jonction  
b) Dans le plan parallèle à la jonction

Le moyen le plus simple de réduire l'étendue du faisceau émis consiste à placer la diode laser à la distance focale  $f$  d'une lentille convergente de diamètre  $D$  ( fig. 5.3 ).

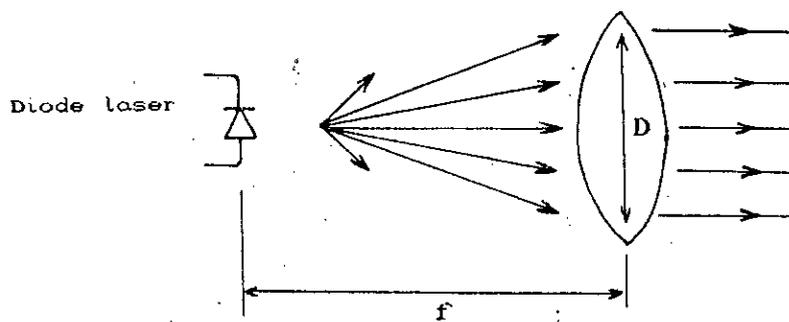


Fig. 5.3. - Système optique d'émission utilisé

### 5.2.2. Efficacité du couplage lentille / diode laser

En général, un tel système occasionne des pertes de puissance lumineuse. L'efficacité de couplage  $\eta$  est le rapport entre le flux  $P_e$  émis par la diode et le flux  $P_c$  capté par la lentille :

$$\eta = \frac{P_c}{P_e} \quad ( 5.1 )$$

#### 5.2.2a. Calcul de l'efficacité de couplage

Des méthodes d'approximation numériques permettent de calculer assez précisément le flux collecté à partir des diagrammes de rayonnement de l'intensité [51], [52].

Dans notre cas, pour établir l'efficacité de couplage entre la diode laser et la lentille utilisées, on se rapporte à la courbe que fournit le fabricant de la diode laser ( fig. 5.4 ). Elle indique, selon le rapport  $T_f$  - que l'on appelle nombre-f - de la distance focale  $f$  au diamètre  $D$  de la lentille d'émission choisie, le pourcentage recueilli de la puissance émise ( donc l'efficacité de couplage  $\eta$  ) :

$$T_f = \frac{f}{D} \quad ( 5.2 )$$

Théoriquement, d'après la figure ( 5.4 ), la valeur optimale du rapport  $f/D$  est celle qui conduit à une efficacité  $\eta$  de 100 % ; mais des raisons liées à l'apparition d'aberrations dans les lentilles ayant un nombre-f inférieur à l'unité [53], font qu'il existe peu de lentilles dont le diamètre  $D$  excède la distance focale  $f$  - mis à part certains types spéciaux, coûteux ( voir par. 5.8.7 ).

Ces considérations ainsi que le choix de l'angle de divergence du faisceau transmis ( voir le paragraphe 5.2.4 ) nous ont amené à opter pour une lentille référencée 01 LPX 49 de Melles Griot [54] de paramètres :

Diamètre  $D_e = 18.5$  mm. Distance focale  $f_e = 30$  mm.

Le nombre-f s'élève alors à 1.6 et l'efficacité de couplage  $\eta$  vaut près de 70 %.

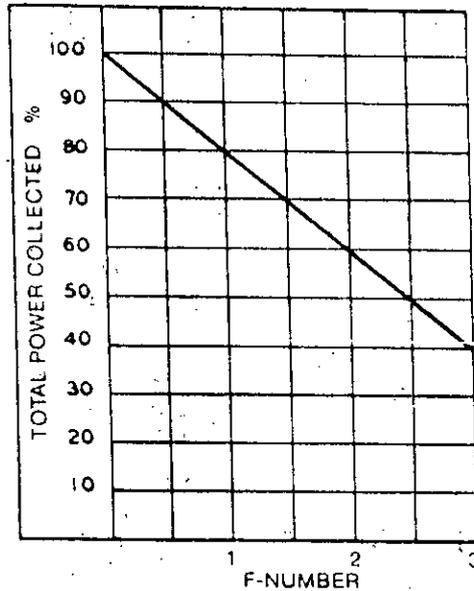


Fig. 5.4. - Puissance recueillie en fonction du nombre-f

### 5.2.3. Transmission de la lentille d'émission

Aux pertes dues au couplage s'ajoutent celles résultant des réflexions du faisceau sur les deux surfaces de la lentille, et de l'absorption d'énergie lumineuse à l'intérieur du milieu composant la lentille. La grandeur caractérisant ces pertes est dénommée la transmission de la lentille d'émission, notée  $T_e$ , que l'on définit comme le rapport du flux  $P_t$  transmis au flux  $P_c$  collecté par la lentille :

$$T_e = \frac{P_t}{P_c} \quad ( 5.3 )$$

Afin de minimiser ces pertes il y a lieu de travailler avec des lentilles d'excellente qualité, offrant ainsi une transmission élevée. A l'aide des paramètres fournis par le fabricant [54] et caractérisant les lentilles utilisées, nous avons calculé une transmission  $T_e$  de 0.91.

### 5.2.4. Divergence d'un faisceau lumineux

En télémétrie on cherche, en règle générale, à réduire le plus possible la divergence du faisceau lumineux émis.

Soit une source d'excitation lumineuse circulaire, de diamètre  $\Delta$  et située à la distance focale  $f$  d'une lentille convergente, le

faisceau obtenu au delà de la lentille présentera une divergence  $\theta$  ( fig. 5.5 ) qui est donnée par :

$$\theta = \frac{\Delta}{f} \quad ( 5.4 )$$

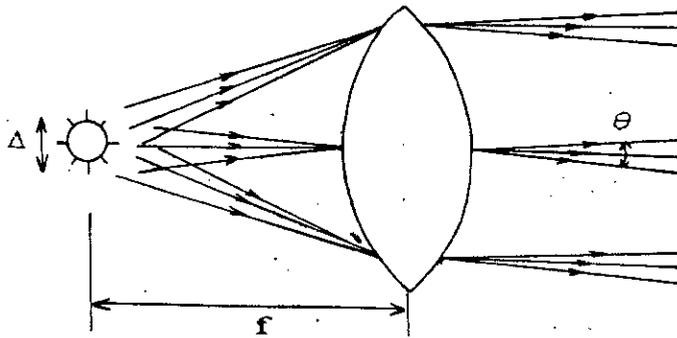


Fig. 5.5. - Divergence d'un faisceau issu d'une source circulaire de lumière au sortir d'une lentille

#### 5.2.4a. Divergence du faisceau transmis

L'émission de lumière dans la diode laser s'effectue au travers d'une ouverture approximativement ellipsoïdale et dont les longueurs a et b (fig. 5.6) sont, typiquement, pour la diode laser choisie ( LD 61 ), respectivement de 76.2  $\mu\text{m}$  et 2  $\mu\text{m}$ .

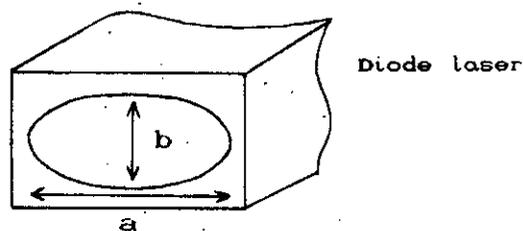


Fig. 5.6. - Orifice d'émission de la lumière dans une diode laser

A chacune des deux dimensions, nous faisons correspondre un angle de divergence ( fig. 5.7 ) :

- pour b, un angle de divergence en élévation ( vertical ) de  $\theta_e$ ;

- pour a, un angle de divergence en azimut ( horizontal ) de  $\theta_a$ .

Si on considère uniquement la dimension prépondérante, à savoir a, alors le faisceau sortant de la lentille d'émission, de distance focale  $f = 30$  mm, offrira alors un angle de divergence en azimut  $\theta_a$  de 2.54 mrd; produisant ainsi à la distance L une tâche focale dont le plus grand côté est  $\delta_a$ , donné par :

$$\delta_a = D_e + L.\theta_a \quad ( 5.5 )$$

où  $D_e$  est le diamètre de la lentille d'émission.

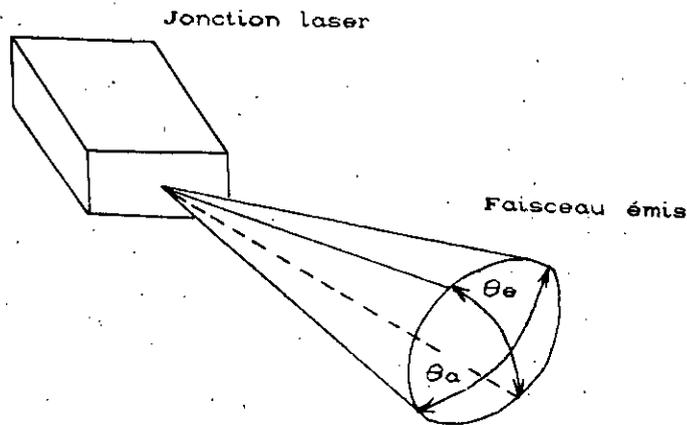


Fig. 5.7. - Angles de divergence du faisceau transmis

Le tableau ( 5.2 ) donne quelques valeurs de  $\delta$  selon la distance L à la cible.

Tableau 5.2. - Quelques valeurs de  $\delta$  suivant la distance L à la cible

L ( m )	$\delta_a$ ( cm )
1	2.2
3	2.5
6	3.3
10	4.3

Il serait possible par un système optique plus élaboré de mieux optimiser les caractéristiques du faisceau émis. Un jeu de deux lentilles, par exemple, disposées convenablement, permet de diminuer la divergence du faisceau [51]; au détriment bien sûr d'une simplicité et d'un coût moindres.

### 5.3. Organisation de l'optique d'émission / réception

Dans un télémètre laser, il y a deux moyens possibles d'arranger le système optique d'émission par rapport au système optique de réception [24], [55] :

- une disposition coaxiale ( fig. 5.8a ) pour laquelle le faisceau laser émis est situé dans l'axe du champ de vision de l'optique de réception ( l'annexe A en donne quelques exemples );
- une configuration parallèle ( fig. 5.8b ) où optique d'émission optique de réception sont disposées côte à côte.

E = Emission  
R = Réception

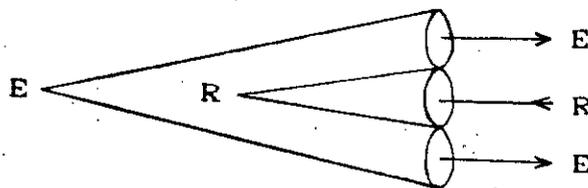


Fig. 5.8a. - Optique coaxiale



Fig. 5.8b. - Optique parallèle

La courbe de la figure ( 5.9 ) décrit l'allure du signal reçu, après réflexion sur la cible, par le système de réception dans le cas d'une optique parallèle.

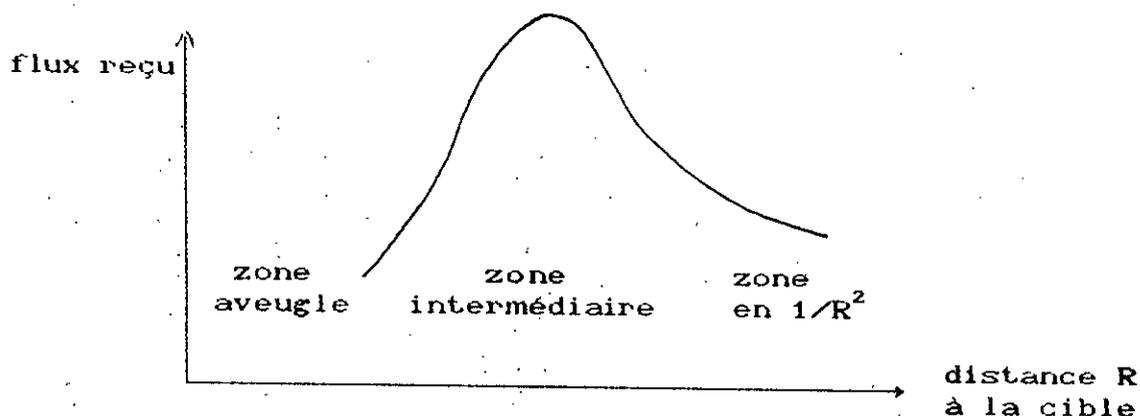


Fig. 5.9. - Allure du flux reçu (dans le cas optique parallèle) en fonction de la distance à cible

On distingue :

- une zone " aveugle " à proximité du télémètre. Une cible située dans cette partie de l'espace n'est pas visible par le télémètre. Mais, ce type d'optique assure une variation du signal reçu après réflexion moindre que dans le cas d'une optique coaxiale. L'étendue de la zone aveugle - à peu près 1 m - dépend des caractéristiques géométriques ( diamètre, distance focale etc...) des lentilles constituant l'optique d'émission / réception.
- Une zone intermédiaire;
- Une zone répondant à la loi en  $1/R^2$  de l'équation de liaison du télémètre ( cf par. 5.8 ).

Plus facile à mettre en oeuvre, moins coûteuse, et assurant une gamme dynamique du signal reçu plus réduite que celle d'une optique coaxiale, nous avons choisi d'adopter une disposition parallèle; quitte à perdre la possibilité de mesures à très courtes distances.

## 5.4. Etude sommaire de la cible

### 5.4.1. Etude de la cible réelle

Lors de l'impact sur une cible quelconque, le flux incident  $P_i$  se décompose en plusieurs parties dans des proportions définies par les coefficients  $\alpha$ ,  $\tau'$ ,  $\sigma$ ,  $\delta$  [55], [56] ( fig. 5.10a ) :

- une partie  $\alpha.P_i$  est absorbée dans le matériau constituant la cible.  $\alpha$  est appelé coefficient d'absorption.
- Une partie  $\tau'.P_i$  traverse la cible.  $\tau'$  est appelé coefficient de transmission.
- Une partie  $\delta.P_i$  est diffusée dans l'espace alentour.  $\delta$  est appelé coefficient de réflexion diffuse.
- Une partie  $\sigma.P_i$  est réfléchie avec la même inclinaison que le faisceau incident.  $\sigma$  est nommé coefficient de réflexion spéculaire.

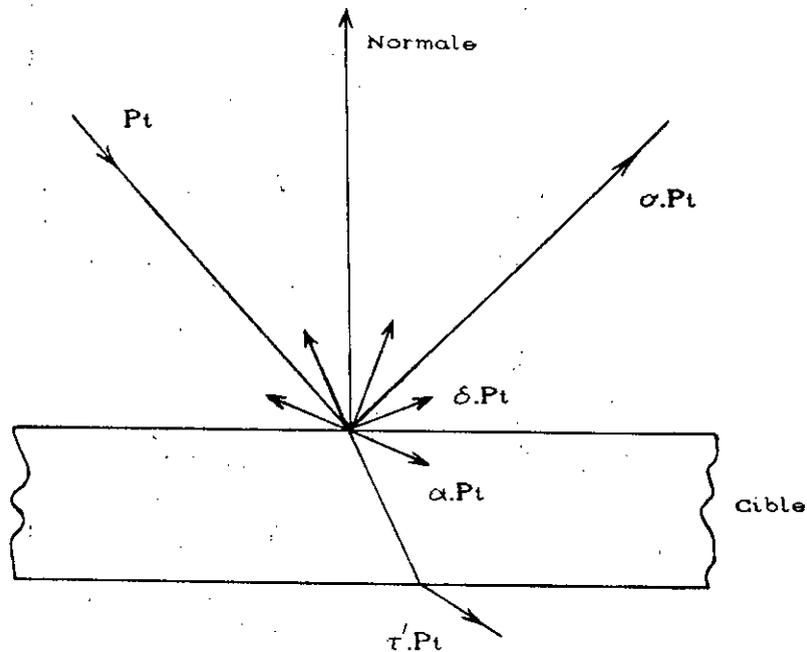


Fig. 5.10a. - Décomposition du flux incident

La loi de conservation de l'énergie impose :

$$\alpha + \tau' + \delta + \sigma = 1 \quad ( 5.6 )$$

#### 5.4.2. Emissivité de la cible

Tout corps est le siège d'un rayonnement électromagnétique d'origine thermique. Ce rayonnement est caractérisé par un facteur noté  $\varepsilon$  dépendant de la longueur d'onde et appelé émissivité spectrale. A l'équilibre thermodynamique avec son environnement, la cible absorbe autant d'énergie électromagnétique qu'elle en émet par rayonnement [57], [58]. Nous avons donc :

$$\varepsilon = \alpha \quad ( 5.7 )$$

#### 5.4.3. Réflectivité de la cible

La somme de  $\delta$  et  $\sigma$ , notée  $\rho$ , caractérisant la proportion de flux réémis est dénommé réflectivité de la cible ou albédo :

$$\rho = \sigma + \delta \quad ( 5.8 )$$

En combinant les trois dernières relations, on trouve :

$$\rho + \varepsilon + \tau' = 1 \quad ( 5.9 )$$

#### 5.4.4. Etude de la cible modélisée

Pour les cibles opaques, cas le plus fréquent auquel nous limiterons notre étude, le coefficient de transmission  $\tau$  est pratiquement nul. On a alors :

$$\rho = 1 - \varepsilon \quad ( 5.10 )$$

L'émissivité et donc la réflectivité d'une cible dépendent d'un certain nombre de paramètres [57] : la longueur d'onde, la température, l'état de surface de la cible, sa forme, sa couleur, l'angle sous lequel elle est observée.

On peut estimer que la réflectivité des cibles courantes à 900 nm s'échelonne entre 0.1 et 0.9 ( voir annexe A ).

En pratique, on adopte pour cible un des cas particuliers suivant ( fig. 5.10b ) :

- une cible à réflexion spéculaire ( surfaces métalliques très polies, miroirs );
- une cible coopérative ( un rétro-rélecteur );
- une cible diffusante que l'on modélise généralement par un diffuseur de Lambert.

C'est ce dernier type de cible que nous avons choisi de considérer.

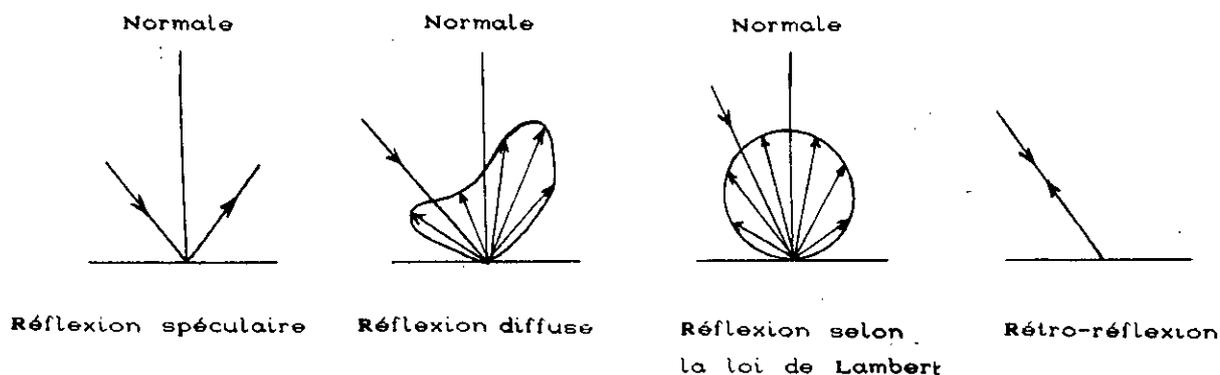


Fig. 5.10b. - Différents types de réflexion sur une cible

#### 5.4.4.1. Le diffuseur de Lambert

On dit qu'une cible agit comme un diffuseur de Lambert si elle diffuse le flux reçu selon une intensité  $I(\theta)$ , telle que [59]:

$$I(\theta) = I(0) \cdot \cos\theta \quad ( 5.11 )$$

où  $I(0)$  est l'intensité dans la direction de la normale à la surface de la cible et  $\theta$  l'angle par rapport à cette direction.

Ce modèle reproduit assez bien le comportement réel des cibles courantes - non métalliques - lorsque l'angle d'incidence est petit ( inférieur à  $55^\circ$  ) [57], [58].

#### 5.4.5. Hypothèse sur la taille du faisceau

Lorsque l'impulsion lumineuse atteint la cible, deux situations peuvent survenir : le diamètre du faisceau au point d'impact est soit plus petit que les dimensions de la cible, soit plus grand ( fig. 5.11 ).

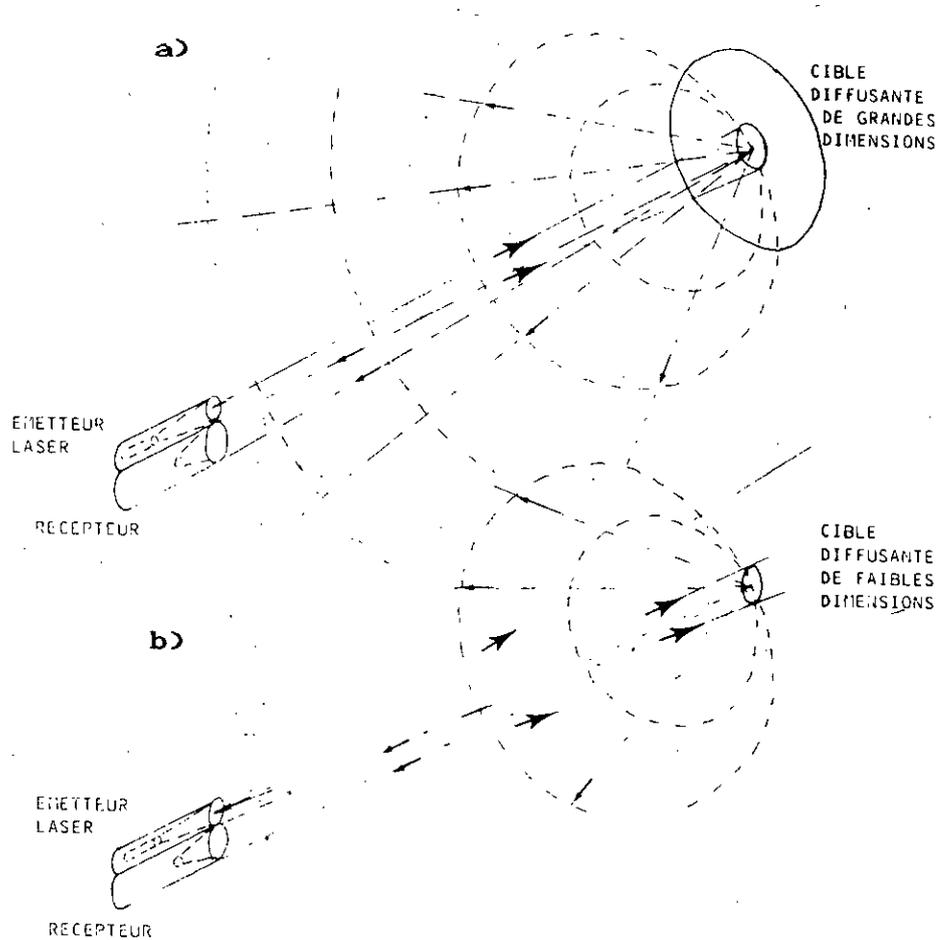


Fig. 5.11. - Interception d'un faisceau laser par une cible diffusante

- a) Cible de grandes dimensions
- b) Cible de faibles dimensions ( d'après [2] )

L'étude de la divergence du faisceau émis ( cf par. 5.2.4 ) montre que la taille du faisceau, à la plus grande distance considérée, est telle qu'il est légitime de la supposer plus petite que la majorité des cibles rencontrées usuellement.

### 5.5. Equation du bilan de liaison du télémètre

Elle indique, en fonction des différents paramètres entrant en jeu, la quantité de flux susceptible d'être recueillie.

#### 5.5.1. Equation de liaison générale

Si la cible visée est lambertienne et de plus grande dimension que le diamètre du faisceau au point d'impact, l'expression du flux  $P_r$  capté en retour par le système de réception du télémètre s'écrit [28] :

$$P_r = \frac{\rho \cdot \eta \cdot T_e \cdot P_e \cdot T_r \cdot A_r \cdot e^{-2\gamma \cdot R} \cdot \cos \beta}{\pi R^2} \quad ( 5.12 )$$

avec :

- $P_r$ , puissance recueillie;
- $\rho$ , réflectivité de la cible;
- $\eta$ , efficacité de couplage de la lentille d'émission;
- $T_e$ , transmission de la lentille d'émission;
- $P_e$ , puissance d'émission de la diode laser;
- $T_r$ , transmission de l'optique de réception;
- $A_r$ , surface de la pupille d'entrée de l'optique de réception;
- $\gamma$ , coefficient d'atténuation atmosphérique;
- $\beta$ , angle formé par le faisceau émis et le faisceau capté;
- $R$ , distance du télémètre à la cible.

#### 5.5.2. Equation de liaison simplifiée

Dans notre étude, si la cible est frontale, on peut très raisonnablement fixer l'angle  $\beta$  à  $0^\circ$ .

Le terme  $\gamma \cdot R$  qui traduit - élevé à la puissance exponentielle - l'influence de l'atmosphère sur la perte de puissance du faisceau

lumineux le long de son trajet, sera pris nul ( cf par. 5.7.2 ).

Munie de ces simplifications, l'expression ( 5.12 ) se réécrit :

$$P_r = \frac{\rho \cdot \eta \cdot T_e \cdot P_e \cdot T_r \cdot A_r}{\pi R^2} \quad ( 5.13 )$$

A l'aide des relations ( 5.1 ) et ( 5.3 ), nous pouvons reformuler l'équation ( 5.13 ) de façon plus concise :

$$P_r = \frac{\rho \cdot T_r \cdot A_r \cdot P_t}{\pi R^2} \quad ( 5.14 )$$

où  $P_t$  est la puissance transmise vers la cible.

## 5.6. Etude de l'optique de réception

### 5.6.1. Système de réception

Notre dispositif optique de réception se résume à une simple lentille convergente de diamètre  $D_r$ , à la distance focale  $f_r$  de laquelle on place un photodétecteur dont le diamètre de la surface active est noté  $D_a$  ( fig. 5.6.1 ).

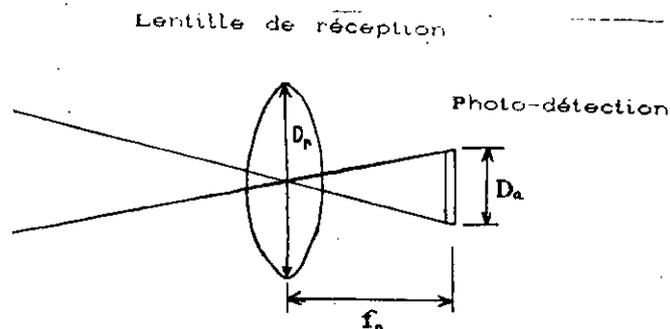


Fig. 5.12. - Système optique de réception

De même que pour le dispositif émetteur, il est possible, par la mise en place d'une optique collectrice plus sophistiquée, d'apporter certaines améliorations au système de réception ( voir par exemple [60] ).

### 5.6.2. Champ de vision angulaire de l'optique réceptrice

C'est l'angle sous lequel le photodétecteur admet le flux que renvoie la cible. On l'exprime par le rapport, noté  $\theta_c$ , du diamètre  $D_a$  de la surface active du détecteur à la distance focale  $f_r$  de la lentille de réception [61] :

$$\theta_c = \frac{D_a}{f_r} \quad ( 5.15 )$$

### 5.6.3. Champ de vision spatial de l'optique réceptrice

C'est l'angle solide, noté  $\Omega_c$ , d'acceptation du photodétecteur. Il s'écrit au moyen de  $\theta_c$  :

$$\Omega_c = \frac{\pi \theta_c^2}{4} \quad ( 5.16 )$$

Associons la relation ( 5.15 ) avec la relation ( 5.16 ) définissant le champ de vision angulaire. On obtient :

$$\Omega_c = \frac{\pi \cdot D_a^2}{4 f_r^2} \quad ( 5.17 )$$

il en résulte :

$$\Omega_c = \frac{A_a}{f_r^2} \quad ( 5.18 )$$

$A_a$  représentant la surface active du photodétecteur.

### 5.7. Flux parasite collecté

Au flux utile, issu de l'émetteur et que renvoie la cible, se superpose une certaine quantité de flux lumineux indésirable  $P_s$  causé par le rayonnement solaire.

En raison de la relative faiblesse de la puissance transmise, nous ne tiendrons pas compte, dans notre étude, de la portion  $P_d$  du flux transmis dispersée par l'atmosphère vers l'optique de réception [62]. La contribution de  $P_d$  au flux parasite total étant, ici, négligeable devant celle que produit le soleil.

### 5.7.1. Flux parasites dus au soleil

La puissance lumineuse  $P_s$  due au soleil et brouillant le signal utile  $P_r$  est la résultante de deux contributions :

- le flux solaire  $P_{sc}$  frappant la cible et réémis dans le champ de vision de l'optique de réception;
- le flux solaire  $P_{sa}$  diffusé par l'atmosphère et saisi par l'optique de réception.

La figure ( 5.13 ) schématise l'ensemble des flux participant au signal reçu.  $Mv$  représente l'éclairement en provenance du soleil.

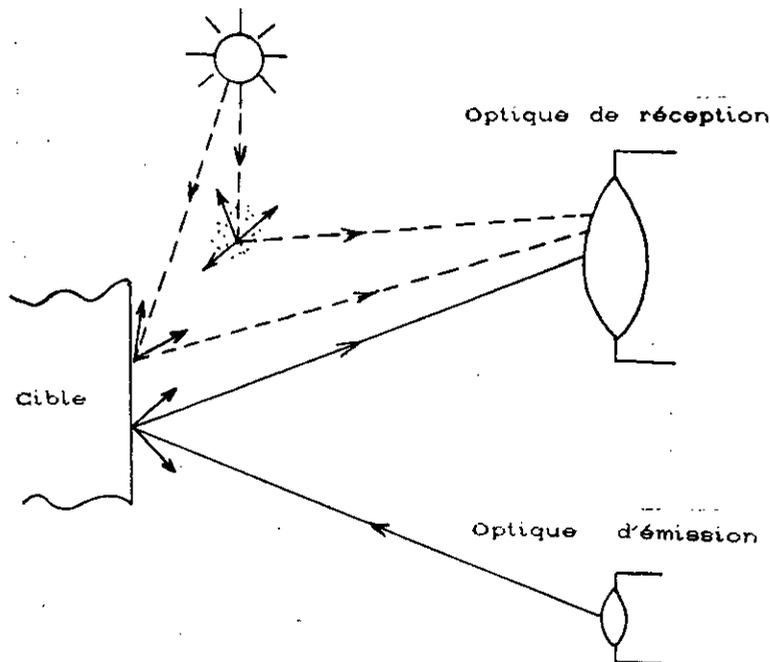


Fig. 5.13. - Différents flux collectés à la réception ( d'après [29] )

### 5.7.2. Expression du flux parasite $P_s$

La densité spectrale de flux  $P_{s\lambda}$  - flux solaire reçu par unité de longueur d'onde - est donnée par la relation [29] :

$$P_{s\lambda} = \frac{\rho \cdot Mv \cdot \Omega_c \cdot Ar \cdot Tr \cdot Ta}{\pi} + \frac{Mv \cdot \Omega_c \cdot Ar \cdot Tr}{4\pi} \quad ( 5.19 )$$

avec:

- $\rho$ , réflectivité de la cible;
- $M_v$ , éclairement spectral solaire;
- $\Omega_c$ , angle solide de vision de l'optique réceptrice;
- $A_r$ , surface de la lentille de réception;
- $T_r$ , transmission de la lentille de réception;
- $T_a$ , transmission de l'atmosphère, que l'on définit comme le rapport de l'intensité  $I_0$  du faisceau émis à l'intensité  $I$  à la distance  $R$  [29] :

$$T_a = \frac{I}{I_0} \quad ( 5.20 )$$

$$T_a = e^{-\gamma.R} \quad ( 5.21 )$$

$\gamma$  étant dénommé coefficient d'atténuation - ou extinction - atmosphérique. Par temps clair,  $\gamma$  vaut approximativement  $0.1 \text{ km}^{-1}$  [29]. Nous prendrons donc  $T_a$  égale à 1.

Le premier terme de la relation ( 5.19 ) exprime la densité de flux solaire réémis par la cible et le second terme, la densité de flux solaire que diffuse l'atmosphère vers l'optique réceptrice.

## 5.8. Courants utile et de bruit générés dans le photodétecteur

### 5.8.1. Expression du courant créé par le flux parasite

Exprimons le courant  $I_s$  qu'engendre le flux parasite solaire au niveau du photodétecteur :

$$I_s = \int_{\lambda_I}^{\lambda_S} P_{s_\lambda} R_\lambda . d\lambda \quad ( 5.22 )$$

La variable  $\lambda$  symbolisant la longueur d'onde;  $\lambda_S$  et  $\lambda_I$  étant respectivement la limite supérieure et inférieure du spectre de la sensibilité  $R_\lambda$  du photodétecteur ( cf chapitre 4 ). La dépendance

de  $P_{s\lambda}$  en fonction de la longueur d'onde se manifeste au travers de l'éclairement solaire  $M\nu$ .

### 5.8.2. Eclairement solaire $M\nu$

La figure ( 5.14 ) montre différentes courbes de l'éclairement spectral solaire. Chacune des courbes est associée à un paramètre appelé "masse d'air optique", généralement noté  $m$  et caractérisant les conditions de pression barométrique du lieu considéré et la hauteur  $h$  du soleil. Le paramètre  $m$  s'exprime approximativement par [63] :

$$m \approx \frac{1}{\cos \xi_s} \quad ( 5.23 )$$

avec  $\xi_s$  angle de zénith du soleil ( fig. 5.15 ).

Signalons que la courbe associée à la valeur particulière  $m = 0$  correspond au spectre solaire mesuré en dehors de l'atmosphère.

### 5.8.3. Expression approchée de $I_s$

Dans le but de calculer l'intégrale (5.22), nous procéderons à certaines simplifications reposant sur les deux suppositions qui suivent :

#### A ) Concernant l'éclairement $M\nu$

Pour la détermination de  $M\nu$  à l'intérieur de l'intervalle de réponse  $\Delta\lambda = \lambda_s - \lambda_i$  du photodétecteur, nous nous appuyerons sur la courbe associée à  $m = 1$ , correspondant au cas le plus défavorable - le soleil au zénith.

De plus, nous assimilerons, dans l'intervalle  $\Delta\lambda$ , la courbe  $M\nu$  du spectre solaire à une fonction rectangulaire qui sera notée  $M_0$ . Sa hauteur sera égale au maximum de la valeur atteinte dans le spectre considéré ( c'est à dire celui de  $m = 1$  ), soit à peu près  $1500 \text{ W/m}^2 \cdot \mu\text{m}$ . Sa largeur sera  $\Delta\lambda$ .

Cette simplification transforme  $P_{s\lambda}$  ( voir par. 5.7.2 ) en une fonction constante notée  $P_{s\Delta\lambda}$  dans l'intervalle  $\Delta\lambda$  et nous permet d'écrire la relation ( 5.22 ) selon :

$$I_s = P_s \Delta\lambda \int_{\lambda_I}^{\lambda_S} R_\lambda \cdot d\lambda \quad (5.24)$$

B) Concernant la sensibilité  $R_\lambda$  du photodétecteur

Nous assimilerons  $R_\lambda$  à une fonction de forme triangulaire ayant une hauteur  $R_m$  correspondant à la valeur maximum de la sensibilité du photodétecteur et une base  $\Delta\lambda = \lambda_S - \lambda_I$ . Rappelons que  $\lambda_S = 1150$  nm et  $\lambda_I = 350$  nm, ce qui conduit à  $\Delta\lambda = 800$  nm.

Moyennant cette modélisation, l'intégrale figurant dans (5.22) équivaut, à peu près, à la moitié de l'aire du rectangle de hauteur  $R_m$  et de largeur  $\Delta\lambda = \lambda_S - \lambda_I$  (fig. 5.16) :

$$\int_{\lambda_I}^{\lambda_S} R_\lambda \cdot d\lambda \approx \frac{1}{2} R_m \cdot \Delta\lambda \quad (5.25)$$

Finalement  $I_s$  s'exprime approximativement par :

$$I_s \approx \frac{1}{2} P_s \Delta\lambda \cdot R_m \cdot \Delta\lambda \quad (5.26)$$

soit :

$$I_s \approx \left( \frac{\rho \cdot M_o \cdot \Omega_c \cdot A_r \cdot T_r}{2\pi} + \frac{M_o \cdot \Omega_c \cdot A_r \cdot T_r}{8\pi} \right) \cdot R_m \cdot \Delta\lambda \quad (5.27)$$

et de manière condensée :

$$I_s = P_s \cdot R_m \quad (5.28)$$

en posant :

$$P_s = (4\rho + 1) \cdot \left( \frac{M_o \cdot \Omega_c \cdot A_r \cdot T_r}{8\pi} \right) \cdot \Delta\lambda \quad (5.29)$$

50

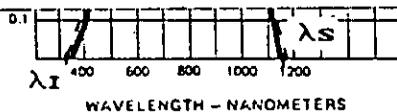


Fig. 5.16. - Courbe modélisée ( en traits pointillés ) de la sensibilité du photodétecteur

L'adjonction, à l'entrée du dispositif optique de réception, d'un filtre interférentiel centré sur la longueur d'onde du faisceau laser, permettrait de réduire de manière considérable l'intervalle  $\Delta\lambda$  de réponse du photodétecteur. Les filtres disponibles sur le marché offrent des largeurs de quelques dizaines de nanomètres à quelques nanomètres [61]. Si la "bande passante"  $\Delta\lambda$  du filtre est très étroite, il faudrait toutefois s'assurer d'une très grande stabilité de la longueur d'onde du faisceau émis.

Nous n'avons malheureusement pas pu disposer d'un tel filtre, eu égard à son coût.

#### 5.8.4. Courant de bruit généré par $I_s$

La valeur quadratique moyenne  $\overline{i_s^2}$  du courant de bruit généré par le flux parasite vaut ( cf par. 5.8.1 ) :

$$\overline{i_s^2} = 2e \cdot B_e \cdot I_s \quad ( 5.30 )$$

avec :

- e, charge élémentaire de l'électron;
- $B_e$ , Bande passante équivalente de bruit de la chaîne réceptrice.

$i_s^2$  devient en utilisant ( 5.28 ) :

$$\overline{i_s^2} = 2e \cdot B_e \cdot R_m \cdot P_s \quad ( 5.31 )$$

#### 5.8.5. Courant utile du photodétecteur

Le flux  $P_r$  reçu sur le photodétecteur produit un courant  $I_r$ , tel que :

$$I_r = P_r \cdot R_m \quad ( 5.32 )$$

#### 5.8.6. Expression du rapport signal sur bruit

En règle générale, le bruit prépondérant est celui que cause le

flux solaire parasite ( voir chap. 11 ), surtout en l'absence de filtre interférentiel. En faisant alors abstraction des autres sources de bruit, le rapport signal sur bruit du dispositif de mesure, noté S/B, s'exprime par :

$$S/B = \frac{I_r^2}{i_s^2} \quad ( 5.33 )$$

où  $I_r$  et  $i_s^2$  sont donnés respectivement par les relations ( 5.31 ) et ( 5.32 ). On a alors :

$$S/B = \frac{P_r^2 \cdot R_m}{2e \cdot B_e \cdot P_s} \quad ( 5.34 )$$

### 5.8.7. Choix de la lentille de réception

Faisons apparaître dans l'expression de S/B, en utilisant les formules ( 5.13 ) et ( 5.29 ), uniquement les variables relatives aux caractéristiques géométriques de la lentille de réception :

$$S/B = K \cdot A_r \cdot f_r^2 \quad ( 5.35 )$$

Rappelons que  $A_r$  est l'aire de la lentille de réception,  $f_r$  sa distance focale. Le facteur K symbolise une constante qui regroupe tous les autres termes. On voit alors l'intérêt de travailler avec une lentille à diamètre important et de distance focale élevée.

Concernant la lentille réceptrice, notre choix s'est porté sur un condenseur. Il s'agit d'une catégorie particulière de lentille spécialement utilisée en réception, qui est optimisée en vue d'une collecte du flux la plus efficiente possible [54]. Le modèle retenu est le 01 LAG 125 de Melles Griot, de paramètres :

diamètre  $D_r = 50$  mm ; distance focale  $f_r = 38.5$  mm.

### 5.8.8. Détermination du signal utile minimal reçu et du signal indésirable capté

#### A ) Signal utile minimal reçu

C'est la quantité de flux, notée  $P_{rm}$ , recueillie en se plaçant

dans les conditions les plus défavorables. Elle est calculée par le biais de la relation ( 5.13 ) gouvernant la puissance lumineuse collectée  $P_r$  en fonction de la distance  $R$ , en fixant :

- $R = 10$  m, distance correspondant à la portée maximale;
- $\rho = 0.1$ , valeur minimale, approximativement, de la réflectivité des cibles courantes ( cf annexe A ).

Les valeurs des autres paramètres nécessaires à l'établissement de  $P_{rm}$  sont rassemblées au sein du tableau ( 5.3 ) qui résume les caractéristiques optiques du dispositif.

Nous obtenons alors :

$$P_{rm} \approx 0.7 \mu W$$

#### B ) Signal indésirable $P_s$

Il est régi par la relation ( 5.29 ) et son calcul donne :

$$P_s \approx 150 \mu W$$

### 5.9. Risques liés à l'utilisation du télémètre laser

#### 5.9.1. Introduction

La manipulation des sources laser n'est pas sans danger. La forte densité d'énergie véhiculée par un faisceau laser, fût-il de faible puissance, peut provoquer de graves brûlures sur la peau, voire, en cas d'impact sur la cornée de l'oeil, une perte définitive de la vision. Il est donc important, pour l'utilisateur manoeuvrant le télémètre laser et pour toute personne évoluant à proximité du faisceau et qui souhaitent opérer en toute sécurité, de connaître les risques liés à son utilisation.

#### 5.9.2. Exposition maximale permise

L'exposition maximale permise (EMP), établie par la Commission Electrotechnique Internationale, nous indique la valeur maximale de l'éclairement énergétique auquel peut être soumis, sans danger, un individu quand il est frappé par un faisceau laser.

Tableau 5.3. - Résumé des caractéristiques optiques du télémètre

caractéristiques	valeur
Disposition de l'optique	Parallèle
Type de la cible	Diffuseur de Lambert
Puissance émise par la diode laser ( cf Chap.7,Par.7.7 ), $P_e$	2 W
Puissance transmise par la diode laser, $P_t$	1.27 W
Longueur d'onde du faisceau émis, $\lambda_e$	904 nm
Diamètre de la lentille d'émission, $D_e$	18.5 mm
Focale de la lentille d'émission, $f_e$	30 mm
Transmission de la lentille d'émission, $T_e$	0.91
Divergence du faisceau émis, $\theta_a$	2.54 rd
Diamètre de la lentille de réception, $D_r$	50 mm
Focale de la lentille de réception, $f_r$	38.5 mm
Transmission de la lentille de réception, $T_r$	0.91
Largeur spectrale de la réponse du photodétecteur, $\Delta\lambda$	800 nm
Sensibilité à 904 nm du photodétecteur, $R_m$	0.53 $\mu\text{A}/\mu\text{W}$
Diamètre de la surface active du photodétecteur, $D_a$	2.3 mm <sup>2</sup>
Angle solide de vision du photodétecteur, $\Omega_c$	0.0014 str

Pour un faisceau direct, monochromatique, mono-impulsion et si la longueur d'onde du faisceau appartient à l'intervalle 700-1050 nm, avec une durée d'exposition comprise entre  $10^{-9}$  et  $10^{-7}$  s, l'EMP ( au niveau de la cornée ) se formule par [2]:

$$5.10^{-9} \cdot C_4 \quad \text{J.m}^{-2} \quad ( 5.36 )$$

où  $C_4$  est un paramètre qui s'exprime selon la relation :

$$C_4 = 10^{(\lambda - 700)/500} \quad ( 5.37 )$$

$\lambda$  symbolisant la longueur d'onde du faisceau laser.

Si l'exposition au faisceau laser est répétitive et lorsque la durée de l'impulsion laser est inférieure à  $10^{-5}$  s ( elle vaut dans notre cas approximativement  $100.10^{-9}$  s ), la fréquence de répétition étant supérieure à 278 Hz ( elle a été choisie dans notre cas proche de 1kHz ), l'EMP définie précédemment doit être multipliée par un terme, noté  $C_5$ , tel que [2]:

$$C_5 = 0.06$$

A la longueur d'onde (  $\lambda = 904$  nm ) à laquelle nous opérons, on trouve une EMP, notée  $M_{\max}$ , qui s'élève à :

$$M_{\max} = 75.10^{-5} \text{ J.m}^{-2}$$

### 5.9.3. Distance minimale de sécurité

L'éclairement énergétique à la distance R, noté  $M_R$ , du faisceau laser, s'exprime par :

$$M_R = \frac{P_t \cdot \tau_e}{S_R} \quad ( 5.38 )$$

avec :

- $P_t$ , puissance transmise (  $P_t \approx 2\text{W}$  );
- $\tau_e$ , durée de l'impulsion transmise (  $\tau_e \approx 100$  ns );
- $S_R$ , surface du faisceau laser à la distance R.

$P_{t.e}$  représente donc l'énergie transmise.

$S_R$  se formule :

$$S_R \approx \frac{\pi.(D_e + \theta_a.R)^2}{4} \quad ( 5.39 )$$

avec :

- $D_e$ , diamètre du faisceau au sortir de la lentille d'émission ( $D_e = 1.85$  cm );
- $\theta_a$ , divergence du faisceau ( $\theta_a \approx 3.10^{-3}$  rd );
- $R$ , distance entre la source laser et l'oeil.

Le télémètre est sans danger si :

$$M_R < M_{max} \quad ( 5.40 )$$

C'est à dire si :

$$\frac{4.P_{t.e}}{\pi.(D_e + \theta_a.R)^2} < M_{max} \quad ( 5.41 )$$

Tout calcul fait, on trouve que  $R$  doit vérifier la relation :

$$D_e + 3.10^{-3} R > 0.0184 \text{ m} \quad ( 5.42 )$$

Comme dans notre cas cette relation est toujours satisfaite ( $D_e = 0.0185$  m ), nous pouvons donc en conclure que le faisceau ne présente aucun danger.

## **CHAPITRE 6**

### **DISPOSITIFS DE COMMANDE DES DIODES LASER EN MODE PULSE**

## CHAPITRE 6

### DISPOSITIFS DE COMMANDE DES DIODES LASER EN MODE PULSE

#### 6.1. Introduction

A la lumière des caractéristiques de la diode laser utilisée, nous examinons différents moyens de commande possibles et fixons notre choix sur une solution particulière qui constituera le dispositif d'excitation de la diode laser.

#### 6.2. Caractéristiques de la diode laser utilisée

##### 6.2.1. Facteur de régime

La diode laser équipant notre émetteur est la LD 61 de LASER DIODE Inc. Elle opère en mode pulsé selon un facteur de régime  $F$  (appelé aussi rapport cyclique) défini comme le quotient de la durée  $T_I$  de l'impulsion lumineuse (ou durée d'excitation) au temps  $T_P$  de pause du cycle de commande qui s'étale sur une période  $T$  (fig. 6.1) :

$$F = \frac{T_I}{T_P} \quad (6.1)$$

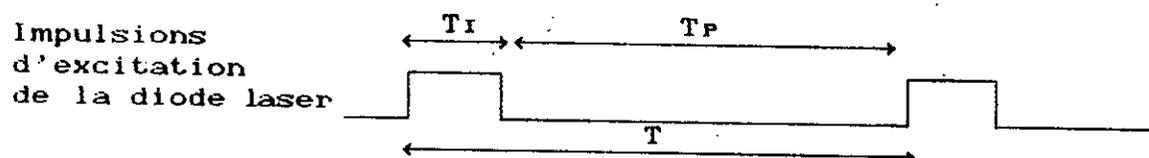


Fig. 6.1. - Impulsions de commande de la diode laser

Le fabricant indique un facteur de régime maximum  $F_{max}$  de 0.1 % pour une largeur d'impulsion maximum de 200 ns.

Il est important de noter que les caractéristiques de la diode laser, le courant de seuil en particulier, sont sensibles aux variations de température que supporte sa zone active.

On peut quantifier l'échauffement subi par la diode laser, lors du passage du courant d'excitation  $I$ , en fonction du facteur de

régime F, par [17] :

$$T_j - T_a = R_{th} \cdot F \cdot V \cdot I \quad ( 6.2 )$$

avec :

- $T_j$ , température de la jonction;
- $T_a$ , température ambiante;
- $R_{th}$ , résistance thermique de la diode laser;
- $V$ , tension aux bornes de la diode.

Le fabricant, dans la fiche technique du composant, n'indique pas la valeur de  $R_{th}$ . Cependant, diverses sources bibliographiques attribuent à ce type de diode laser une résistance thermique  $R_{th}$  de l'ordre de  $40^\circ\text{C}/\text{W}$  [17], [64]. C'est cette valeur que nous adopterons.

La figure ( 6.2 ) reproduit les courbes de la puissance crête relative en fonction de la fréquence de répétition  $f_R$  ( $f_R = 1/T$ ) pour différentes largeurs des impulsions d'excitation de la diode laser.

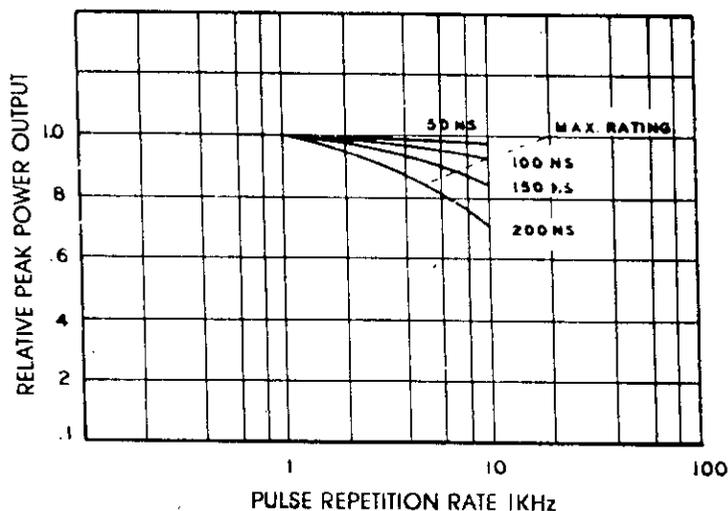


Fig. 6.2. - Courbes de la puissance crête émise relative en fonction du taux de répétition pour différentes valeurs de la durée des impulsions d'excitation

Le tableau donné ci-après indique les paramètres caractéristiques essentiels de notre diode laser.

Tableau 6.1. - Principaux paramètres caractéristiques de la LD 6

Paramètre	Valeur
Puissance crête maximum ( fig. 6.3 du flux émis ( $I = I_{FM}$ ) à 25°C, $P_{OM}$	3 W
Courant de seuil, $I_{TH}$ ( fig. 6.3 )	4 A
Courant maximum, $I_{FM}$	10 A
Longueur d'onde typique d'émission, $\lambda_e$	904 nm
Largeur spectrale maximum, $\Delta\lambda_e$ ( fig. 6.4 )	7 nm
Durée maximum de l'impulsion d'excitation, $T_{max}$	200 ns
Facteur de régime maximum, $F_{max}$	0.1 %
Température de fonctionnement, $T_F$	-50°C < $T_F$ < 60°C
Temps de montée typique, $t_{dr}$	0.5 ns
Dimensions ( a x b ) de la fenêtre d'émission ( fig. 6.5 )	76.2 $\mu\text{m}$ x 2 $\mu\text{m}$
Etendue du faisceau dans la direction normale à la jonction, $\theta_{\perp}$ ( fig. 6.5 )	40°
Etendue du faisceau dans la direction parallèle à la jonction, $\theta_{//}$ ( fig. 6.5 )	20°
Tension $V_{FM}$ aux bornes de la diode quand elle est parcourue par le courant $I_{FM} = 10$ A, $V_{FM}$	5 V
Tension $V_{fm}$ aux bornes de la diode quand elle est parcourue par un courant $I_{fm} = 50$ mA, $V_{fm}$	1.2 V

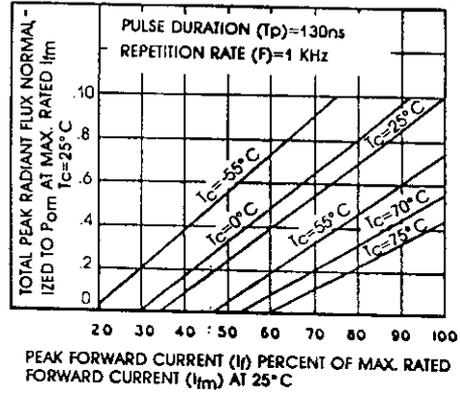
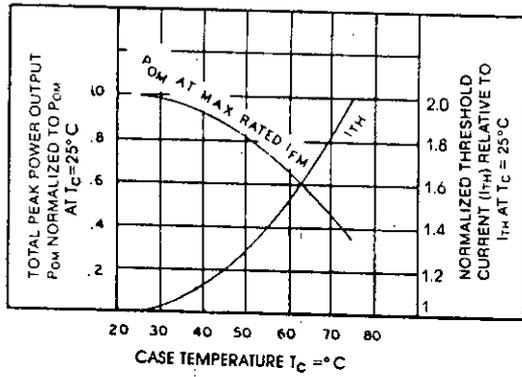


Fig. 6.3 - a) Puissance relative de sortie et courant de seuil en fonction de la température du boîtier  
 - b) Caractéristique puissance relative émise / Courant relatif injecté pour différentes températures du boîtier

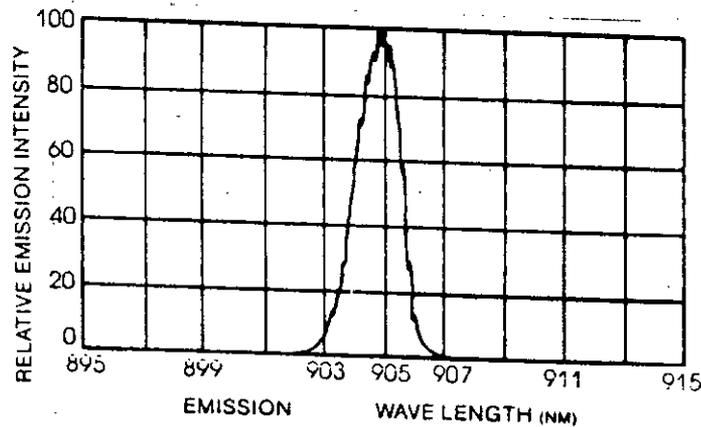


Fig. 6.4. - Puissance relative en fonction de la longueur d'onde

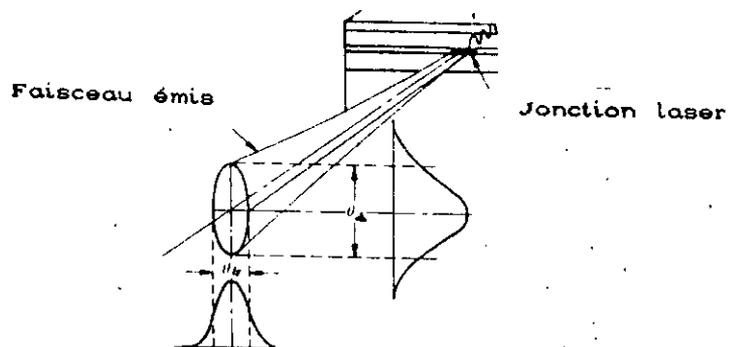


Fig. 6.5. - Faisceau laser à la sortie de la jonction

### 6.2.2. Caractéristique puissance émise / courant injecté

A partir des données du tableau ( 6.1 ), on peut construire la courbe de la puissance émise  $P_e$  par la diode laser en fonction du courant  $I$  injecté ( fig. 6.6 ).

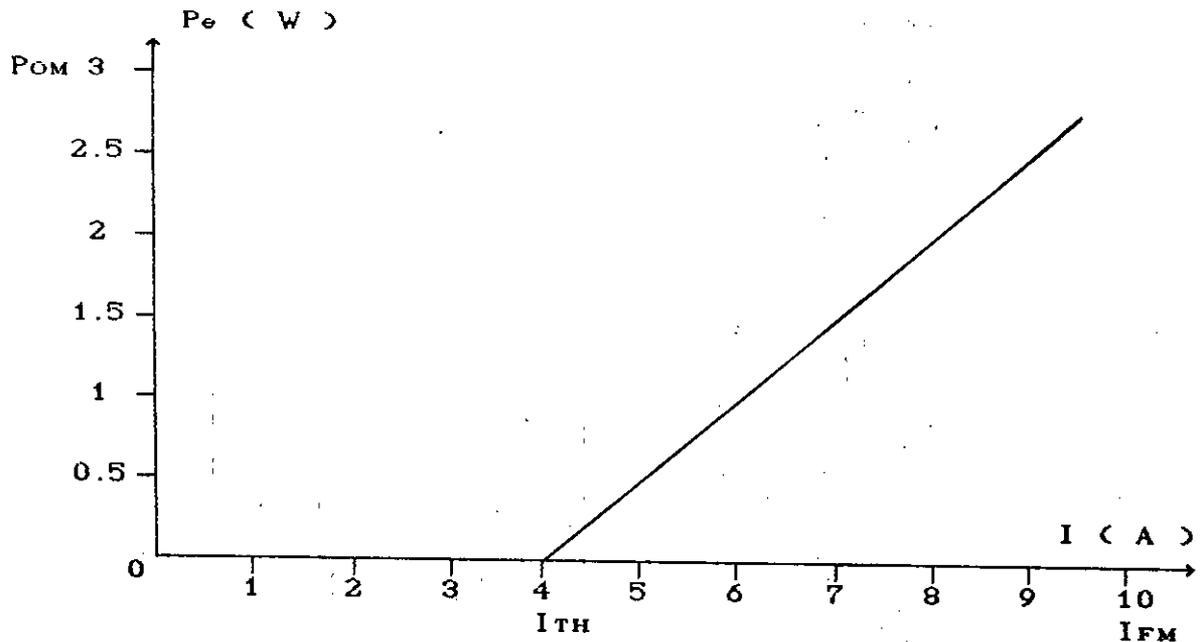


Fig. 6.6. - Caractéristique de puissance émise  $P_e$  en fonction du courant injecté  $I$  pour la diode laser LD 61 utilisée

### 6.2.3. Résistance dynamique de la diode laser

Notée  $R_z$ , elle se calcule par la relation :

$$R_z = \frac{V_{FM} - V_{fm}}{I_{FM} - I_{fm}} \quad ( 6.3 )$$

Avec :

- $V_{FM} = 5$  V, tension aux bornes de la diode laser lorsqu'elle est traversée par le courant  $I_{FM} = 10$  A;
- $V_{fm} = 1.2$  V, tension aux bornes de la diode laser quand elle est traversée par un courant  $I_{fm} = 50$  mA.

Tous calculs faits, on trouve :

$$R_z = 0.38 \Omega$$

### 6.3. Méthodes de commande des diodes laser pulsées

L'étude des caractéristiques de la diode laser montre qu'elle n'émet que si elle est parcourue par un courant relativement important ( plusieurs ampères ) et ce pendant un très court intervalle de temps. Nous avons donc envisagé trois dispositifs électroniques répondant à ce type de commande :

- le thyristor;
- le transistor bipolaire en régime d'avalanche;
- le transistor MOSFET de puissance.

#### 6.3.1. Commande par un thyristor

Il permet, en excitant la gâchette - la diode laser étant logée dans le circuit d'anode - de commuter des courants très élevés ( fig. 6.7 ) [64] mais pêche en général par une relative lenteur. On trouve cependant chez de nombreux fabricants des modèles de thyristor répondant avec l'extrême rapidité qu'exige la diode laser. Ils sont toutefois coûteux et peu répandus.

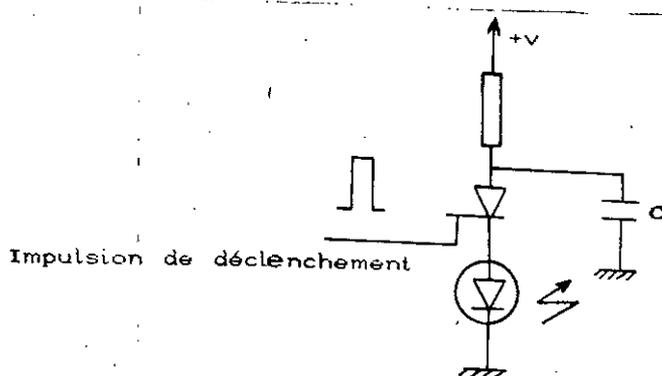
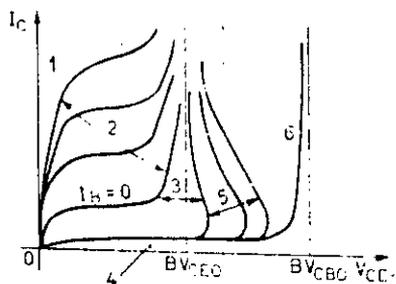


Fig.6.7.- Circuit de commande d'une diode laser par un thyristor

#### 6.3.2. Commande par un transistor en régime d'avalanche

##### 6.3.2.1. Principe de fonctionnement

En examinant les caractéristiques  $I_c = f(V_{CE})$  ( fig. 6.8 ) du courant collecteur  $I_c$  en fonction de la tension collecteur émetteur  $V_{CE}$  d'un transistor NPN monté en émetteur commun. Nous remarquons une zone où les courbes ont une pente négative : c'est la zone de fonctionnement en régime d'avalanche [65], [66], [67].



- Zone 1 : saturation
- Zone 2 : régime linéaire ; zone à courant constant s'étendant de la zone de saturation à la caractéristique à courant de base nul.
- Zone 3 : zone à tension constante.
- Zone 4 : le transistor est bloqué.
- Zone 5 : zone à résistance négative.

Zone 6 : zone de claquage de la diode collecteur-base.

Fig. 6.8. - Caractéristiques  $I_c = f(V_{ce})$  d'un transistor

Le schéma électrique usuel de commande d'une diode laser mettant en oeuvre le principe d'avalanche est tracé figure (6.9).

Au repos, le transistor polarisé au point  $BV_{CER}$  ( dépendant de la valeur de la résistance  $R_b$  ), situé entre les deux tensions d'avalanche  $BV_{CEO}$  et  $BV_{CBO}$ , est bloqué et aucun courant ne circule dans la jonction collecteur-émetteur.

Si on attaque la base par de courtes impulsions, le transistor entre en régime d'avalanche et devient momentanément conducteur; le courant le traversant, noté  $I$ , atteint très rapidement la valeur :

$$I = \frac{BV_{CER} - BV_{CEO}}{R_L} \quad ( 6.4 )$$

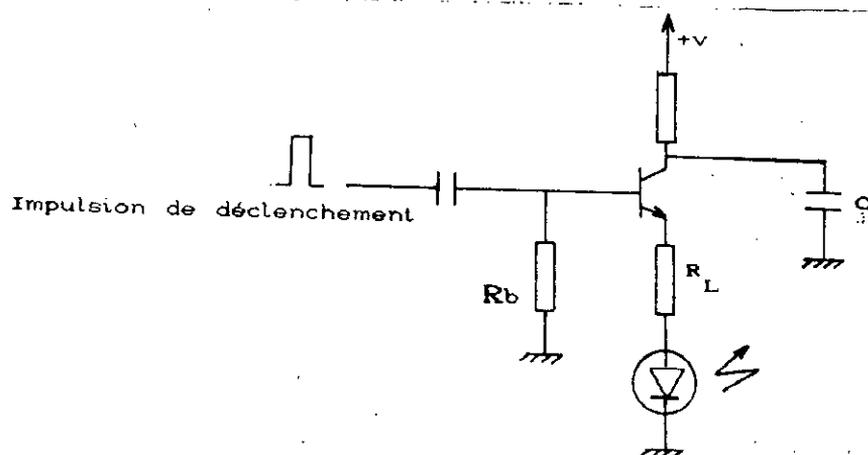


Fig. 6.9. - Commande d'une diode laser par un transistor en régime d'avalanche

La capacité C de stockage amorce alors une décharge avec la constante de temps RLC ( fig. 6.10 ).

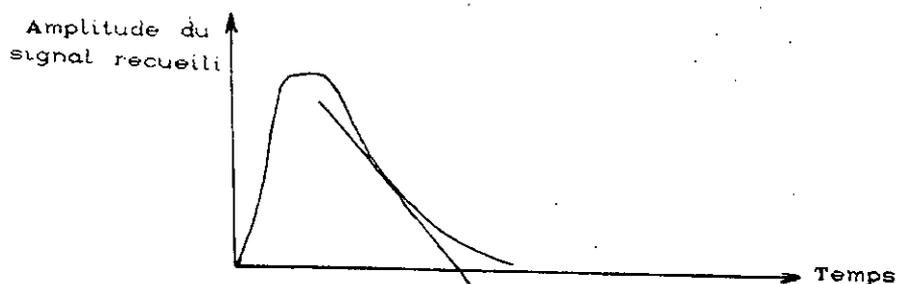


Fig. 6.10. - Forme du signal obtenu lors d'une commande par un transistor en régime d'avalanche

### 6.3.2.2. Discussion de la méthode

Les transistors utilisés sont du type à commutation rapide les plus courants : 2N 2222, 2N 3904 etc...

Le passage de l'état bloqué au régime d'avalanche se produit en quelques nanosecondes. Si la constante de temps RLC est du même ordre de grandeur, on peut obtenir des courants de plusieurs dizaines d'ampères à des fréquences de plusieurs centaines de kilohertz [68], [69], [70].

Quand l'impulsion de courant doit être assez longue, et afin d'en symétriser la forme, on remplace souvent la capacité C par une ligne à retard formée d'un câble coaxial [71] ou par une ligne micro-ruban [72] accordés à la charge.

Les valeurs des tensions d'avalanche sont de l'ordre d'une centaine de volts. Il faut donc, pour fixer le point de repos du transistor, prévoir une source d'alimentation élevée et de surcroît variable car il existe, d'un échantillon à l'autre d'une même référence de transistor, une très grande dispersion des paramètres caractéristiques d'avalanche.

Ajoutons que les constructeurs n'indiquent pas, sur les notices techniques des transistors, les paramètres d'avalanche.

Ces derniers sont mesurés à l'aide d'un traceur de courbes caractéristiques [66], [67], ou en excitant la base du transistor à l'aide d'impulsions de déclenchement, par essais successifs sur la tension d'alimentation et la valeur  $R_b$  de la résistance de base [71].

Le niveau et la durée adéquats de l'impulsion de déclenchement doivent eux aussi être soumis à une recherche empirique.

Malgré la relative difficulté à établir ses paramètres caractéristiques, le transistor en régime d'avalanche constitue une solution attrayante lorsqu'on souhaite disposer d'impulsions de courant de forte intensité pendant la durée la plus courte possible.

### 6.3.3. Commande par MOSFET de puissance

Les MOSFET - Metal Oxide Semi-conductor Field Effect Transistor - sont des transistors à effet de champ à grille ( gate dans la terminologie anglo-saxonne ) isolée.

La variété de MOSFET dont nous ferons état ici est celle dite à enrichissement seul ( Enhancement Mode ) à canal N [73].

#### 6.3.3.1. Principe de fonctionnement

La charge - une diode laser en l'occurrence - est placée, en série avec une résistance  $R_L$  de limitation de courant, dans le circuit de drain d'un MOSFET alimenté sous une tension  $V_{DD}$  ( fig. 6.11 ) [73].

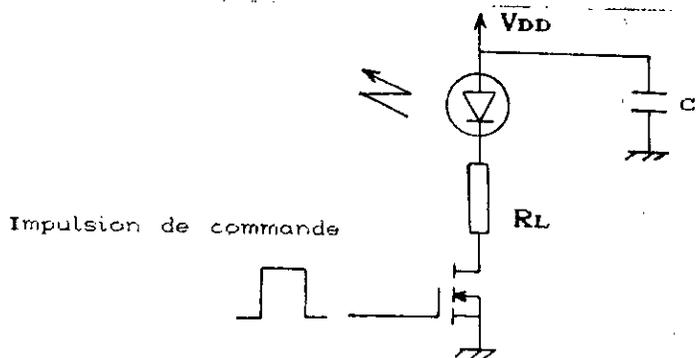


Fig. 6.11. - Commande d'une diode laser par un MOSFET

Tant que la différence de potentiel  $V_{GS}$ , appliquée entre le gate et la source du MOSFET, est inférieure à sa tension de seuil  $V_{GS(th)}$ , le transistor reste bloqué et supporte sur son drain le potentiel d'alimentation  $V_{DD}$ . Quand la tension d'entrée dépasse  $V_{GS(th)}$ , il devient conducteur et est traversé par un courant  $I_D$  qui s'écrit :

$$I_D = g_{fs} \cdot (V_{GS} - V_{GS(th)}) \quad ( 6.5 )$$

où  $g_{fs}$  est la transconductance du MOSFET. Le transistor fonctionne alors en régime linéaire.

Si  $V_{GS}$  est telle que :

$$V_{GS} > V_{GS(th)} + \frac{I_D}{g_{fs}} \quad ( 6.6 )$$

le transistor travaille en régime de saturation et est équivalent à une résistance notée  $R_{DS(on)}$ .

Le courant de saturation  $I_{D(S)}$  circulant dans le MOSFET peut alors s'écrire :

$$I_{D(S)} = \frac{V_{DD}}{R_L + R_{DS(on)} + R_Z} \quad ( 6.7 )$$

$R_Z$  représentant la résistance dynamique de la diode laser.

Le principe de la commande consiste donc à attaquer la grille du MOSFET par des créneaux de tension qui successivement saturent et bloquent le composant, générant ainsi, au niveau du circuit drain, les impulsions de courant aptes à exciter la diode laser.

#### 6.3.3.2. Discussion de la méthode

Les courants importants ( plusieurs ampères ) et les tensions élevées ( une centaine de volts, voire même davantage ) qu'ils autorisent, conjugués à une très grande vitesse de fonctionnement ( de l'ordre d'une dizaine de nanosecondes ) et à leurs prix abordables, classent avantageusement les MOSFET ( comparativement aux transistors bipolaires de puissance ou aux thyristors ) dans les applications à commutation rapide de forts courants et en particulier pour la commande des diodes laser.

#### 6.3.4. Conclusion

Les impulsions de courant les plus brèves sont obtenues par le biais de transistors utilisés en régime d'avalanche dont il faut au préalable déterminer expérimentalement les caractéristiques d'avalanche. Cependant, lorsque la largeur maximale des impulsions à produire n'est pas critique, une commande au moyen de MOSFET, plus aisée à mettre en oeuvre, facilement reproductible et assurant des temps de commutation compatibles avec la durée de

fonctionnement imposée aux diodes laser, semble toute désignée.  
C'est la solution que nous avons adoptée.

**DEUXIEME PARTIE**

**REALISATION PRATIQUE**

## **CHAPITRE 7**

### **CIRCUIT EMETTEUR DU TELEMETRE**

## CHAPITRE 7

### CIRCUIT EMETTEUR DU TELEMETRE

#### 7.1. Introduction

Le composant principal de commande de la diode laser est un MOSFET de puissance ( à enrichissement seul et canal N ) référencé IRF 510. Fabriqué à l'origine par INTERNATIONAL RECTIFIER, il fait actuellement l'objet de nombreuses secondes sources.

Après un exposé des caractéristiques principales de l'IRF 510 et la détermination des différents paramètres assurant la commande de la diode laser, nous décrirons le circuit électronique conçu pour piloter le MOSFET sélectionné.

#### 7.2. Paramètres caractéristiques de l'IRF 510

Le tableau ci-après indique les valeurs maximales de certains paramètres de l'IRF 510 à 25°C [74].

Tableau 7.1. - Valeurs maximum de paramètres de l'IRF510

Paramètre	Valeur maximum
Tension drain-source, $V_{DS}$	100 V
Tension gate-source, $V_{GS}$	$\pm 20$ V
Courant de drain en régime continu, $I_D$	4 A
Courant de drain en régime pulsé, $I_{DM}$ pour une impulsion de 10 $\mu$ S et avec $V_{DS}$ valant 100 V	16 A
Puissance dissipable, $P_D$	20 W

### 7.2.1. Choix du courant d'excitation de la diode laser

Compte tenu de la dispersion des paramètres  $R_{DS(on)}$  du MOSFET et  $R_z$  de la diode laser, résistances fixant, en association avec  $R_L$ , le courant d'excitation de la diode laser ( cf chap. 6, par. 6.2.3 ), nous avons choisi d'opérer avec un courant de drain, noté  $I_{DL}$ , de 8 A, valeur inférieure au courant maximum de 10 A admissible de la diode laser ( cf chap. 6, par. 6.2 )

L'intensité de 8 A correspond à une puissance lumineuse émise par la diode laser de 2 W ( cf chap. 6, par. 6.1 )

### 7.3. Détermination de la tension de commande du MOSFET

La figure ( 7.1 ) illustre l'évolution de la transconductance  $g_{fs}$  typique en fonction du courant de drain  $I_D$ . La pente de variation de  $g_{fs}$  avec  $I_D$ , mesurée sur la courbe typique à 25°C, supposée linéaire entre 2 A et 8 A, est approximativement de 40 mS/A.

La notice technique de l'IRF 510 indique une transconductance  $g_{fs}$  minimum de 1 S à  $I_D = 2$  A. Rapportée à  $I_{DL} = 8$  A, selon la pente définie ci-avant, elle avoisine alors 1.24 S.

La tension de seuil de l'IRF 510 varie d'un échantillon à l'autre entre un minimum de 2 V et un maximum de 4 V.

La tension  $V_{GS}$  de mise en saturation du MOSFET doit vérifier la relation ( cf chap. 6, par. 6.3.3 ) :

$$V_{GS} > V_{GS(th)max} + \frac{I_{DL}}{(g_{fs})_{min}} \quad ( 7.1 )$$

où :

$V_{GS(th)max} = 4$  V, tension de seuil maximum de la série IRF 510;

$I_{DL} = 8$  A, courant de drain d'excitation de la diode laser;

$(g_{fs})_{min} = 1.24$  S, transconductance minimum à  $I_D = I_{DL} = 8$  A.

Il s'ensuit :

$$V_{GS} > 10.5 \text{ V}$$

Nous prendrons  $V_{GS} = 11$  V. Cette valeur particulière sera notée  $V_{GSL}$ .

Notons que, connaissant la valeur de la tension de seuil minimum de conduction de toute la série IRF 510 fournie par le fabricant, il serait possible en polarisant au préalable la grille du MOSFET de diminuer d'autant la tension  $V_{GS}$  de commande.

#### 7.4. Détermination de la résistance de saturation du MOSFET

La résistance de saturation  $R_{DS(on)}$  maximum - à  $V_{GS} = 10$  V et avec  $I_D = 2$  A - est, d'après la fiche technique du composant, égale à  $0.6 \Omega$ .

L'évolution de la valeur typique de  $R_{DS(on)}$  en fonction de  $I_D$  et pour différentes valeur de  $V_{GS}$  est décrite figure ( 7.2 ).

A partir de la courbe ajoutée en pointillés et caractérisant l'évolution supposée de  $R_{DS(on)}$  à  $V_{GS} = 11$  V, on trouve une valeur typique de  $R_{DS(on)}$  à 8 A proche de  $0.7 \Omega$ . La résistance  $R_{DS(on)}$  maximum, notée  $R_{DS(on)max}$ , sera prise égale à  $0.8 \Omega$ .

La figure (7.3) reproduit la caractéristique de transfert typique de l'IRF 510.

#### 7.5. Temps de commutation de l'IRF 510

Le tableau qui suit mentionne les valeurs des différents temps de commutation de l'IRF 510.

Tableau 7.2. - Temps de commutation de l'IRF 510

Paramètre	Valeur		
	Minimum	typique	Maximum
Temps de retard à la fermeture	-	10 ns	20 ns
Temps de montée	-	15 ns	25 ns
Temps de retard à l'ouverture	-	15 ns	25 ns
Temps de descente	-	10 ns	20 ns

Ces valeurs sont stipulées lorsque le MOSFET est attaqué par un générateur de tension à résistance interne de  $25 \Omega$  et sous une tension d'alimentation de 50 V.

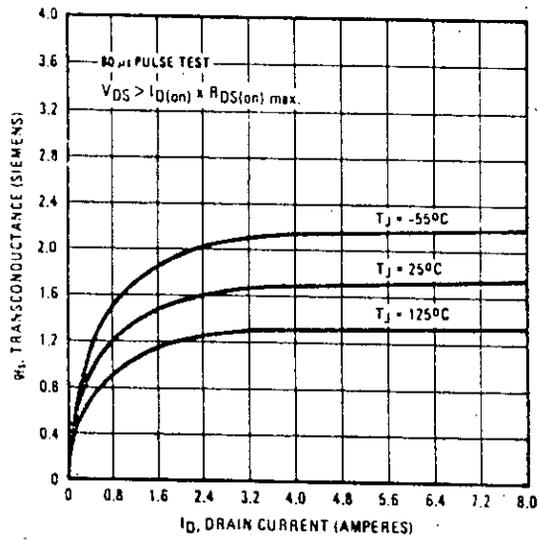


Fig. 7.1. - Transconductance  $g_{fs}$  typique en fonction du courant  $I_D$

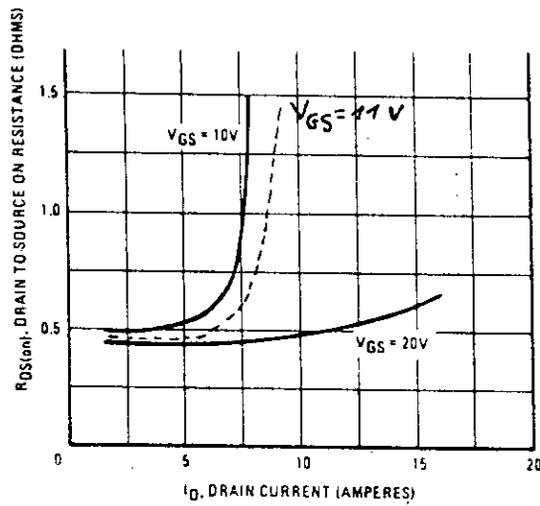


Fig. 7.2. - Variation de  $R_{DS(on)}$  avec  $I_D$  pour différents  $V_{GS}$

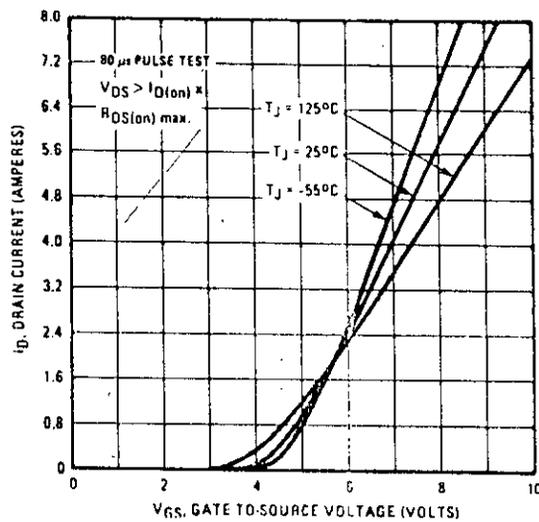


Fig. 7.3. - Caractéristique de transfert typique de l'IRF 510

En raison des capacités existant entre les électrodes du MOSFET ( fig. 7.4a ), la résistance interne du générateur d'attaque doit être d'autant plus petite que les durées de commutation requises sont faibles. Remarquons qu'il existe une dépendance de la valeur de ces capacités à l'égard de la tension drain-source  $V_{DS}$  appliquée ( fig. 7.4b ).

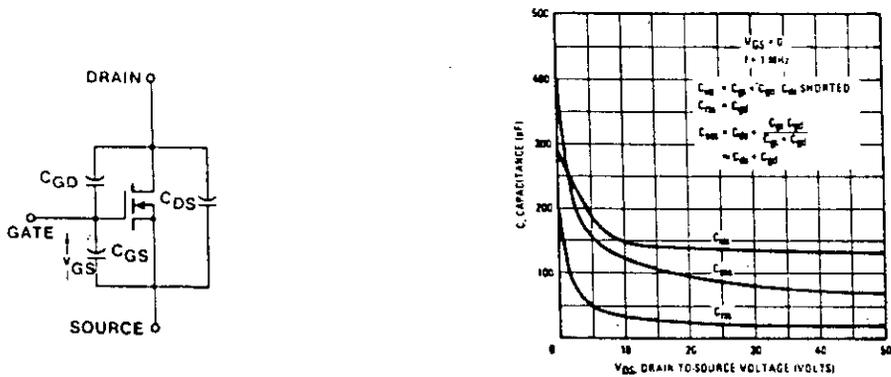


Fig. 7.4. - a) Capacités inter-électrodes du MOSFET  
 - b) Variation typique des capacités de l'IRF 510 avec  $V_{DS}$

### 7.6. Choix de la tension d'alimentation

Afin de minimiser l'influence des capacités inter-électrodes du MOSFET ( cf fig. 7.4b ), la tension de polarisation  $V_{DD}$  est fixée à 15 V. Tension à partir de laquelle les capacités  $C_{iss}$  et  $C_{oss}$  qui déterminent les temps de commutation du MOSFET [73] atteignent pratiquement leurs valeurs minimales typiques.

### 7.7. Détermination de la résistance $R_L$ de charge

D'après la relation ( 6.3 ), établie au chapitre (6) précédent, le courant  $I_{DL}$  d'excitation de la diode laser s'écrit :

$$I_{DL} = \frac{V_{DD}}{R_z + R_L + R_{DS(on)max}} \quad ( 7.2 )$$

Les paramètres  $I_{DL}$ ,  $V_{DD}$ ,  $R_z$ ,  $R_{DS(on)max}$ , ayant été définis, il en découle  $R_L$ . Nous trouvons  $R_L = 0.7 \Omega$ .

$R_L$  sera constituée de trois résistances de  $2.1 \Omega$  associées en parallèle. Configuration qui a en outre l'avantage de minimiser les inductances parasites.

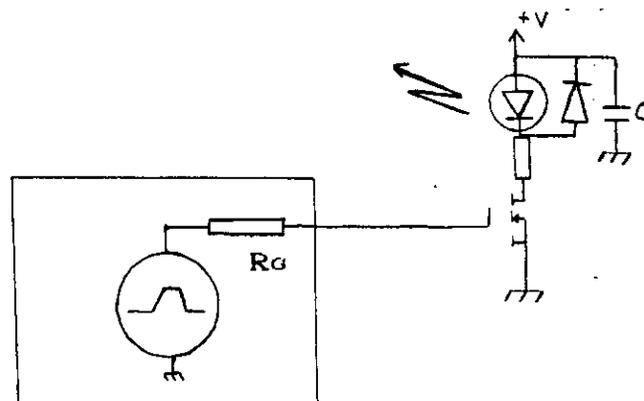
Le tableau suivant fournit la liste des paramètres, établis précédemment, entrant en jeu dans la commande du MOSFET et de la diode laser.

Tableau 7.3. - Paramètres du circuit de commande de la diode laser

Paramètre	Valeur
Tension d'attaque, $V_{GS}$	11 V
Courant d'excitation de drain, $I_{DL}$	8 A
Transconductance, $(g_{fs})_{min}$	1.24 S
Puissance lumineuse émise correspondant à $I_{DL}$ , $P_{DL}$	2 W
Résistance à l'état saturée du MOSFET, $R_{DS(on)max}$	0.8 $\Omega$
Résistance dynamique typique de la diode laser, $R_z$	0.38 $\Omega$
Résistance de charge, $R_L$	0.7 $\Omega$
Tension d'alimentation, $V_{DD}$	15 V

### 7.8. Circuit de commande de la diode laser

Le schéma de commande de notre diode laser est celui illustré figure ( 7.7 ).



Générateur équivalent de commande

Fig. 7.7. - Circuit de commande de la diode laser

### 7.8.1. Description du circuit de commande de la diode laser

Il est composé d'un générateur de tension, de résistance interne  $R_0$  la plus petite possible et capable de délivrer les impulsions courtes, à fronts rapides, d'amplitude  $V_{0SL}$ , qui activent le MOSFET.

Nous n'avons prévu aucun dispositif d'asservissement des paramètres de fonctionnement de la diode laser en fonction de la température. Alors, dans le but d'éviter tout échauffement, avec pour conséquence une possible dérive de certaines de ses caractéristiques, le taux de répétition  $f_R$  des impulsions d'excitation a été fixé relativement bas :

$$f_R \approx 500 \text{ Hz}$$

La largeur  $T_i$  des impulsions d'excitation de la diode laser est proche de 100 ns, ce qui conduit à un facteur de régime  $F$  valant :

$$F = 5.10^{-5}$$

Rappelons la relation ( 6.2 ) donnée au chapitre (6), exprimant l'échauffement, par rapport à la température ambiante  $T_a$ , de la zone active de la diode laser :

$$T_j - T_a = F.V.I.R_{th}$$

où  $T_j$  est la température de la jonction.  $V \approx 5 \text{ V}$  est la tension aux bornes de la diode laser quand elle est parcourue par le courant  $I$  d'excitation (  $I = I_{DL} = 8 \text{ A}$  ). Nous avons admis pour  $R_{th}$  la valeur de  $40^\circ\text{C/W}$  ( cf chap. 6, par. 6.1 ). Avec ces valeurs, l'échauffement de la diode laser est minime, et ses caractéristiques ne devraient pas subir de modifications notables.

Etant données les fortes intensités circulant dans le circuit drain et ce pendant une durée très courte, la moindre inductance parasite engendre une surtension pouvant être préjudiciable à la diode laser. Afin de pallier ce risque, elle est flanquée d'une diode tenant lieu de protection. Le modèle de diode choisie est une BAT 85, diode Schottky à commutation ultra-rapide [75].

On adjoint à la ligne d'alimentation du MOSFET un condensateur

C jouant le rôle de capacité réservoir et apte à fournir le courant de drain  $I_{DL}$  nécessaire.

## 7.9. Générateur de tension pilotant le MOSFET

### 7.9.1. Description du schéma synoptique

Chargé de créer les impulsions de hauteur  $V_{GSL}$  et de durée  $T_r$ , il obéit au schéma synoptique de la figure ( 7.8 ).

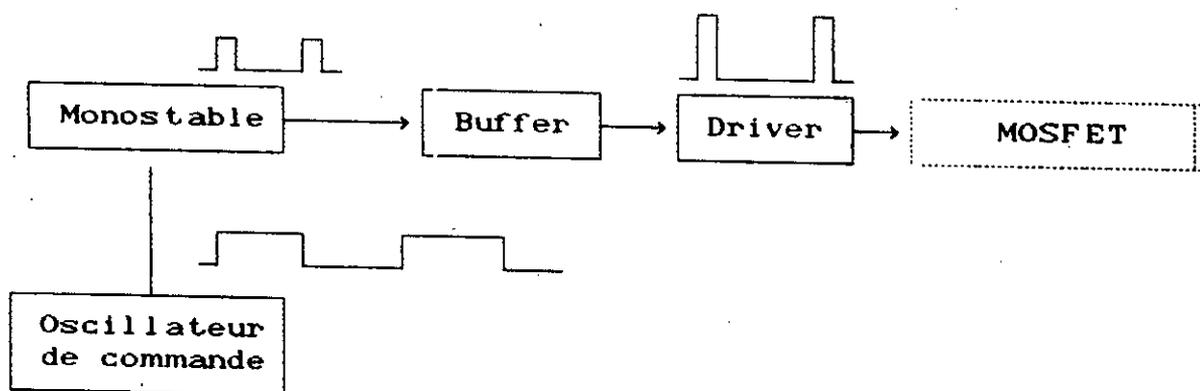


Fig. 7.8. - Schéma synoptique du générateur de commande de la diode laser.

Pendant la durée d'une séquence de mesure, l'oscillateur de commande fournit un signal carré qui déclenche périodiquement un monostable. Ce dernier donne naissance, au rythme de l'oscillateur à de courtes impulsions dont la durée est réglable entre 20 ns et 100 ns. Le courant débité par le circuit monostable étant insuffisant pour actionner le driver de MOSFET, nous avons recours à un circuit tampon intermédiaire ( le buffer ). L'impulsion issue du buffer commande alors l'étage driver constitué :

- d'un transistor travaillant en régime de commutation délivrant le niveau  $V_{GSL}$  requis;
- d'un étage abaisseur d'impédance assurant une attaque de la grille du MOSFET avec une faible résistance de sortie  $R_a$ .

### 7.9.2. Description du schéma électronique

Le circuit électronique correspondant au synoptique est donné figure ( 7.9 ).

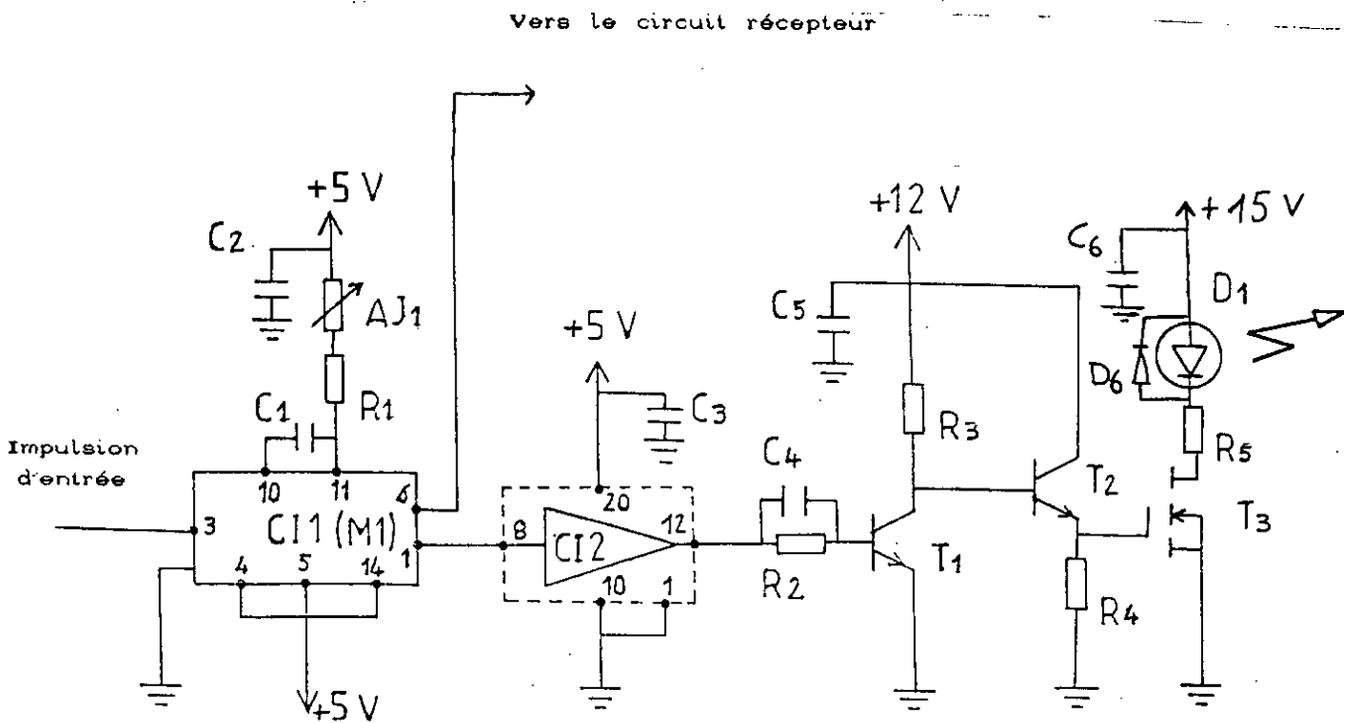


Fig. 7.9. - Schéma électronique du circuit émetteur

### 7.9.2.1. Le driver

Il est construit autour des transistors  $T_1$  et  $T_2$  alimentés par une tension  $V_{cc}$  de 12 V.

Au repos  $T_1$  est saturé et  $T_2$  ne conduit pas. Le MOSFET désigné par  $T_3$  est alors bloqué : la diode laser est inactive. Lorsqu'une impulsion, issue du monostable au travers du buffer, parvient sur la base de  $T_1$ , elle le bloque. On retrouve alors sur la grille de  $T_3$  un niveau de tension, à peu près 11 V ( tension d'alimentation moins la différence de potentiel base-émetteur  $V_{be}$  de  $T_2$  ), qui permet la mise en conduction du MOSFET.

Les deux transistors  $T_1$  et  $T_2$  sont des modèles à commutation ultra - rapide référencés 2N 2369 dont les caractéristiques principales sont indiquées dans le tableau ( 7.4 ) [76].

Tableau 7.4. - Caractéristiques principales du 2N 2369

Paramètre ( à 25 °C )	Valeur
Tension maximum collecteur émetteur	15 V
Courant de collecteur $I_c$ maximum en régime continu en mode pulsé ( impulsion de $10\mu s$ )	200 mA 500 mA
Puissance dissipée maximum	360 mW
Gain en courant minimum à : $I_c = 30$ mA et $V_{CE} = 0.4$ V $I_c = 100$ mA et $V_{CE} = 1$ V	30 20
Temps de retard à l'ouverture maximum, (typique)	12 ns (9 ns)
Temps de retard à la fermeture maximum, (typique)	18 ns (13 ns)
Temps de stockage maximum, (typique)	13 ns (6 ns)

La résistance  $R_4$  d'émetteur de  $T_2$  constitue la résistance de source de notre générateur de tension; elle a été fixée à  $50 \Omega$ .

La résistance  $R_3$  de collecteur de  $T_1$  vaut  $220 \Omega$ .

Au niveau actif, le courant traversant  $T_2$ , noté  $I_{c2}$ , est proche de  $220 \text{ mA}$ . A cette intensité, et à cause de la chute du gain en courant  $\beta_2$  de  $T_2$ , l'impédance d'entrée que présente  $T_2$  peut se révéler trop faible et charger excessivement l'étage de commutation situé en amont.

Si tel était le cas, nous suggérons plusieurs solutions :

1°) effectuer un tri de transistors 2N 2369 et choisir l'échantillon adéquat;

2°) réhausser, en proportion de la chute de tension éventuellement occasionnée par une mauvaise adaptation de résistances, le niveau de la tension d'alimentation de l'étage de commutation placé avant le suiveur. Une solution équivalente consiste à diminuer la valeur de la résistance de collecteur. Dans les deux cas, il faut ajuster en conséquence la puissance dissipable de la résistance de collecteur;

3°) remplacer le 2N 2369 constituant l'étage suiveur par un transistor offrant un gain en courant élevé même à intensité de collecteur importante. Citons, à titre d'exemple, dans la gamme UHF, les transistors : BFQ 68, BFQ 136, BFR 64 etc..[77];

4°) adopter, comme étage suiveur, une configuration dite à paire complémentaire [78],( fig. 7.10 ). Ce montage a l'avantage de permettre l'utilisation d'une résistance d'émetteur  $R_4$  plus élevée, tout en autorisant une faible impédance de sortie.

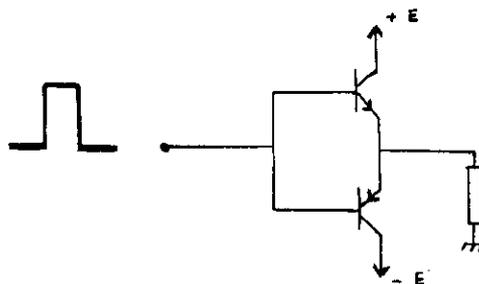


Fig.7.10.- Emetteur suiveur à paire complémentaire

La résistance  $R_2$  de base de  $T_1$ , découplée par un condensateur  $C_4$  d'accélération des temps de commutation, est calculée de façon à ne pas trop saturer le transistor.

### 7.9.2.2. Le buffer

Il est bâti à l'aide d'une des huit portes tampons que comprend le boîtier 74 S 244N, circuit intégré logique en technologie TTL Schottky. Il fournit, avec des durées de propagation et un temps de montée très faibles qui grèvent assez peu le temps de réponse global de notre montage, l'intensité nécessaire à la saturation du transistor  $T_1$ .

Le tableau ci-après reprend, d'après la notice technique du fabricant [79], ses caractéristiques essentielles.

Tableau 7.5. - Paramètres principaux du 74 S 244N

Paramètre	Valeur	
	Minimum	Maximum
Tension de sortie à l'état haut, $V_{OH}$	2.7 V	-
Courant de sortie à l'état haut, $I_{OH}$	-	- 15 mA
Temps de propagation de l'état bas à haut	2 ns	9 ns
Temps de propagation de l'état haut à bas	2 ns	9 ns

### 7.9.2.3. Le Monostable

Nous avons fait appel à une référence classique : le 74 121, monostable non redéclenchable à deux sorties complémentaires  $Q$  et  $\bar{Q}$  [79]. Le courant de sortie disponible à l'état haut est au plus de 400  $\mu A$ .

Trois broches d'entrées, dénommées A1, A2, B, combinées selon les besoins de l'utilisateur, assurent le déclenchement du monostable qui produit alors une impulsion dont la durée est le plus souvent fixée au moyen d'une résistance et d'un condensateur extérieurs reliés au boîtier du composant.

En l'absence de condensateur extérieur, et si on utilise la résistance de 2 k $\Omega$  intégrée au sein du composant, la plus petite largeur d'impulsion générée est typiquement de 30 ns avec un minimum de 20 ns et une valeur maximum de 50 ns.

La sortie  $\overline{Q}$  du monostable est utilisée pour la commande du circuit émetteur; la sortie Q sert de signal de déclenchement pour le signal de départ (voie start).

### 7.9.3. Temps de montée global du circuit émetteur

Soient les temps de montée des éléments constitutifs du circuit émetteur :

- $t_{rm}$  le temps de montée de l'impulsion générée par le monostable;
- $t_{rb}$  le temps de montée de l'impulsion à la sortie du buffer;
- $t_{rc}$  le temps de montée de l'étage de commutation;
- $t_{rM}$  le temps de montée du MOSFET.

On peut estimer le temps de montée global, noté  $t_I$ , de l'impulsion émise au moyen de la relation [80] :

$$t_I = \sqrt{t_{rm}^2 + t_{rb}^2 + t_{rc}^2 + t_{rM}^2} \quad (7.3)$$

Pour le calcul de  $t_I$ , nous adopterons les valeurs suivantes :

- $t_{rm} \approx 7$  ns, valeur correspondant au temps de montée moyen des boîtiers TTL LS [81];
- $t_{rb} \approx 3$  ns, valeur correspondant au temps de montée moyen des boîtiers TTL S [82];
- $t_{rc} \approx 9$  ns (valeur typique, voir tableau 7.4 );
- $t_{rM} \approx 15$  ns (valeur typique, voir tableau 7.2 ).

Nous trouvons alors :

$$t_{ri} \approx 19 \text{ ns}$$

**CHAPITRE 8**

**CHAINE AMPLIFICATRICE**

## CHAPITRE 8

### CHAINE AMPLIFICATRICE

#### 8.1. Introduction

Le signal que délivre la photodiode possède une amplitude trop faible pour être traité directement par le discriminateur à fraction constante ( cf chap. 9 ), il nous faut donc amplifier le signal détecté afin d'obtenir le niveau adéquat.

Les contraintes de rapidité et de résolution imposées à notre dispositif de mesure conduisent à réaliser un amplificateur à temps de montée très court ou, ce qui revient au même, à très large bande passante.

Dans la chaîne amplificatrice à concevoir, une attention toute particulière doit être accordée au premier étage amplificateur ou préamplificateur car c'est lui qui détermine le niveau de bruit de toute la chaîne amplificatrice.

#### 8.2. Le préamplificateur

La structure choisie est illustrée figure ( 8.1 ).

On reconnaît un amplificateur à contre-réaction courant-tension [83]. Une partie du courant de sortie est prélevée et la tension produite au travers d'une résistance de réaction  $R_f$  est réinjectée à l'entrée. L'étage à contre-réaction est terminé par un transistor monté en suiveur destiné à produire une faible résistance de sortie.

Les trois transistors constituant le préamplificateur sont des transistors du type UHF référencés BFR 90 [84]. La tension d'alimentation a été fixée à 12 V et la polarisation calculée de telle façon qu'elle assure aux transistors des fréquences de transitions élevées et de faibles capacités inter-électrodes (voir annexe B, par. B-1).

##### 8.2.1. Gain de transimpédance de l'étage préamplificateur

Si le montage est conçu convenablement, c'est la résistance  $R_f$  qui fixe le gain de transimpédance  $G_t$  de l'étage, gain défini comme le rapport de la tension de sortie  $V_s$  au courant  $I_s$  détecté par la photodiode et attaquant la base du premier transistor

( voir annexe B, par. B-2 ) :

$$G_t = \frac{V_s}{I_s} \quad ( 8.1 )$$

$$G_t = R_f \quad ( 8.2 )$$

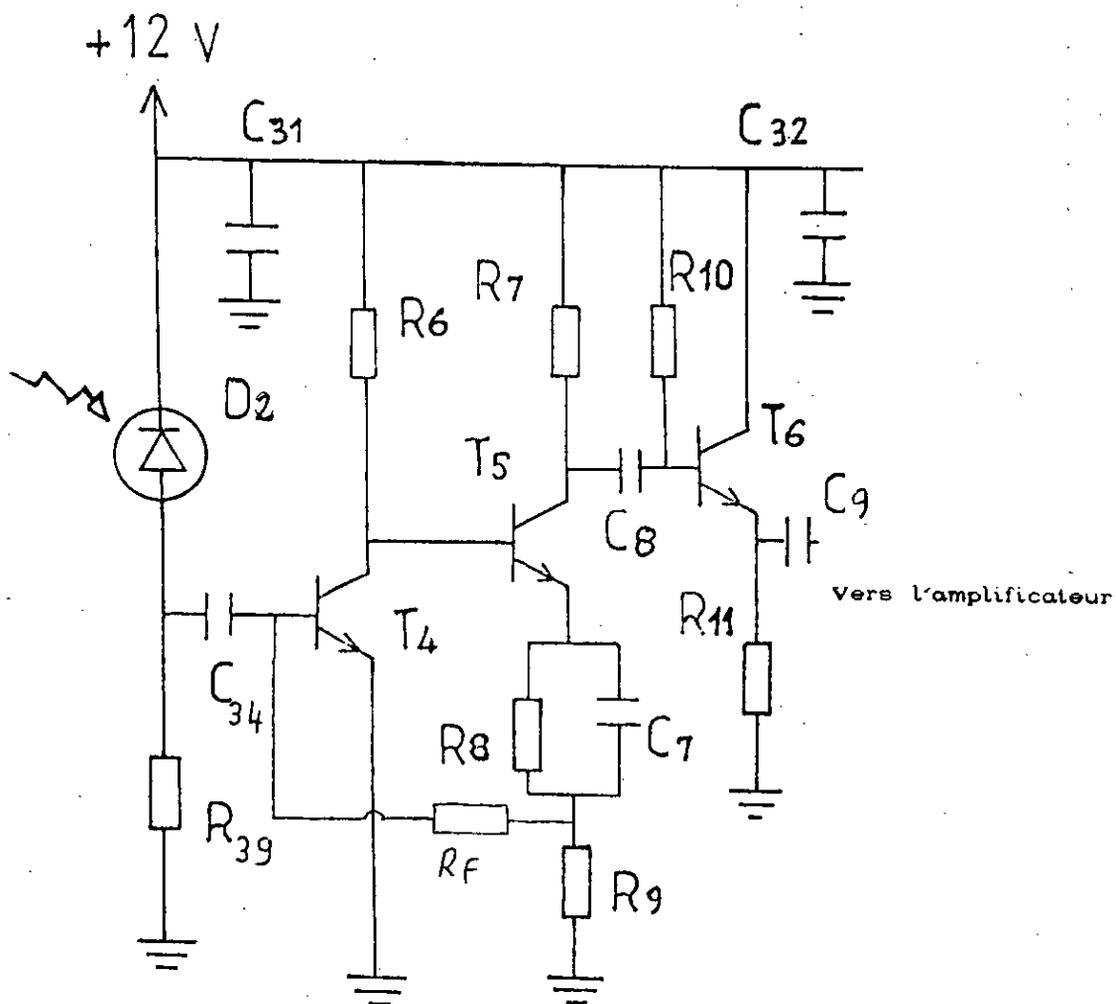


Fig. 8.1. - Schéma du préamplificateur

### 8.2.2. Bande passante du préamplificateur réalisé

La bande passante à - 3 dB de l'étage, notée  $B_p$ , s'exprime approximativement par (voir annexe B, par. B-3) :

$$B_p \approx \frac{1}{2\pi.R_f.(C_{bc} + C_f)} \quad ( 8.3 )$$

avec :

- $R_f$ , résistance de contre-réaction;
- $C_{bc} \approx 0.5$  pF, capacité entre base interne et collecteur de  $T_1$ ;
- $C_f \approx 0.5$  pF, capacité parasite de la résistance  $R_f$  de réaction.

Nous avons choisi une valeur de  $R_f$  sensiblement égale à  $6.8$  k $\Omega$ , ce qui, selon ( 8.1 ), conduit à un gain de transimpédance  $G_t$  de  $6.8$  mV/ $\mu$ A et d'après la relation ( 8.3 ) à une bande passante  $B_p$  qui vaut :

$$B_p \approx 23.5 \text{ MHz.}$$

### 8.3. Niveau de sortie du préamplificateur

La plus petite puissance lumineuse  $P_{rm}$  reçue sur la PIN vaut à peu près  $0.7$   $\mu$ W ( cf chap. 5, par. 5.8.8 ); elle génère un courant  $I_{rm}$  au niveau du photodétecteur, qui s'écrit :

$$I_{rm} = R_m.P_{rm} \quad ( 8.4 )$$

où  $R_m = 0.53$   $\mu$ A /  $\mu$ W est la sensibilité spectrale de la photodiode PIN ( cf chap.4, par. 4.7.1 ). Le niveau de tension minimum  $V_{sm}$  à la sortie du préamplificateur est alors :

$$V_{sm} = R_m.P_{rm}.R_f \quad ( 8.5 )$$

Avec les valeurs numériques définies précédemment,  $V_{sm}$  est proche de  $2.5$  mV.

L'attaque du discriminateur à fraction constante ( DFC ) doit s'opérer avec un niveau minimum de  $225$  mV (cf chap. 9, par. 9.3.2e ). Une amplification supplémentaire de  $40$  dB s'avère alors nécessaire

## 8.4. L'amplificateur auxiliaire

### 8.4.1. Le circuit intégré NE 592

Notre amplificateur est élaboré au moyen d'un circuit intégré référencé NE 592 [85]. Le NE 592 est un amplificateur avec entrées et sorties différentielles, de faible coût et capable de fournir un gain en tension relativement important avec une bande passante élevée. La figure ( 8.4 ) montre son schéma interne dans la version à huit broches que nous avons utilisée.

Le gain peut être fixé définitivement par un câblage approprié des broches du circuit. Cette configuration ( dénommée gain 1 ) prodigue une valeur typique du gain ( à sortie unique ) en tension de 100 avec une bande passante typique à - 3 dB proche de 90 MHz.

Une version à 14 broches du NE 592 autorise une configuration supplémentaire dénommée gain 2; elle produit une valeur typique du gain en tension de 50 avec une bande passante typique de 90 MHz.

Il est aussi possible ( dans les deux versions du circuit ) de rendre le gain variable à l'aide d'une résistance, notée RADJ, connectée entre deux pattes réservées à cet effet. Les figures ( 8.5 ) et ( 8.6 ) nous montrent, respectivement, la variation des différents gains avec la fréquence et l'évolution du gain en fonction de la valeur de la résistance RADJ.

Précisons que les courbes données sont stipulées lorsque le circuit est alimenté sous 6 V et - 6 V. Un choix différent de ces tensions modifie le gain selon les courbes de la figure ( 8.7 ).

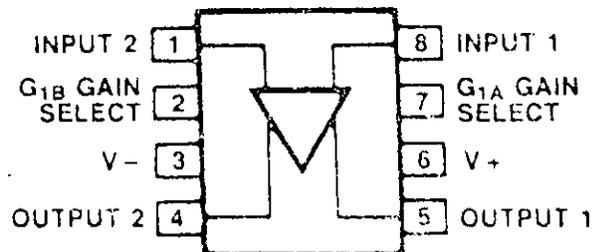


Fig. 8.4. - Schéma interne du NE 592

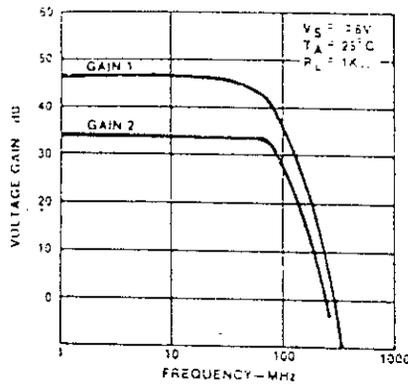


Fig. 8.5. - Variation des configurations gain 1 et gain 2 avec la fréquence

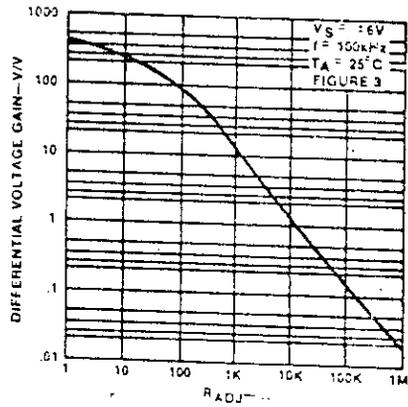


Fig. 8.6. - Variation du gain avec RADJ

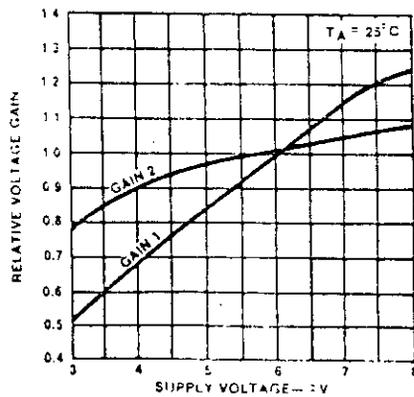


Fig. 8.7. - Variation du gain avec la tension d'alimentation

Ajoutons que câblé en gain 1, le NE 592 présente une résistance d'entrée typique de 4 k $\Omega$  et une résistance typique de sortie de 20  $\Omega$  qui peut s'avérer trop élevée pour la résistance d'entrée du DFC ( cf chap. 9, par. 9.3.2g ).

#### 8.4.2. Schéma adopté pour l'amplificateur auxiliaire

Notre dispositif amplificateur auxiliaire placé à la suite du préamplificateur comprend (fig. 8.8) un NE 592, alimenté en 6.2 V et - 6.2 V, et dont le gain est rendu variable par l'intermédiaire d'une résistance ajustable AJ2. Il doit nous fournir un gain de 40 db avec une bande passante, notée Ba, approximative de 90 MHz. En aval du NE 592 figure un étage suiveur destiné à abaisser la résistance de sortie du circuit.

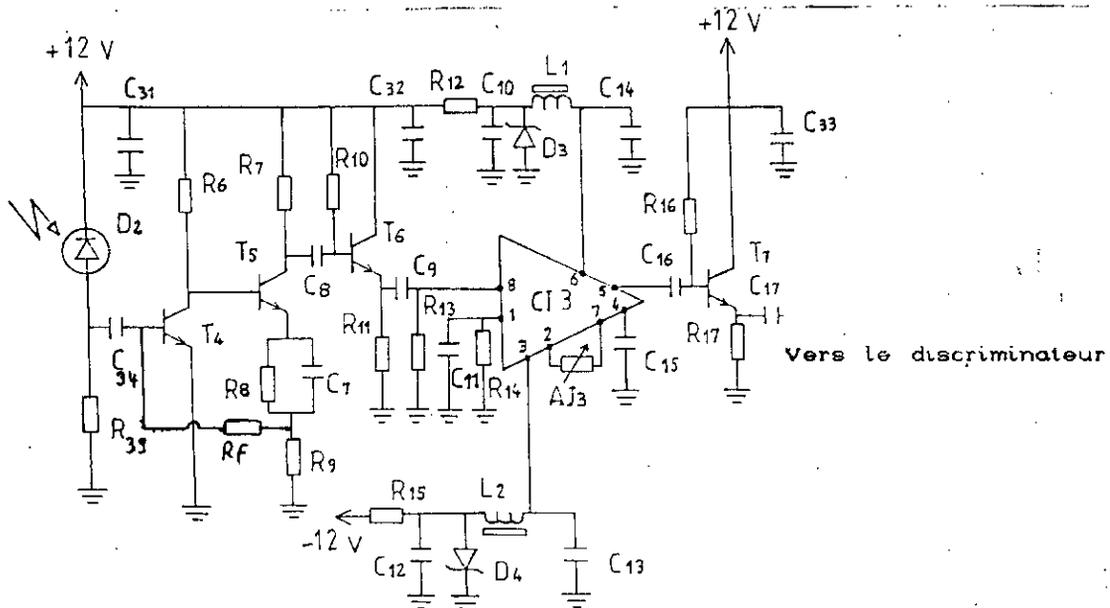


Fig. 8.8. - Schéma de la chaîne d'amplification

#### 8.5. Calcul de la bande passante de la chaîne amplificatrice

Soient  $t_{rp}$  et  $t_{ra}$  les temps de montée de 10 à 90% respectivement du préamplificateur et de l'étage amplificateur, et soit  $B_c$  la bande passante ( à - 3 dB ) de la chaîne amplificatrice. Le temps de montée global  $t_{rc}$  de la chaîne d'amplification peut s'exprimer approximativement par [80] :

$$t_{rc} \approx \sqrt{t_{rp}^2 + t_{ra}^2} \quad ( 8.6 )$$

Les temps de montée du préamplificateur, de l'amplificateur et de la chaîne amplificatrice sont reliés à leurs bandes passantes respectives  $B_p$ ,  $B_a$  et  $B_c$  par les relations [80] :

$$t_{rp} \approx \frac{0.35}{B_p} = 15 \text{ ns} \quad ( 8.7 )$$

$$t_{ra} \approx \frac{0.35}{B_a} = 3.8 \text{ ns} \quad ( 8.8 )$$

$$t_{rc} \approx \frac{0.35}{B_c} = 15.5 \text{ ns} \quad ( 8.9 )$$

Sachant que  $B_p = 23.5 \text{ MHz}$  et  $B_a = 90 \text{ MHz}$ .

Le temps de montée et la bande passante de la chaîne d'amplification sont donc essentiellement déterminés par ceux du préamplificateur. Nous avons ainsi :

$$t_{rc} \approx t_{rp} \quad ( 8.10 )$$

$$B_c \approx B_p \quad ( 8.11 )$$

### 8.6. Bruit de de la chaîne d'amplification

La densité spectrale  $S(\omega)$  du courant de bruit équivalent à l'entrée du préamplificateur s'écrit approximativement [86],[87] :

$$S(\omega) \approx 2e \cdot I_b + \frac{4k \cdot T}{R_f} \quad ( 8.12 )$$

avec :

- $e$ , charge élémentaire de l'électron;
- $I_b$ , courant continu de polarisation de la base de  $T_4$ ;
- $k$ , constante de Boltzman;
- $T$ , température absolue;
- $\omega$ , pulsation.

La valeur quadratique moyenne  $\overline{i_p^2}$  du courant de bruit équivalent à l'entrée du préamplificateur se formule alors :

$$\overline{i_p^2} = \left( 2e.I_b + \frac{4k.T}{R_f} \right) . B_e \quad ( 8.13 )$$

où  $B_e$  est la bande passante équivalente de bruit du dispositif de réception ( voir annexe C ) :

$$B_e = \frac{\pi}{2} B_p \quad ( 8.14 )$$

Avec  $B_p = 23.5$  MHz, on trouve numériquement :

$$B_e \approx 37 \text{ MHz}$$

**CHAPITRE 9**

**DISCRIMINATEUR**

## CHAPITRE 9

### DISCRIMINATEUR

#### 9.1. Introduction

Le discriminateur a pour but de produire le signal de référence caractérisant l'instant d'arrivée de l'impulsion lumineuse sur le photodétecteur ( aux retards près accumulés le long de la chaîne de traitement et de mesure en amont et en aval ). C'est ce signal que nous avons précédemment baptisé "stop". Cette référence temporelle - qui est dénommée " temps machine " dans la littérature - est le plus souvent prélevée sur le front avant de l'impulsion reçue, à l'aide d'un comparateur de tension à seuil fixe. Nous verrons que ce n'est pas la meilleure solution.

#### 9.2. Discrimination à seuil fixe et "walk"

Dans le cas où l'amplitude de l'impulsion à traiter varie fortement et si une définition temporelle précise est souhaitée, cette solution n'est pas satisfaisante. En effet, on constate que le déclenchement du comparateur, dans un discriminateur à seuil fixe, s'effectue à des moments différents suivant la hauteur du signal d'attaque. Cette situation engendre un décalage  $\delta t$  du temps machine désigné par le terme "walk " [88] ( fig. 9.1 ).

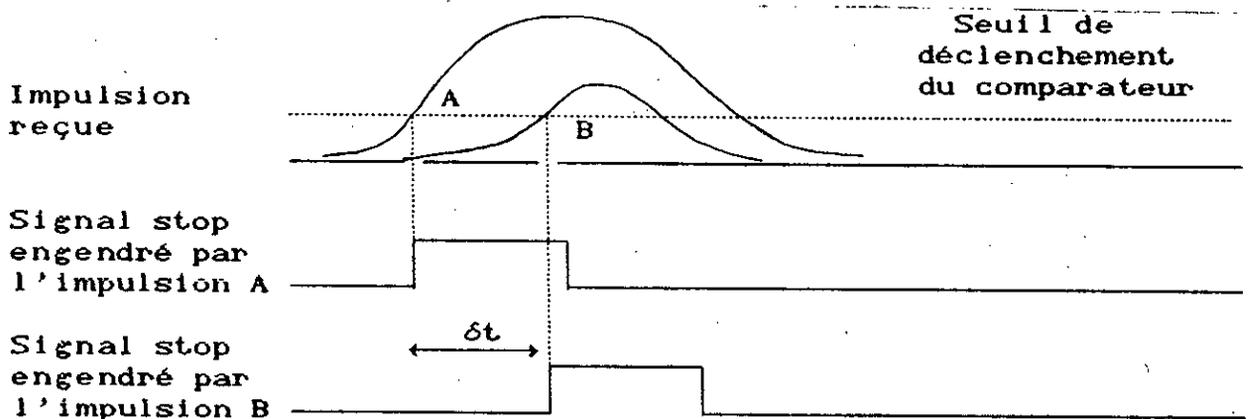


Fig. 9.1. - Influence de l'amplitude du signal reçu sur le temps machine

### 9.2.1. Détermination du walk dans un discriminateur à seuil fixe

Afin de rendre compte quantitativement de la détérioration de la résolution temporelle qu'introduit le discriminateur à seuil fixe, essayons de chiffrer le walk produit par deux impulsions A et B d'amplitudes respectives  $V_A$  et  $V_B$ , de temps de montée ( du niveau minimum au niveau maximum )  $t_R$  égaux.

Si nous supposons linéaires les fronts avant des impulsions, alors les instants  $t_A$  et  $t_B$  de franchissement d'un niveau de seuil  $V_T$ , associés respectivement aux impulsions A et B (fig. 9.2), sont donnés par :

$$t_A = \frac{V_T \cdot t_R}{V_A} \quad ( 9.1a )$$

$$t_B = \frac{V_T \cdot t_R}{V_B} \quad ( 9.1b )$$

La différence de  $t_B$  et  $t_A$  engendre un walk  $\delta t$ , tel que :

$$\delta t = V_T \cdot t_R \cdot ( 1/V_B - 1/V_A ) \quad ( 9.2 )$$

Si par exemple :

$$V_T = 30 \text{ mV}, \quad V_B = 200 \text{ mV}, \quad V_A = 600 \text{ mV}, \quad t_R = 20 \text{ ns},$$

on trouve un walk  $\delta t \approx 2 \text{ ns}$ , intervalle de temps durant lequel l'impulsion laser aura parcouru une distance proche de 60 cm.

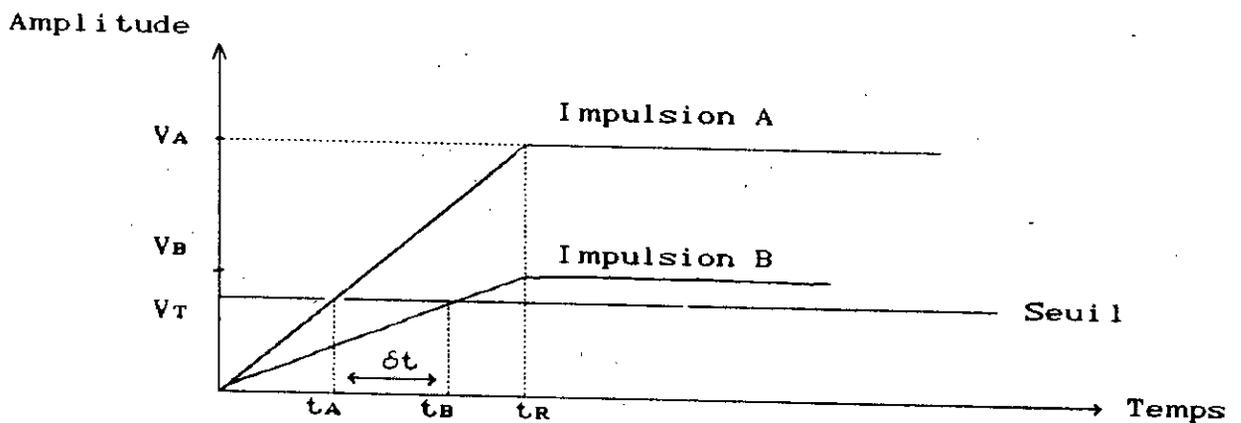


Fig. 9.2. Walk engendré par deux impulsions d'amplitudes différentes

Remarquons que la solution consistant à abaisser le seuil de déclenchement du comparateur, afin de réduire le walk, est peu recommandée car des pointes de bruits risquent alors de provoquer un déclenchement intempestif du comparateur.

Divers dispositifs ont été imaginés pour pallier le phénomène du walk. Citons entre autres :

- l'ELET ( Extrapolated Leading Edge Timing ) de Fouan et Passérieux [89];
- le CFD ( Constant Fraction Discrimination ) de Gedcke et McDonald [90];
- l'ARC ( Amplitude Rise time Compensation ) de Chase [91].

Nous limiterons notre étude au CFD, dénommé en langue française Discriminateur à Fraction Constante ( DFC ), qui semble offrir le meilleur rapport performances / facilité de mise en oeuvre.

### 9.3. Le Discriminateur à fraction constante ( DFC )

#### 9.3.1. Principe de fonctionnement

Son schéma de principe est donné figure ( 9.3 ) [92],[93].

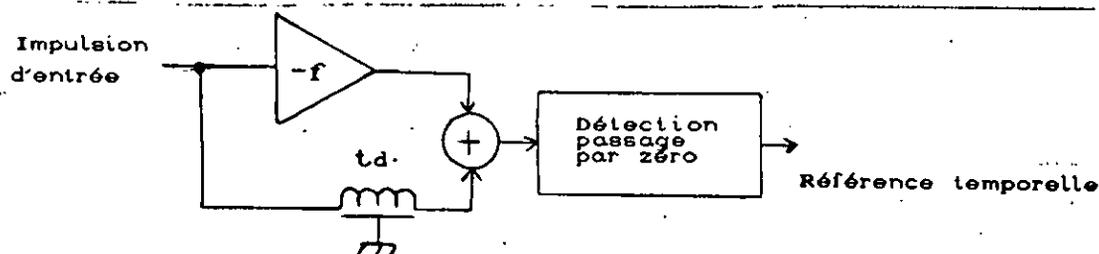
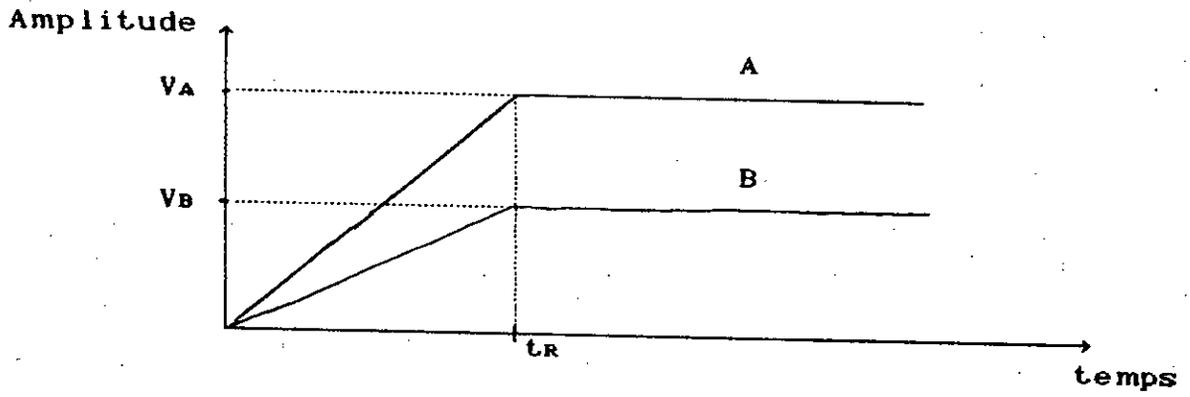
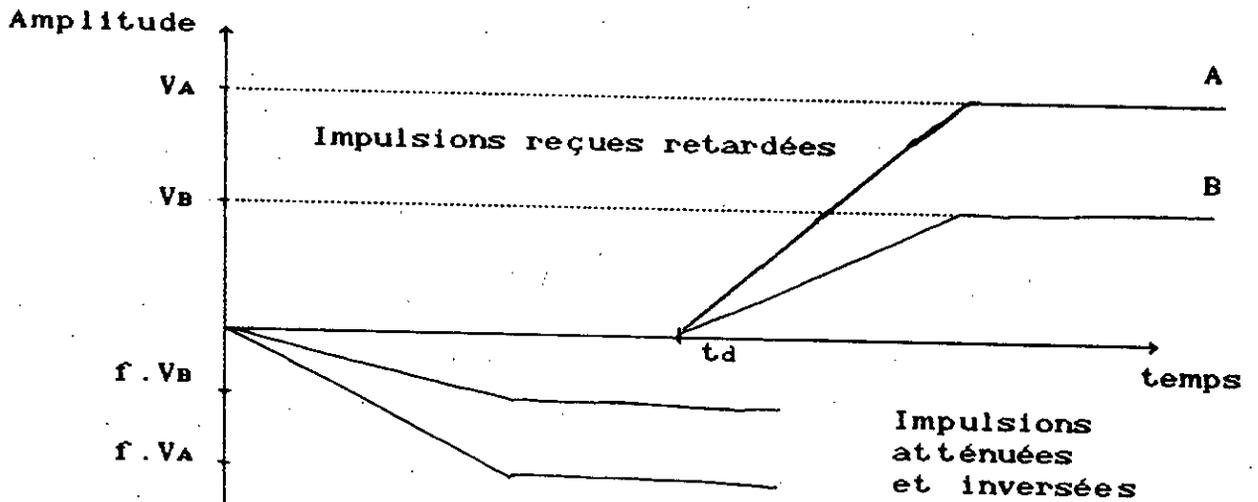


Fig. 9.3 - Schéma de principe d'un DFC

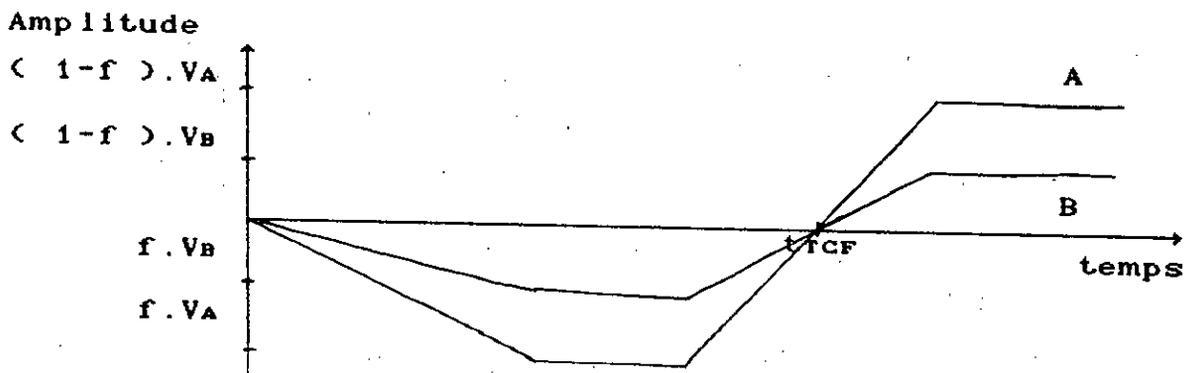
Le signal reçu est distribué sur deux voies distinctes. Sur la première voie, il est soumis à un retard  $t_d$ , sur l'autre voie il subit une atténuation  $f$  avec inversion de polarité. Les deux voies sont ensuite additionnées. Le signal résultant franchit alors un détecteur de passage par zéro qui délivre la référence temporelle.



a) Impulsions de différentes amplitudes reçues à l'entrée du DFC



b) Les impulsions sont retardées sur une voie; sur l'autre voie, elles sont atténuées d'un facteur  $f$  puis inversées



c) Signaux à la sortie du DFC, résultant de la somme des deux voies

Fig. 9.4. - Formation du signal dans un DFC (d'après [92])

La figure ( 9.4 ) décrit la formation du signal dans un DFC pour nos deux impulsions A et B, d'amplitudes différentes mais de temps de montée identiques  $t_r$ .

On constate que l'instant de passage par zéro, noté  $t_{rcf}$ , se produit au même moment pour les deux signaux résultants. Le retard  $t_d$  doit toutefois satisfaire la relation [92] :

$$t_d > t_r.(1 - f) \quad ( 9.3 )$$

### 9.3.2. Réalisation du DFC

#### 9.3.2a. Description du montage adopté

La figure ( 9.5 ) illustre une réalisation possible d'un DFC, basée sur le schéma de principe décrit précédemment [92].

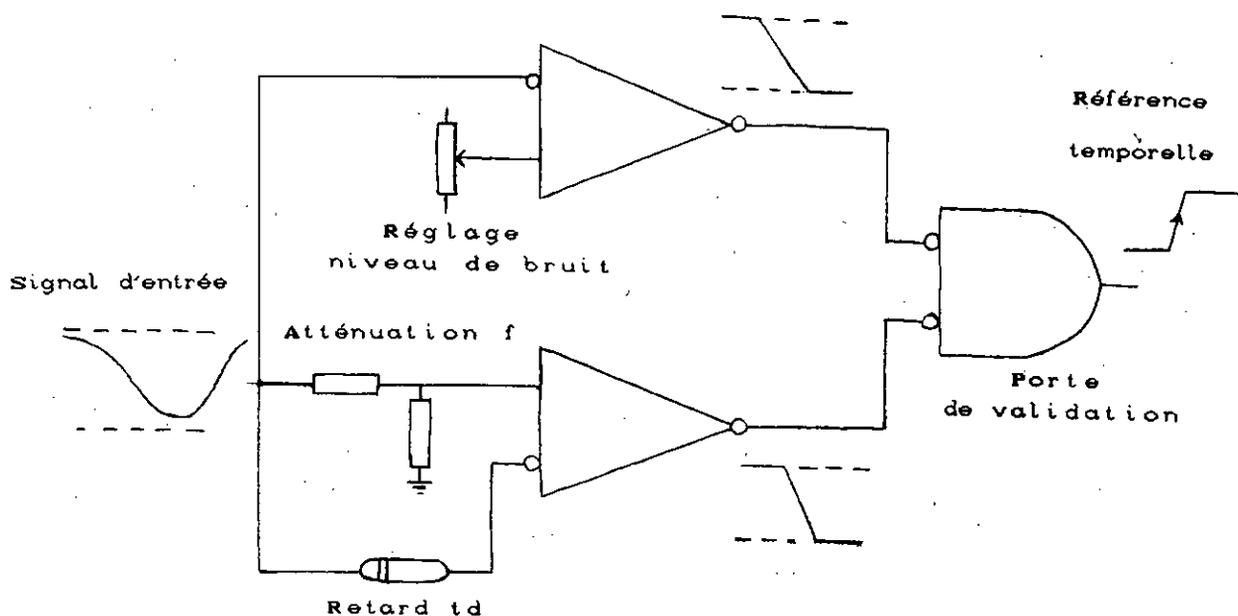


Fig. 9.5. - Réalisation pratique d'un DFC

Le long de la voie I, le signal reçu est retardé à l'aide d'une ligne à retard ( un câble coaxial par exemple) et attaque l'entrée non inverseuse d'un comparateur rapide. Sur la voie II, deux résistances convenablement choisies et montées en pont diviseur de tension sur l'entrée inverseuse du comparateur, produisent l'atténuation  $f$  nécessaire. Une troisième voie assure une protection contre un signal de bruit éventuel; elle est constituée d'un comparateur à seuil fixe dont la sortie autorise ou non le passage, par le truchement d'une porte logique, du signal issu du DFC.

### 9.3.2b. Description du circuit comparateur de tension

Les comparateurs de tension utilisés dans notre montage sont logés dans un circuit intégré : le NE 522 de Signetics [85]. La figure ( 9.6 ) en reproduit le schéma interne. Il comprend deux comparateurs très rapides dont les entrées sont référencées A ( entrée non inverseuse ) et B ( entrée inverseuse ). Les comparateurs proprement dits sont associés à des portes "nand" de validation des sorties:

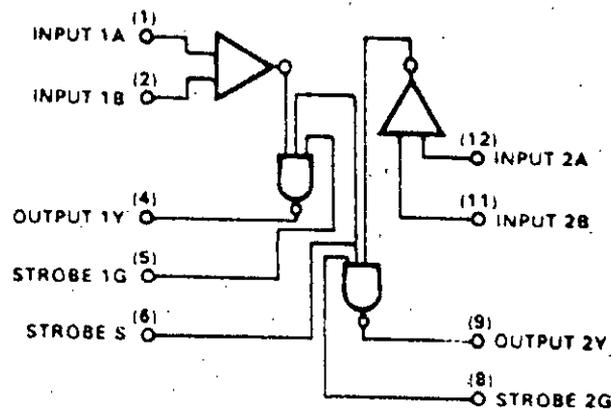


Fig. 9.6. - Schéma interne du NE 522

Le tableau ci-dessous résume le fonctionnement du NE 522.

Tableau 9.1. - Résumé du fonctionnement du NE 522

$V_{ID} = A - B$	Strobe S	Strobe G	Sortie Y
$V_{ID} \leq -V_{os}$	H	H	L
$-V_{os} < V_{ID} < V_{os}$	H	H	indéfini
$V_{ID} \geq V_{os}$	H	H	H
X	L	X	H
X	X	L	H

avec :

- $V_{ID}$ , tension différentielle d'entrée;
- $V_{os}$ , tension d'offset à l'entrée;
- H et L, respectivement les niveaux logiques haut et bas;
- X, un niveau logique quelconque.

Les caractéristiques essentielles du NE 522 sont :

- un offset maximum de 7.5 mV à 25°C;
- des sorties à collecteurs ouverts;
- un temps de réponse ( temps de propagation ) moyen de 8 ns. Les courbes de la figure ( 9.7 ) décrivent le comportement de ce paramètre en fonction de la hauteur du signal d'entrée et ce pour les transitions haut-bas ( HL ) et bas-haut ( LH ) de la sortie.

### 9.3.2c. Câblage du NE 522 en DFC

Le DFC proprement dit est construit avec le comparateur 1. Les entrées " d'échantillonnage " Strobe 1G et Strobe S étant forcées à l'état logique haut, on relie la sortie 1Y du comparateur à l'entrée Strobe 2G de la deuxième porte logique.

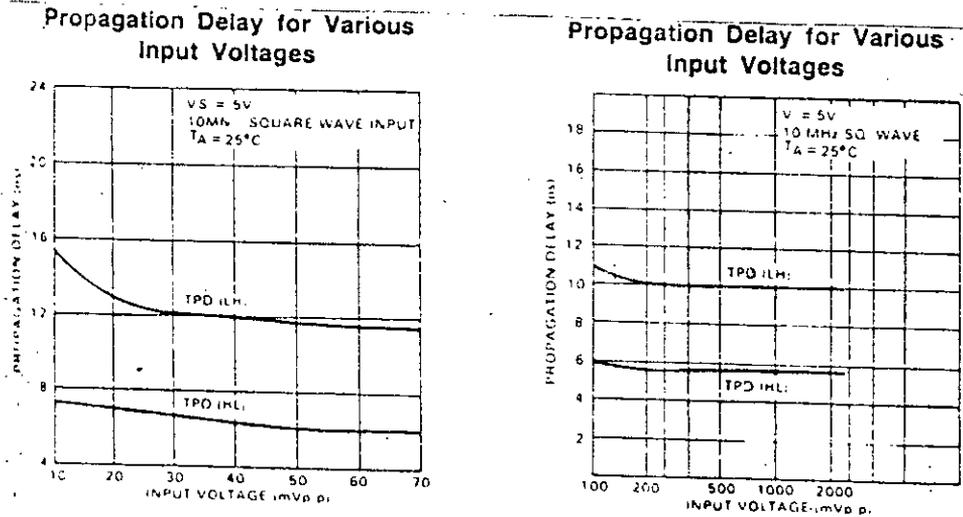


Fig. 9.7. - Variation du temps de réponse du NE 522 en fonction de l'amplitude du signal d'entrée

Le discriminateur de bruit, dont la réponse doit devancer celle du DFC, est construit avec le comparateur 2. Le signal final est alors récupéré sur la sortie 2Y ( fig. 9.8 ).

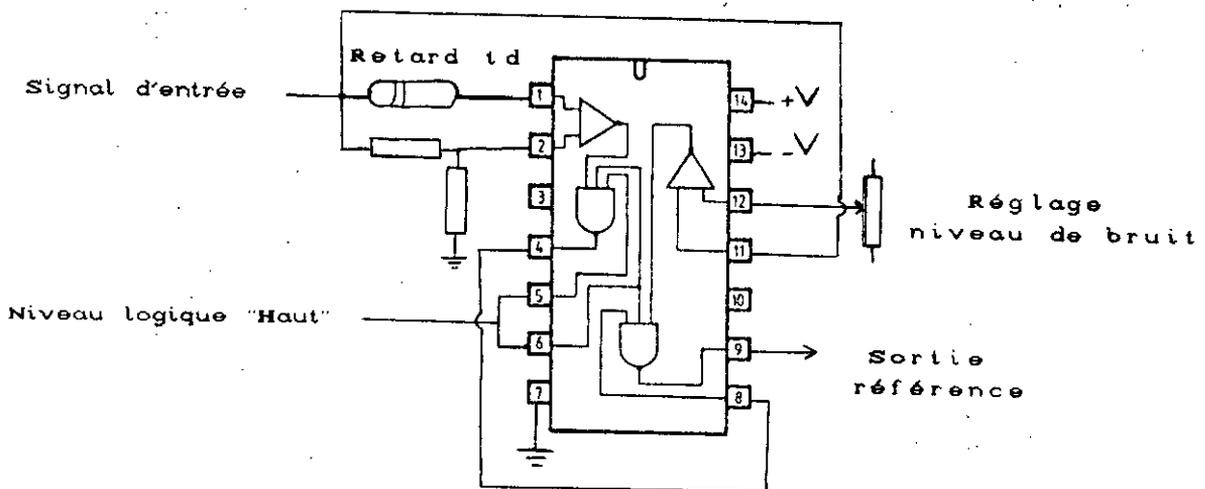


Fig. 9.8. - Cablage du NE 522 en DFC

### 9.3.2d. Déroulement des opérations dans le DFC

Avant l'arrivée de l'impulsion d'excitation, les entrées 1A et 1B sont toutes deux soumises à une tension nulle. La tension  $V_{ID}$  l'est donc aussi et, conformément au tableau ( 9.1 ) gouvernant le fonctionnement du circuit NE 522, l'état de la sortie 1Y est indéfini.

Envisageons pour 1Y les deux cas possibles.

Supposons tout d'abord 1Y au niveau bas. A l'apparition du signal d'excitation et lorsque la tension sur l'entrée 1B évolue et dépasse celle de l'entrée 1A d'une quantité  $V_{os}$  ( on a alors  $V_{ID} \leq -V_{os}$  ), la sortie 1Y ne varie pas. Quand, à son tour, le signal sur l'entrée 1A croît et que  $V_{ID} \geq V_{os}$ , 1Y passe au niveau haut et la sortie 2Y au niveau bas. Ces changements d'états ne sont autorisés que si la sortie du comparateur 2 est positionnée à l'état haut.

Examinons maintenant l'autre possibilité pour 1Y, c'est à dire un niveau initial haut. Dès que  $V_{ID} \leq -V_{os}$ , la sortie 1Y commute à l'état bas ( 2Y passe au niveau haut ). Un moment plus tard, à l'instant où  $V_{ID} \geq V_{os}$ , elle réoccupe le niveau haut et la sortie 2Y revient au niveau bas.

Le chronogramme représenté figure ( 9.9 ) indique comment est produit le signal de sortie final pour une impulsion d'entrée d'amplitude  $V_e$  - dans le cas où l'état initial de la sortie 2Y se trouve au niveau bas.

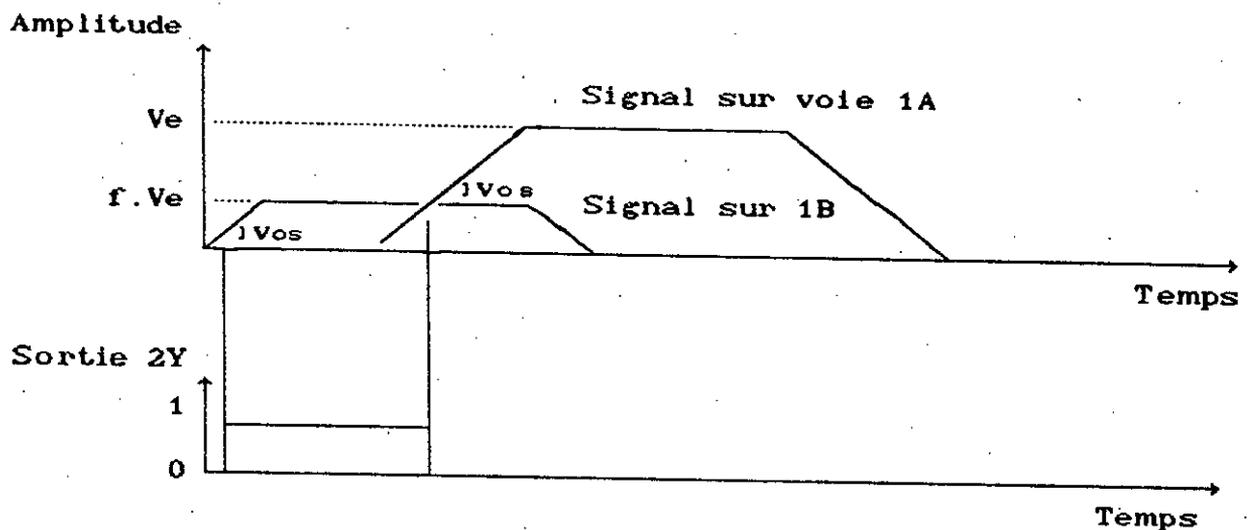


Fig. 9.9. - Chronogramme de fonctionnement du DFC

L'examen des différentes transitions possibles montre que seul le passage du niveau haut au niveau bas de la sortie 2Y du DFC doit être pris en compte pour la commande du circuit en aval. Nous ferons donc suivre le DFC d'un monostable dont le déclenchement est uniquement sensible à cette transition ( voir chap. 10, par. 10.6 ).

### 9.3.2e. Niveau minimum d'attaque du DFC

Les courbes de variation du temps de réponse en fonction de la tension différentielle  $V_{ID}$  appliquée aux entrées montrent qu'au delà d'un niveau d'attaque proche de 180 mV les temps de réponse du comparateur demeurent constants. Or dans un DFC attaqué par une impulsion d'amplitude  $V_e$ , la tension différentielle  $V_{ID}$  à laquelle sont soumises les entrées du comparateur est :

$$V_{ID} = (1-f).V_e \quad ( 9.4 )$$

comme nous pouvons le constater sur le chronogramme de la figure ( 9.9 ).

Afin d'éliminer sinon réduire l'influence des variations des temps de réponse, il nous faut donc commander le DFC avec une tension  $V_e$  vérifiant :

$$( 1 - f ).V_e \geq 180 \text{ mV}$$

La fraction  $f$  ayant été prise égale à 0.2, le niveau d'attaque minimum du DFC est alors de 225 mV.

La mise en oeuvre d'un comparateur présentant de meilleures caractéristiques que le NE 522 permettrait une commande avec un niveau beaucoup plus faible. Citons entre autres le SP 9687 de Plessey [94], qui est actuellement le circuit intégré adopté pour la réalisation des DFC les plus performants, notamment dans les dispositifs commercialisés.

La figure ( 9.10 ) reproduit la courbe de variation du temps de propagation du SP 9687 en fonction de " l'overdrive " ( tension appliquée aux entrées plus l'offset ).

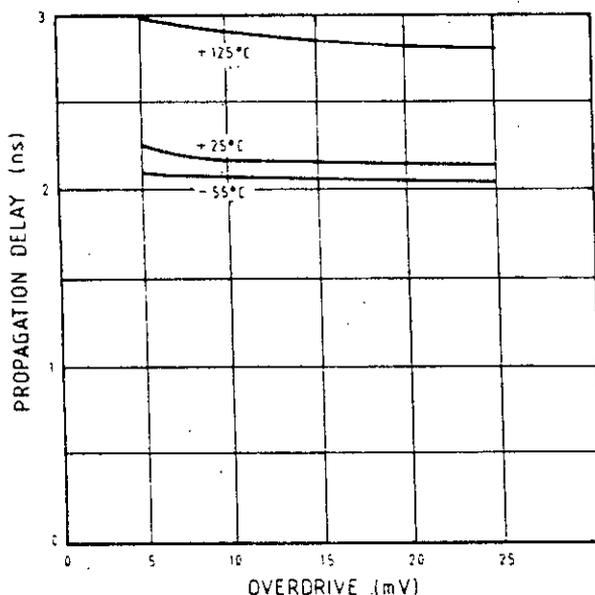


Fig. 9.10. - Variation du temps de réponse du SP 9687 en fonction de l'overdrive

### 9.3.2f. Elaboration du retard $t_d$ du DFC

Le retard  $t_d$  est généré grâce à une portion de câble coaxial référencé RG 58 et possédant comme caractéristiques [95] :

- une impédance caractéristique voisine de  $50 \Omega$ ;
- une atténuation de 0.18 dB par mètre à 100 MHz;
- un milieu offrant une vitesse de propagation de 0.66 fois la vitesse de la lumière dans l'air (  $0.2 \text{ m/ns}$  ), engendrant ainsi un retard de 5 ns par mètre de câble.

Le temps de montée du signal attaquant le DFC ( signal à la sortie de la chaîne d'amplification ) étant voisin de 15 ns ( voir chap. 8, par. 8.5 ), et la fraction  $f$  ayant été choisie égale à 0.2, le retard  $t_d$ , conformément à la relation ( 9.3 ), doit vérifier :

$$t_d > 12 \text{ ns}$$

Nous prendrons une longueur de câble de 4 m, correspondant à un retard total de 20 ns.

### 9.3.2g. Schéma complet du DFC

Le schéma global de notre DFC est donné figure ( 9.11 ).  
Le discriminateur de bruit, élaboré à partir du comparateur référencé 2 du circuit NE 522, est câblé en simple discriminateur de niveau. Un pont diviseur de tension (  $R_{18}$  et  $R_{19}$  ), relié à l'entrée non inverseuse ( 2A ) du comparateur, fournit le seuil de comparaison fixé à 30 mV - un peu au dessus de la valeur efficace calculée du niveau de bruit ( voir chap. 11, par. 11.2 ). Tout signal dont l'amplitude se trouve en deçà de cette valeur bloque le DFC.

Ce dernier est conçu autour du comparateur référencé 1 du boîtier NE 522. Le câble coaxial ( de longueur 4 m ), servant à assurer au signal d'entrée le retard  $t_d = 10$  ns, est terminé sur l'entrée 1A par la résistance  $R_{21}$  de  $47 \Omega$  assurant une adaptation d'impédance. Deux résistances (  $R_{23} = 47 \Omega$ ,  $R_{22} = 200 \Omega$  ) associées en pont diviseur sur l'entrée 1B du comparateur, déterminent la valeur de l'atténuation adoptée (  $f = 0.2$  ).

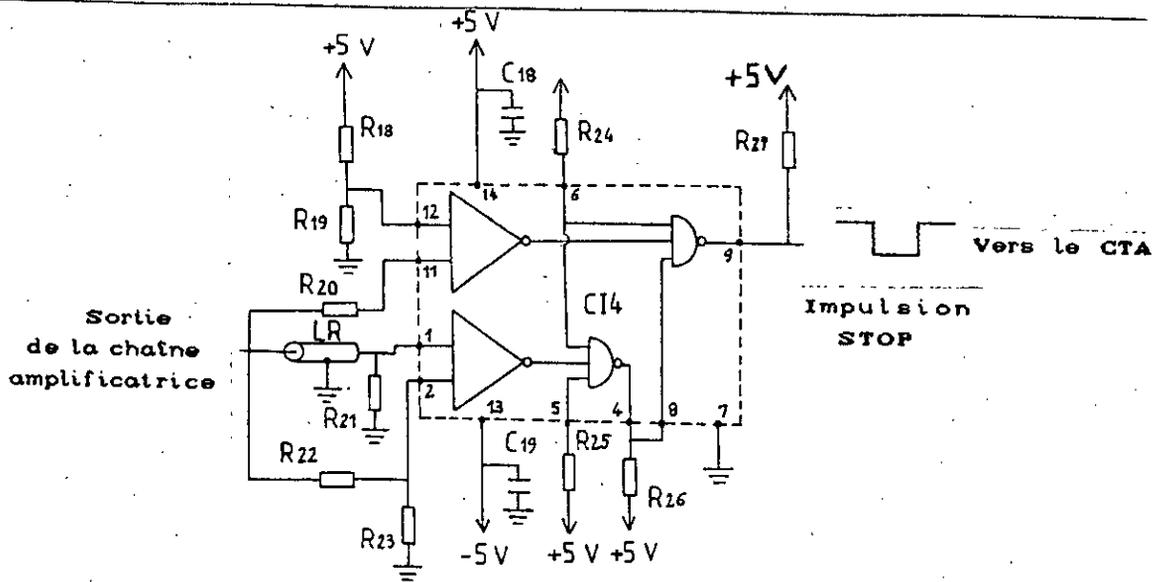


Fig. 9.11. - Schéma global du DFC réalisé

## **CHAPITRE 10**

### **LE CONVERTISSEUR TEMPS-AMPLITUDE**

## CHAPITRE 10

### LE CONVERTISSEUR TEMPS-AMPLITUDE

#### 10.1. Introduction

Rappelons que dans notre télémètre, la méthode retenue pour la détermination d'un intervalle de temps court est celle consistant à transformer la mesure d'une durée  $\tau$  en une tension qui lui est proportionnelle, grâce à un dispositif appelé convertisseur temps-amplitude (CTA), ( cf chap. 3, par. 3.5.1 ).

#### 10.2. Principe de fonctionnement

Le CTA réalisé s'appuie sur le schéma de principe illustré figure ( 10.1 ). Examinons son fonctionnement.

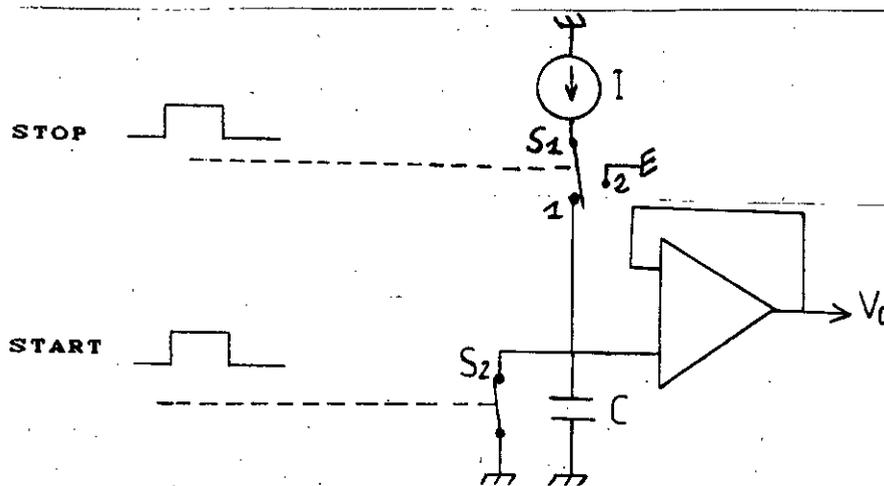


Fig. 10.1. - Schéma de principe du CTA réalisé

Le commutateur  $S_1$ , au départ dans la position notée 1, autorise la circulation du courant  $I$  vers le condensateur  $C$ . Ce dernier ne peut se charger car l'interrupteur  $S_2$ , à l'état fermé, impose aux bornes de  $C$  une tension nulle. L'arrivée du signal start (début de la conversion) commande l'ouverture de  $S_2$  et initie la charge de  $C$  à courant  $I$  constant. L'impulsion stop (fin de conversion), qui se présente après la durée  $\tau$  à mesurer, actionne  $S_1$  en position 2. La charge de  $C$  est alors interrompue et la tension  $V_c$  apparaissant à ses bornes s'exprime par :

$$V_c = \frac{I}{C} \tau \quad ( 10.1 )$$

Un étage suiveur délivre vers les circuits de traitement, en aval, une réplique  $V_s$  de la tension  $V_c$ .

### 10.3. Réalisation du CTA

Le schéma électrique du CTA réalisé ( dérivé d'un montage donné en référence [96] et que nous avons quelque peu modifié ), est illustré figure ( 10.2 ). Il reprend le schéma de principe précédent. On y reconnaît :

- la source de courant constant  $I$  élaborée à l'aide d'une diode Zener, du transistor  $T_{11}$  et de la résistance  $R_{s1}$ ;
- le commutateur  $S_1$ , bâti autour des transistors  $T_8$  et  $T_9$  réunis en paire différentielle; le courant  $I$  circulant dans l'une ou l'autre des deux branches du circuit;
- l'interrupteur  $S_2$ , qui est composé du transistor  $T_{10}$  travaillant en régime de commutation;
- le condensateur de conversion  $C$ , aux bornes duquel est prélevée la tension  $V_c$  fournissant l'information temporelle recherchée;
- l'étage suiveur qui est conçu avec un amplificateur opérationnel CA 3140A.

Le CTA est précédé sur chaque voie par des bascules monostables dont nous détaillerons, en fin de chapitre, et le rôle et le mode de fonctionnement ( cf par. 10.6 ).

Le montage fonctionne comme suit :

L'intensité  $I$  est établie dans la branche  $T_9$  du commutateur de courant mais le transistor  $T_{10}$ , saturé, maintient aux bornes de  $C$  un potentiel nul ( à la tension de saturation de  $T_{10}$  près ). L'arrivée de l'impulsion start bloque  $T_{10}$ , assurant ainsi la charge linéaire de  $C$ . L'apparition d'une impulsion stop commute le courant  $I$  dans la branche de  $T_8$ . On peut alors récupérer aux bornes de  $C$  la tension  $V_c$  proportionnelle au temps  $\tau$ .

Explicitons certains des modules constituant le montage.

#### 10.3.1. La source de courant constant

Elle est produite à partir d'un convertisseur tension-courant réalisé au moyen :

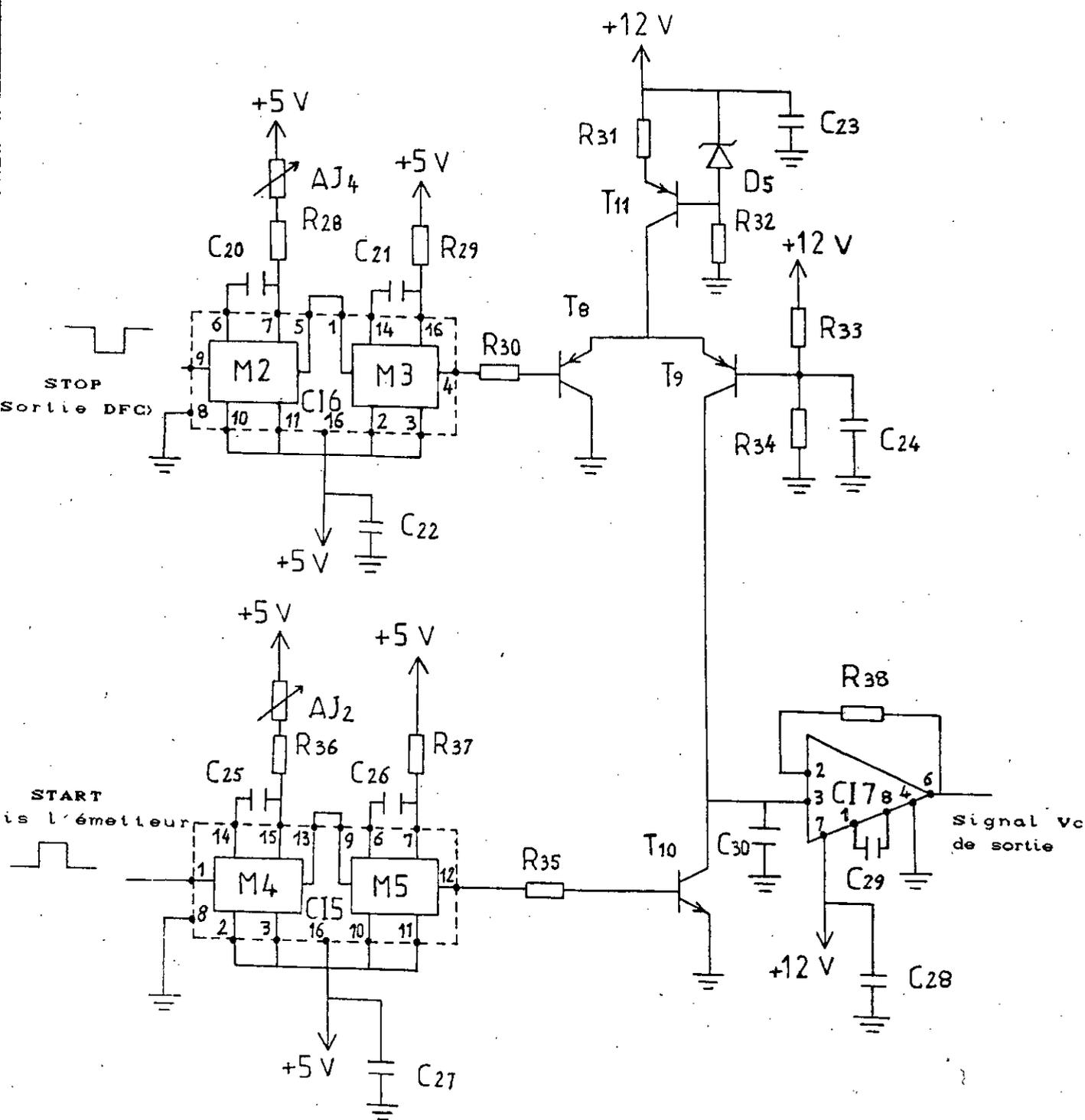


Fig.10.2. Schéma électrique du CTA réalisé

- d'une référence de tension constituée à l'aide d'une diode Zener de 6.2 V, valeur pour laquelle ce composant offre un coefficient de température faible [97].

Des raisons développées plus loin, nous ont conduit à opter pour une intensité du courant I voisine de 5 mA.

### 10.3.2. Le commutateur de courant

Une structure particulière, comportant deux transistors couplés par les émetteurs, dénommée commutateur de courant [78],[98], remplit le rôle du commutateur S<sub>1</sub> du schéma de principe.

Son fonctionnement est le suivant.

Un pont diviseur de tension maintient la base du transistor T<sub>0</sub> au potentiel fixe E<sub>b</sub>. Selon le niveau appliqué sur la base de T<sub>1</sub>, le courant I traverse l'une ou l'autre des branches du dispositif. Si le niveau d'attaque prend la valeur V<sub>OL</sub>, correspondant à l'état bas de la sortie du monostable M<sub>1</sub>, le transistor T<sub>1</sub> conduit et T<sub>0</sub> est bloqué, le courant I circule du côté de T<sub>1</sub>. Si la sortie de M<sub>1</sub> occupe un niveau logique haut, associé à une tension V<sub>OH</sub>, le transistor T<sub>1</sub> est bloqué, T<sub>0</sub> lui devient conducteur et le courant I s'écoule le long de la branche de T<sub>0</sub>.

Pour un déroulement correct des commutations, le potentiel E<sub>b</sub> doit vérifier la relation [98] :

$$E_b = \frac{1}{2} ( V_{OH} + V_{OL} ) \quad ( 10.2 )$$

Le fait que les deux transistors T<sub>1</sub> et T<sub>0</sub>, alternativement conducteurs, n'entrent pas en régime de saturation, et que la source de courant I soit déjà établie, confère à ce montage une grande vitesse de réponse.

T<sub>1</sub> et T<sub>0</sub> sont des transistors PNP à commutation rapide de référence 2N 2894 [76]. Le 2N 2894 supporte un courant de 200 mA. Ses durées de commutations (t<sub>on</sub> et t<sub>off</sub>) sont typiquement de l'ordre de 20 ns ( pour un montage de commutation fonctionnant en bloqué / saturé ).

### 10.3.3. L'interrupteur S<sub>2</sub>

Il est réalisé avec le transistor de commutation à très haute rapidité 2N 2369 dont nous avons évoqué quelques caractéristiques lors de l'étude du dispositif émetteur ( voir le tableau 7.4, chap. 7 ).

Un niveau haut en sortie du monostable M<sub>5</sub> sature le transistor T<sub>10</sub>. Seule subsiste aux bornes de C la tension de saturation V<sub>CEsat</sub> qui vaut au maximum 200 mV. Un niveau bas en provenance de M<sub>5</sub> bloque T<sub>10</sub>, la charge de C est alors autorisée.

### 10.3.4. L'étage suiveur

Il est construit avec un amplificateur opérationnel, référencé CA 3140A, produit par Harris. Il offre les caractéristiques remarquables suivantes [99] :

- une résistance d'entrée considérable ( 1.5 TΩ typiquement );
- un courant de polarisation d'entrée très faible, de l'ordre de 10 pA;
- la possibilité d'alimenter le circuit en monotension.

### 10.4. Choix de I et C

Dans notre dispositif la portée maximum d<sub>max</sub> = 10 m doit être couverte par l'impulsion laser pendant l'intervalle de temps maximum τ<sub>max</sub> ≈ 70 ns.

Si on choisit I = 5 mA et C = 200 pF, à la durée τ<sub>max</sub> le CTA devrait faire correspondre une tension maximum théorique, notée V<sub>cmax</sub>, de 1.75 V.

### 10.5. Comportement réel du CTA

La relation ( 10.1 ), qui exprime la tension V<sub>c</sub> aux bornes de C à l'issue de sa charge linéaire, suppose un comportement idéal des éléments constitutifs du CTA. Si on ne fait plus abstraction des conditions réelles dans lesquelles s'opère la charge de C, V<sub>c</sub> s'écrit exactement :

$$V_c = V_{CEsat} + \frac{I + I_f}{C + C_p} (\tau + \Delta T_R) \quad ( 10.3 )$$

Avec :

-  $V_{CESat}$ , tension de saturation du transistor  $T_{10}$ ; elle vaut au plus 200 mV. Plus que sa valeur, qui n'occasionne qu'un décalage dans la lecture de  $V_c$ , c'est sa variation avec la température qui influe sur la précision de mesure.

-  $C_p$ , ensemble des capacités indésirables shuntant  $C$  ( capacités inter-électrodes des transistors, capacités parasites de câblage).

La valeur de  $C$  ( 200 pF ) est suffisamment élevée pour masquer les effets de  $C_p$ .

-  $\Delta T_R$ , différence de temps ( positive ou négative ) qui représente les retards ( dus aux temps de réponse des composants le long de la chaîne de mesure ) affectant l'arrivée des signaux start et stop de début et de fin de conversion. Nous verrons, au paragraphe ( 10.6 ) comment corriger ce terme.

-  $I_f$ , somme des courants parasites. Pendant la période de charge de  $C$ , son influence est minime au regard de l'intensité de  $I$  ( 5 mA ). Mais, lors de la phase de blocage de  $V_c$ , étape durant laquelle il faut opérer la saisie de la mesure effectuée, le courant  $I_f$  en déchargeant le condensateur  $C$ , joue un rôle déterminant. Une évaluation de son importance s'avère nécessaire.

#### 10.5.1. Courant de fuite lors de la période de blocage

Le courant  $I_f$  provient de quatre sources :

- le courant de fuite  $I_{fc}$  du condensateur  $C$ ;
- le courant d'offset d'entrée  $I_{fs}$  du suiveur;
- le courant de fuite  $I_{f10}$  dont le transistor  $T_{10}$  est le siège lors de sa période de blocage. Nous prendrons  $I_{f10}$  égal au courant  $I_{CES}$  : courant collecteur-émetteur de  $T_{10}$  quand la base est reliée par un court-circuit à l'émetteur. Le courant  $I_{CES}$  de  $T_{10}$  sera noté  $I_{CES10}$ ;
- le courant de fuite  $I_{f9}$  du transistor  $T_9$  qui, de même, tire son origine, durant sa phase de blocage, du courant  $I_{CES}$  notée  $I_{CES9}$ .

Essayons d'évaluer  $I_f$ .

##### 10.5.1a. Le courant de fuite du condensateur

Dans les applications nécessitant la mémorisation d'une tension analogique, les condensateurs au polycarbonate ou au polypropylène

en vertu de leur très faible courant de fuite, sont recommandés. A défaut, on peut utiliser un condensateur au mica possédant aussi un courant de fuite faible ( leur résistance d'isolement est typiquement  $> 10^5 \text{ M}\Omega$  [97] ). Nous pouvons alors estimer  $I_{fc}$  proche de 0.2 nA; nous prendrons  $I_{fc} = 20 \text{ nA}$  pour tenir compte du vieillissement du condensateur.

#### 10.5.1b. Le courant de fuite dû à l'étage suiveur

Le courant d'offset d'entrée  $I_{fs}$  de l'étage suiveur ( CA 3140 ) est de l'ordre de 10 pA [99].

#### 10.5.1c. Courants de fuite dus aux transistors $T_9$ et $T_{10}$

Les fiches techniques des transistors n'indiquent pas toujours le paramètre  $I_{CES}$ , on peut cependant adopter [100] :

$$I_{CES} \approx I_{CBO} \quad ( 10.4 )$$

Pour  $T_9$  ( 2N 2894 ), sa fiche technique mentionne le  $I_{CES}$ . On a  $I_{CES9} = 80 \text{ nA}$  ( au maximum ) à  $25^\circ\text{C}$  et avec  $V_{CE} = -6 \text{ V}$ . En ce qui concerne  $T_{10}$  ( 2N 2369 ), sa fiche technique indique  $I_{CBO} = 400 \text{ nA}$  ( au maximum ) à  $25^\circ\text{C}$  et avec  $V_{CB} = 20 \text{ V}$ .

Dans notre montage, quand  $T_9$  et  $T_{10}$  sont bloqués, la tension  $V_{CB}$  présente sur chacun des transistors n'excède pas 2 V ( en valeur absolue ). Si on admet alors que  $I_{CBO}$  évolue proportionnellement avec  $V_{CB}$ , les valeurs maximales des courants  $I_{f9}$  (  $I_{CES9}$  ) et  $I_{f10}$  (  $I_{CES10}$  ) sont à  $25^\circ\text{C}$  :

$$I_{f9} \approx 25 \text{ nA} \text{ et } I_{f10} \approx 40 \text{ nA}$$

Notons que ces chiffres doublent à chaque augmentation de  $10^\circ\text{C}$  de la température.

#### 10.5.1d. Taux de décharge du condensateur C

Le courant  $I_f$  - supposé constant - est au maximum voisin d'une centaine de nA. Nous aboutissons alors à un taux de décharge  $dV_c/dt$  du condensateur C ( 200 pF ) de :

$$dV_c / dt = 0.5 \text{ mV}/\mu\text{s}.$$

## 10.6. Correction des retards

Le calcul de l'intervalle de temps  $\tau$  s'écoulant entre l'instant de départ  $t_0$  de l'impulsion d'émission et l'instant d'arrivée  $t_1$  de l'impulsion sur le photodétecteur est ramené à la mesure de l'écart temporel  $\Delta t$  séparant les impulsions start et stop. A cause des temps de réponse des composants électroniques constituant la chaîne de mesure, les voies start et stop sont chacune affectées d'un retard, noté respectivement  $T_{R0}$  et  $T_{R1}$  (fig. 10.3).

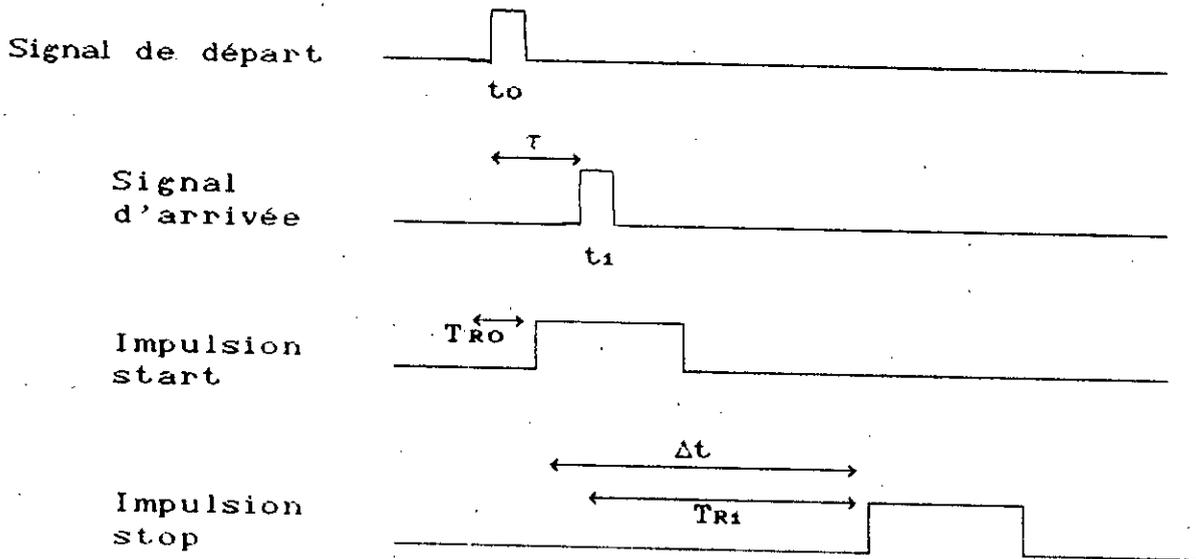


Fig. 10.3. - Chronogramme de mesure de l'intervalle de temps  $\tau$

L'intervalle de temps  $\tau$  cherché vaut :

$$\tau = t_1 - t_0 \quad ( 10.5 )$$

L'intervalle de temps  $\Delta t$  mesuré s'exprime :

$$\Delta t = ( t_1 + T_{R1} ) - ( t_0 + T_{R0} ) \quad ( 10.6 )$$

Si on pose :

$$\Delta T_R = T_{R1} - T_{R0} \quad ( 10.7 )$$

$\Delta t$  s'écrit :

$$\Delta t = \tau + \Delta T_R \quad ( 10.8 )$$

La différence des retards accumulés le long de chaque voie est assimilée à un offset de mesure, sous réserve bien entendu que ce décalage demeure fixe d'une mesure à l'autre.

$\tau$  est toujours positif, mais on ne connaît pas a priori le signe et la valeur exacte de  $\Delta T_R$ . Pour nous assurer que  $\Delta t$  est toujours positif et éventuellement parvenir à annuler  $\Delta T_R$ , chacune des deux voies est complétée, en amont du CTA, par deux monostables en cascade.

Soient  $T_{M4}$  et  $T_{M5}$  les pseudo-périodes, respectivement, des deux monostables  $M_4$  et  $M_5$  de la voie start ( $M_4$  devance  $M_5$ ). De même, soient  $T_{M2}$  et  $T_{M3}$  les pseudo-périodes, respectivement, de  $M_2$  et  $M_3$ , monostables associés à la voie stop ( $M_2$  précède  $M_3$ ). Examinons à l'aide du chronogramme donné figure ( 10.4 ) le fonctionnement de ce dispositif.

Le signal de déclenchement de la voie start est élaboré au moyen de la sortie inverseuse  $\overline{Q}$  du monostable  $M_1$ ; la sortie  $Q$  de  $M_1$  étant utilisée dans le circuit d'excitation de la diode laser ( cf chap. 7, par. 7.9.2a ). L'impulsion issue de  $M_1$  déclenche le monostable  $M_4$  qui à son tour active  $M_5$ . La sortie de  $M_5$  est reliée à la base du transistor  $T_{10}$  de la voie start. La pseudo-période de  $M_4$  est réglable extérieurement par une résistance ajustable.

sur la voie stop,  $M_2$  succède au discriminateur à fraction constante ( cf chap. 9, par. 9.3. ) et attaque le monostable  $M_3$  qui est destiné à la commande du transistor  $T_8$  constituant une branche du commutateur de courant. La pseudo-période de  $M_2$  est, elle aussi réglable extérieurement.

La mise en place de monostables le long de chaque voie conduit à une nouvelle expression de l'intervalle de temps mesuré. Nous le noterons  $\Delta t'$ . Nous avons :

$$\Delta t' = ( t_1 + T_{R1} + T_{M2} ) - ( t_0 + T_{R0} + T_{M4} ) \quad ( 10.9 )$$

Si nous posons :

$$\Delta T_M = T_{M4} - T_{M2} \quad ( 10.10 )$$

$\Delta t'$  s'écrit :

$$\Delta t' = \tau + \Delta T_R - \Delta T_M \quad ( 10.11 )$$

En agissant manuellement sur le réglage des pseudo-périodes de  $M_1$  et  $M_2$ , nous avons alors la possibilité de neutraliser le terme  $\Delta T_R$  figurant la différence des retards des voies start et stop.

Outre la correction éventuelle de s retards, les monostables installés ont pour rôle :

- de parer à un déclenchement hasardeux du CTA pouvant survenir après l'arrivée des signaux utiles de commande;
- d'adapter, pour la voie stop, les transitions de la sortie du DFC à la commande de la voie correspondante du CTA;
- de maintenir les niveaux de commande du CTA aussi longtemps que la prise de mesure n'a pas été effectuée,
- de se placer dans la partie la plus linéaire de la courbe niveau de tension / intervalle de temps du CTA.

Les deux monostables équipant chacune des voies sont regroupés dans un seul boîtier : il s'agit du 74 LS 221 [79], version double du 74 LS 121 (voir chap.7, par.7.9.2c).

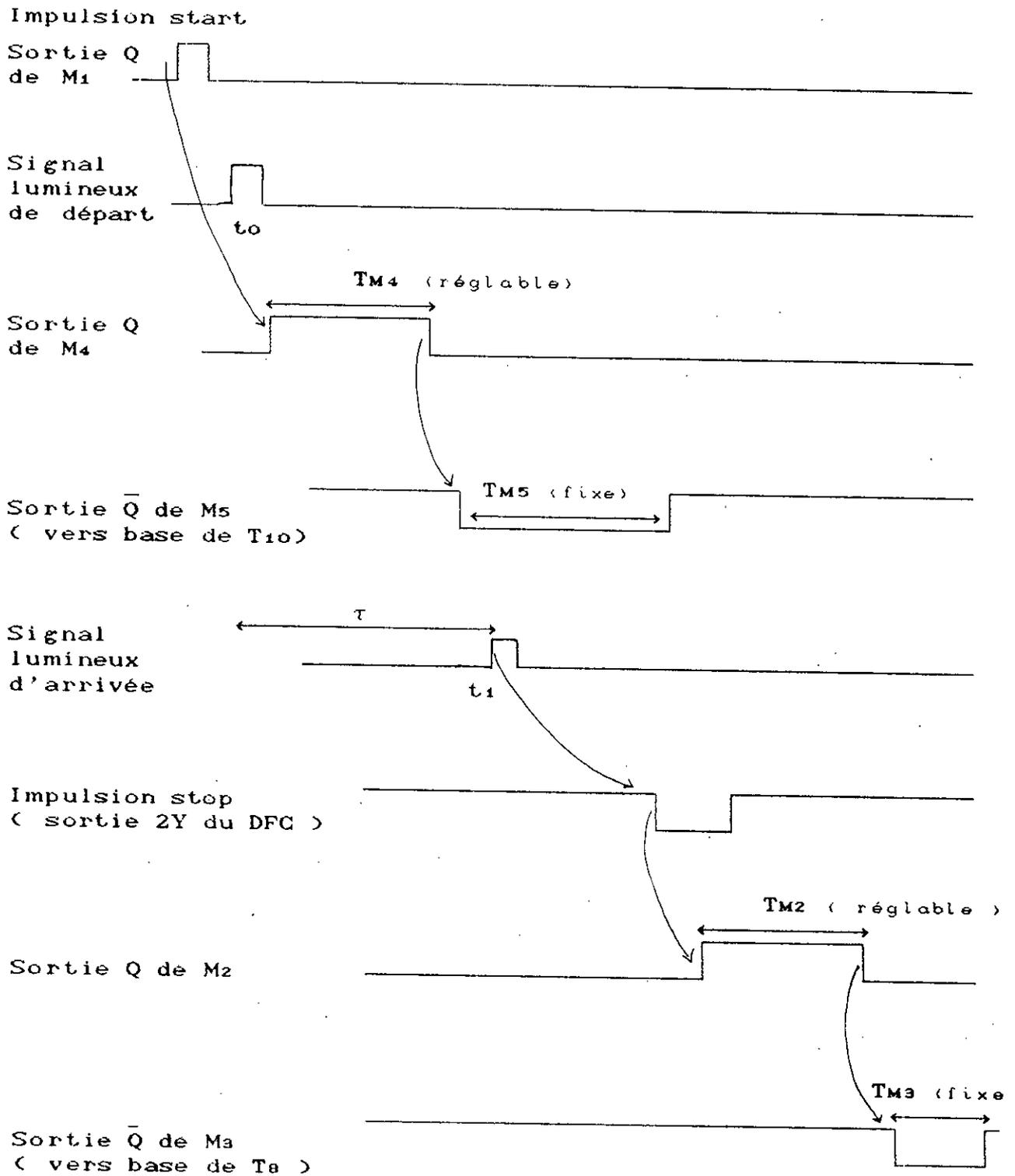


Fig. 10.4. - Chronogramme de mesure de  $\tau$  avec les monostables de correction de  $\Delta Tr$

## **CHAPITRE 11**

**PERFORMANCES THEORIQUES DU TELEMETRE  
ET MESURES EFFECTUEES SUR LE DISPOSTIF**

## CHAPITRE 11

### PERFORMANCES THEORIQUES DU TELEMETRE ET MESURES EFFECTUEES SUR LE DISPOSITIF

#### 11.1. Introduction

Toute mesure étant entachée d'erreurs, ce chapitre est consacré à l'examen des principaux paramètres influençant la précision du dispositif réalisé. La finalité de cette analyse est de fournir les éléments permettant une future amélioration de notre montage. Nous indiquerons aussi les mesures effectuées sur les éléments constitutifs du télémètre.

#### 11.2. Résolution théorique du dispositif

Rappelons la formule sur laquelle repose la détermination d'une distance  $L$  dans notre dispositif :

$$L = \frac{1}{2} v \cdot \tau \quad ( 11.1 )$$

avec :

- $v$ , vitesse de propagation de la lumière dans l'air;
- $\tau$ , temps de transit de l'impulsion laser au cours de son trajet.

Il est possible d'exprimer  $v$  en fonction de la célérité  $c$  de la lumière dans le vide :

$$v = \frac{c}{n} \quad ( 11.2 )$$

où  $n$  est l'indice de réfraction de l'air ( $n \approx 1$ ).

La valeur de  $n$  est liée aux conditions atmosphériques ( taux d'humidité, pression, température ).

Aux distances qui nous intéressent, il est légitime de négliger les variations éventuelles de  $n$ . L'exactitude de la mesure sur  $L$  est alors uniquement déterminée par la précision sur la mesure de  $\tau$ .

A cause du bruit affectant le signal utile, l'instant  $T_{DFC}$  de déclenchement du DFC ( cf chap. 9, par. 9.3 ) n'est défini qu'avec une incertitude statistique représentée par un écart-type, noté  $\sigma_{DFC_N}$ , qui s'écrit ( voir annexe D ) :

$$\sigma_{DFC_N} = \frac{1.2\tau_r}{\sqrt{N \cdot (S/B)_m}} \quad ( 11.3 )$$

Avec :

- $\tau_r$ , temps de montée ( de 10% à 90% ) de l'impulsion à l'entrée du DFC;
- $N$ , nombre d'impulsions dont on effectue la moyenne;
- $(S/B)_m$ , rapport signal à bruit minimum de la chaîne de mesure.

La quantité  $(S/B)_m$  s'exprime :

$$( S/B )_m = \frac{I_{rm}^2}{i^2} \quad ( 11.4 )$$

Avec :

- $I_{rm}$ , courant utile minimum crée dans le photodétecteur ( voir chap. 8, par. 8.3 et chap. 5, par. 5.8.8 ),  $I_{rm} \approx 0.35 \mu A$ ;
- $i^2$ , valeur quadratique moyenne du courant de bruit total (ramené à l'entrée de la chaîne de mesure ).

Le tableau dressé ci-après regroupe les différentes sources de bruit rencontrées au cours de l'étude de notre dispositif. On y indique l'expression de la valeur quadratique moyenne de la source de bruit considérée et sa valeur approchée.

Si on suppose que ces sources de bruit ne sont pas corrélées entre elles, nous avons :

$$\overline{i^2} = \overline{i_o^2} + \overline{i_r^2} + \overline{i_s^2} + \overline{i_p^2} \quad ( 11.5 )$$

Tableau 11.1. - Résumé des sources de bruit du dispositif

Source de bruit	Expression	Valeur
Bruit quantique dû au courant d'obscurité $I_0$ de la photodiode ( cf chap. 4, par. 4.5 )	$\overline{i_0^2} = 2e \cdot I_0 \cdot B_e$	$2 \cdot 10^{-19} \text{ A}^2$
Bruit quantique généré par le courant $I_{rm}$ minimum dû au flux utile minimum reçu $P_{rm}$ (cf chap. 5, par. 5.8.5 et 5.8.8; chap. 8, par. 8.3 )	$\overline{i_r^2} = 2e \cdot I_{rm} \cdot B_e$	$5 \cdot 10^{-18} \text{ A}^2$
Bruit quantique généré par le courant $I_s$ dû au flux solaire $P_s$ ( cf chap. 5, par. 5.8.4 )	$\overline{i_s^2} = 2e \cdot I_s \cdot B_e$	$9 \cdot 10^{-16} \text{ A}^2$
Bruit du préamplificateur ( cf chap. 8, par. 8.6 )	$\overline{i_p^2} = \left( 2e \cdot I_b + \frac{4k \cdot T}{R_f} \right) \cdot B_e$	$2 \cdot 10^{-17} \text{ A}^2$

L'examen du tableau montre que le bruit  $i_s$  dû au flux solaire est le bruit prépondérant. On peut alors écrire :

$$(S/B)_m \approx \frac{I_{rm}^2}{i_s^2} \quad (11.6)$$

Numériquement on trouve :

$$(S/B)_m \approx 270 \quad \text{et} \quad \sigma_{DFC} \approx 1.5 \text{ ns}$$

Cette dernière valeur correspondant à une résolution en distance de 22.5 cm.

### 11.3. Influence de la température sur le dispositif de réception

Les effets de la température se manifestent au niveau :

- de la chaîne d'amplification;
- du discriminateur ( DFC );
- des monostables;
- du convertisseur temps-amplitude ( CTA ).

#### 11.3.1. Influence sur la chaîne d'amplification

Le gain du préamplificateur étant fixé par la résistance de contre-réaction  $R_f$  ( voir chap. 8 ), la température ne devrait pas modifier notablement sa valeur. Quant à l'amplificateur qui suit le préamplificateur et qui est construit autour du circuit intégré NE 592, les courbes de la figure ( 11.2 ) [85 ] décrivent les variations de son gain et de sa réponse fréquentielle avec la température. On remarque une diminution du gain ( pour la configuration gain 2 ) inférieure à 0.1 % / °C.

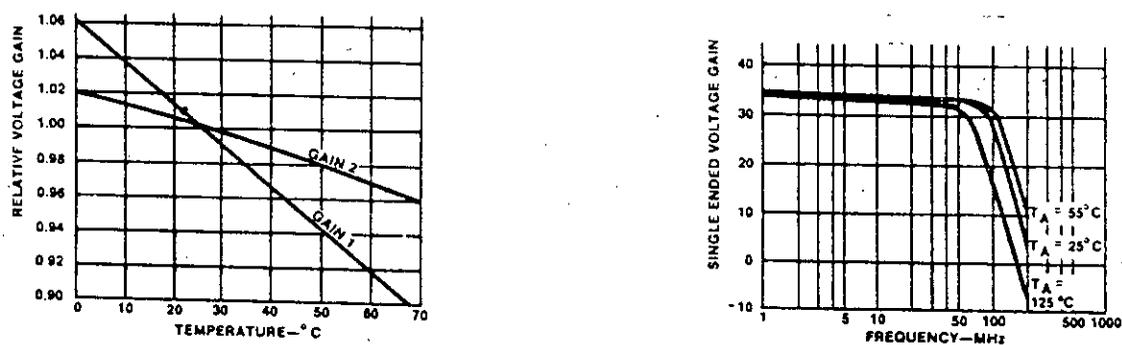


Fig.11.2.-a) Variation du gain du NE 592 avec la température  
b) Variation de la réponse fréquentielle du NE 592

#### 11.3.2. Influence sur le discriminateur

Les courbes données figure ( 11.3 ) illustrent l'évolution des temps de propagation du NE 522, circuit à partir duquel est construit le DFC ( voir chap.9 ), en fonction de la température [85].

La courbe relative au temps de propagation du niveau haut au niveau bas - TPD ( HL ) - reste pratiquement inchangée. Mais celle concernant la durée de passage du niveau bas au niveau haut - TPD ( LH ) - indique une variation, à partir de 20°C, de 50 ps/°C . En terme de distance pour le télémètre laser, cela correspond à

une variation de à  $0.75 \text{ cm } / ^\circ\text{C}$ .

A titre de comparaison, le comparateur SP 9687, que nous avons mentionné lors de l'étude du DFC, exhibe une variation de seulement  $3 \text{ ps } / ^\circ\text{C}$  [94].

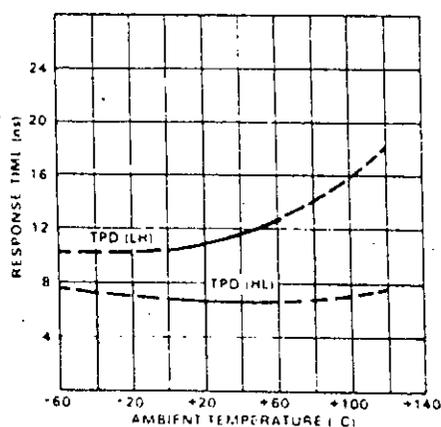


Fig. 11.3. - Variation des temps de réponse du NE 522 avec la température

### 11.3.3. Influence sur les monostables

La durée  $T_w$  de l'impulsion générée à la sortie du monostable 74 LS 221 ( cf chap. 10 ) est remarquablement stable, comme l'indique la figure ( 11.4 ).

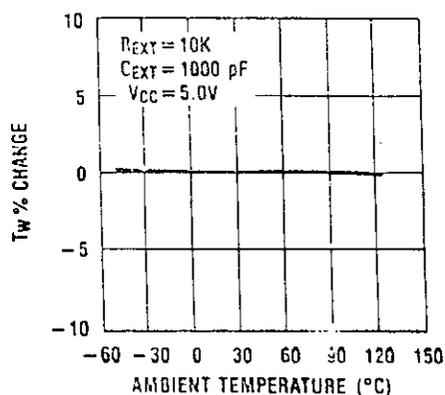


Fig. 11.4. - Variation de la durée  $T_w$  de l'impulsion de sortie du 74 LS 221

### 11.3.4. Influence sur le CTA

Dans le CTA réalisé ( voir chap. 10 ), la température agit principalement sur :

- la valeur de la source de courant I;
- la valeur de la tension  $V_{CEsat}$  de T10.

#### 11.3.4a. Influence sur la source de courant I

La variation de l'intensité I selon la température dépend des variations de la tension  $v_{be}$  du transistor T11 ( - 2 mV / °C ) et de la tension  $V_z$  de la diode zener choisie ( + 2 mV / °C ). Comme le courant I s'exprime :

$$I = \frac{V_z - v_{be}}{R_{31}} \quad ( 11.7 )$$

et sachant que  $R_{31}$  vaut 1.1 k $\Omega$ , on obtient une variation du courant I en fonction de la température de 4  $\mu$ A/°C. Cette variation influence peu la mesure.

#### 11.3.4b. Influence sur $V_{CEsat}$

La fiche technique du transistor T10 ( 2N 2369 ) ne comporte pas les courbes de variations du paramètre  $V_{CEsat}$  en fonction de la température. Pour évaluer ces variations, on peut cependant se rapporter à celles du transistor BSX 20 ( fig. 11.5 ) qui possède des caractéristiques similaires [76].

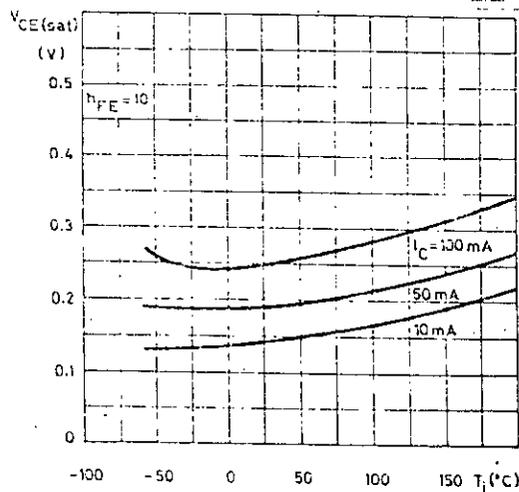


Fig. 11.5 - Variation de la tension de saturation  $V_{CEsat}$  du BSX 20

On observe ( sur la courbe  $I_c = 10 \text{ mA}$  ) une variation de  $V_{CEsat}$  de  $0.4 \text{ mV}/^\circ\text{C}$ . Notons que la référence [100] indique une variation de  $0.2 \text{ mV}/^\circ\text{C}$  de la tension de saturation d'un transistor en fonction de la température. Les deux valeurs concordent bien. Une variation de  $0.4 \text{ mV}/^\circ\text{C}$  correspond, avec la pleine échelle choisie pour le CTA, à une variation temporelle de  $16 \text{ ps}/^\circ\text{C}$ .

### 11.3.5. Conclusion

Mis à part le comparateur NE 522 dont les performances vis à vis de la température, pour notre application particulière, sont assez moyennes, le comportement des autres éléments de la chaîne de réception se révèle, théoriquement, plutôt satisfaisant.

## 11.4. Mesures sur les éléments constitutifs du télémètre

### 11.4.1. Généralité

Les circuits réalisés sont montés sous la forme de trois modules :

- un module comprenant le dispositif d'émission;
- un module qui regroupe le préamplificateur et l'amplificateur;
- un module sur lequel sont rassemblés le DFC et le CTA.

La connexion des différents modules se faisant par câble coaxiale.

On trouvera à l'annexe E le schéma général du dispositif réalisé ainsi que la liste des composants utilisés.

Les mesures sur les différents circuits ont été effectuées à l'aide du matériel suivant :

- un générateur d'impulsions Philips PM 5770 qui peut fournir des impulsions ( sous une impédance de sortie de  $50 \Omega$  ) variant entre  $5 \text{ ns}$  et  $100 \mu\text{s}$ , avec un temps de montée réglable entre  $3 \text{ ns}$  et  $50 \text{ ns}$ . Le niveau du signal est réglable entre  $100 \text{ mV}$  et  $10 \text{ V}$ ;
- un oscilloscope Tektronix 568. Sa bande passante, notée  $B_{osc}$ , est de  $100 \text{ MHz}$  correspondant à un temps de montée, noté  $t_{rosc}$ , de  $3.5 \text{ ns}$ . La position inférieure extrême de la base de temps est de  $2 \text{ ns} / \text{division}$ , soit  $400 \text{ ps} / \text{subdivision}$ ;

- une sonde Métrix HA 1161 qui utilisée en position (X 10) admet une bande passante de 100 MHz correspondant à un temps de montée, noté  $t_{rson}$ , de 3.5 ns.

Si  $t_{rs}$  est le temps de montée d'un signal dont la mesure, effectuée à l'aide du couple sonde-oscilloscope, fournit un temps de montée noté  $t_{rm}$ , nous avons :

$$t_{rs}^2 \approx t_{rm}^2 - (t_{rosc}^2 + t_{rson}^2)$$

Les chiffres que nous donnerons tiendront compte de cette correction.

#### 11.4.2. Mesures sur le circuit émetteur

L'impulsion d'attaque ( à la sortie du transistor  $T_2$  ) présente un temps de montée de 10 ns. Le signal sur le drain du MOSFET évolue avec un temps de montée inférieur à 15 ns et un temps de descente de l'ordre de 20 ns.

Lors de la commutation du MOSFET le potentiel d'alimentation subit une diminution importante ( quelques volts ) de sa valeur. Un condensateur réservoir de plus forte capacité, placé sur la ligne d'alimentation du MOSFET, limiterait cette chute.

Des essais à différentes valeurs de la tension d'alimentation  $V_{DD}$ , entre 10 V et 20 V, ont montré une légère diminution des temps de commutation du MOSFET avec l'augmentation de  $V_{DD}$ .

Le courant drain du MOSFET est voisin de 9 A. A Cette valeur du courant d'excitation, il devrait correspondre une puissance lumineuse émise ( théoriquement ) de 2.5 W. Une mesure précise de la puissance effectivement émise doit faire appel à un mesureur de puissance lumineuse. On peut toutefois, en modifiant la résistance de limitation de courant  $R_L$ , agir sur la valeur du courant d'excitation de la diode laser et obtenir la valeur requise.

Une brève surtension ( $\approx 20$  ns) d'une dizaine de volts se produit sur le drain du MOSFET au moment de l'ouverture du MOSFET. La diode Schottky de protection n'a pas été en mesure de supprimer ce rebondissement qui ne semble pas avoir été préjudiciable à la diode laser. Cependant, afin d'écartier tout risque, il faudrait utiliser une diode de protection plus rapide.

La largeur de l'impulsion d'excitation minimale de la diode laser qu'il est possible d'obtenir est de 30 ns, mais nous l'avons

**CONCLUSION GENERALE**

fixée à 100 ns, à cause des deux doubles monostables de la chaîne de réception qui réclament une largeur minimale d'impulsion de déclenchement d'au moins 50 ns.

#### 11.4.3. Mesures sur le récepteur

Ces mesures sont effectuées en simulant la photodiode de réception par une source de courant réalisée à l'aide d'un générateur d'impulsions.

##### 11.4.3a. Mesures sur la chaîne d'amplification

Le temps de montée relevé à la sortie du préamplificateur est de 10 ns, correspondant à une bande passante de 35 MHz. L'écart avec la valeur calculée (23.5 MHz) provient certainement d'une surestimation de la valeur des capacités intervenant dans la détermination de la bande passante.

Nous avons aussi noté une bonne correspondance entre la valeur de la résistance de contre-réaction  $R_f$  et le gain de transimpédance du préamplificateur, et ce pour plusieurs valeurs de  $R_f$ .

Le temps de montée relevé à la sortie de l'amplificateur NE 592 - pour un gain de ce dernier de 40 dB - est de 19 ns. Cette valeur, qui correspond au temps de montée de la chaîne amplificatrice, est un peu supérieure à la valeur théorique.

##### 11.4.3b. Mesures sur le DFC

En faisant varier le niveau d'attaque à l'entrée du DFC réalisé entre 220 mV et 5 V (soit une dynamique d'entrée de 28 dB) nous n'avons pas constaté (dans les limites de la sensibilité de l'oscilloscope utilisé, qui est de 5 mV) de variation de tension à la sortie du CTA. Le DFC réalisé n'est certainement pas exempt de walk, mais il faudrait pour le mettre en évidence, faire des essais avec un oscilloscope de sensibilité plus importante.

##### 11.4.3c. Mesures sur le CTA

Les tests sur le CTA ont montré une résolution meilleure que 400 ps, valeur correspondant à la limite de résolution de l'échelle temporelle de l'oscilloscope utilisé.

## CONCLUSION GENERALE

Après une étude des principaux dispositifs de mesure de distance par rayon laser, notre choix s'est porté sur le télémètre impulsif pour lequel nous avons réalisé un circuit émetteur et un circuit récepteur.

La source laser utilisée, une diode laser, outre son prix modérément élevé, présente l'avantage d'une commande électronique assez aisée. Le dispositif d'excitation de la diode laser fait appel à un transistor MOSFET de puissance économique et bien approvisionné. Les résultats expérimentaux ont montré, en accord avec l'étude théorique, l'efficacité d'une telle commande au niveau de :

- la rapidité de commutation;
- la facilité de mise en oeuvre;
- l'intensité du courant fourni;
- la reproductibilité des signaux de commande ( d'un échantillon à l'autre de MOSFET ).

Le MOSFET est lui même piloté par un étage classique de commutation, conçu à l'aide de composants courants. Les temps de commutation obtenus valident assez bien les données théoriques.

Les performances en résolution du module récepteur sont relativement moyennes mais sont inhérentes à la méthode télémétrique adoptée. En effet, étant données les très courtes durées manipulées, la technique de télémétrie impulsif se prête difficilement à la mesure de courtes et moyennes distances.

Mais l'attrait pour une telle méthode réside dans :

- l'économie des moyens mis en oeuvre;
- la possibilité d'attaque de cibles d'un type quelconque;
- l'extension facile à la gamme de distance supérieure;
- la rapidité de mesure.

La finalisation du travail effectué, dans le but de rendre opérationnel un télémètre laser impulsif, nécessite la réalisation :

- de boîtiers blindés abritant les circuits réalisés et éliminant les couplages parasites observés entre les modules émetteur et récepteur;
- d'une carte fournissant les différentes tensions d'alimentation aux divers circuits;
- d'une électronique de commande gérant l'ensemble du dispositif ( pilotage de l'émetteur, acquisition et moyennage des informations délivrées par le récepteur , affichage de la distance mesurée ), conçue autour d'un microprocesseur et de ses circuits associés, ou mieux, d'un micro-contrôleur.

Il est aussi possible d'apporter des améliorations à l'émetteur et au récepteur réalisés, par :

- un meilleur choix du circuit comparateur constituant le DFC ( par exemple le SP 9687 ), car c'est cet élément de la chaîne de réception qui conditionne, pour la plus grande part, les performances du dispositif;
- la production de l'impulsion "start" à l'aide d'un dispositif optique dérivant une partie du flux émis par la diode laser; cette modification permettrait d'isoler totalement le module émetteur du module récepteur;
- l'insertion dans la chaîne de réception d'un atténuateur commandé ou d'un amplificateur à contrôle automatique de gain ou bien encore d'un amplificateur logarithmique qui, en diminuant le dynamique des signaux reçus, viendrait épauler le DFC.

On pourrait, d'autre part, envisager pour de futurs développements du dispositif la mise en place d'une optique plus

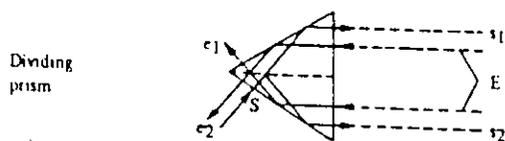
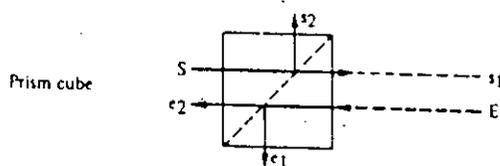
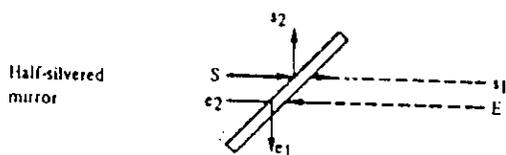
sophistiquée (photodiode à avalanche, filtre de bande, objectif afocal etc ..).

**ANNEXES**

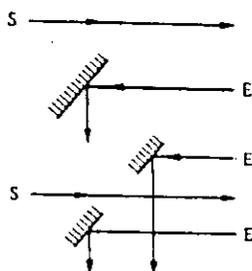
# ANNEXE A

## OPTIQUES COAXIALES ET REFLECTIVITE DES CIBLES

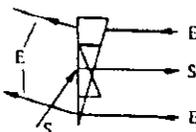
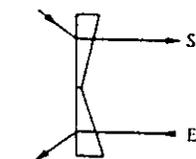
### A-1. EXEMPLES D'OPTIQUES COAXIALES [55]



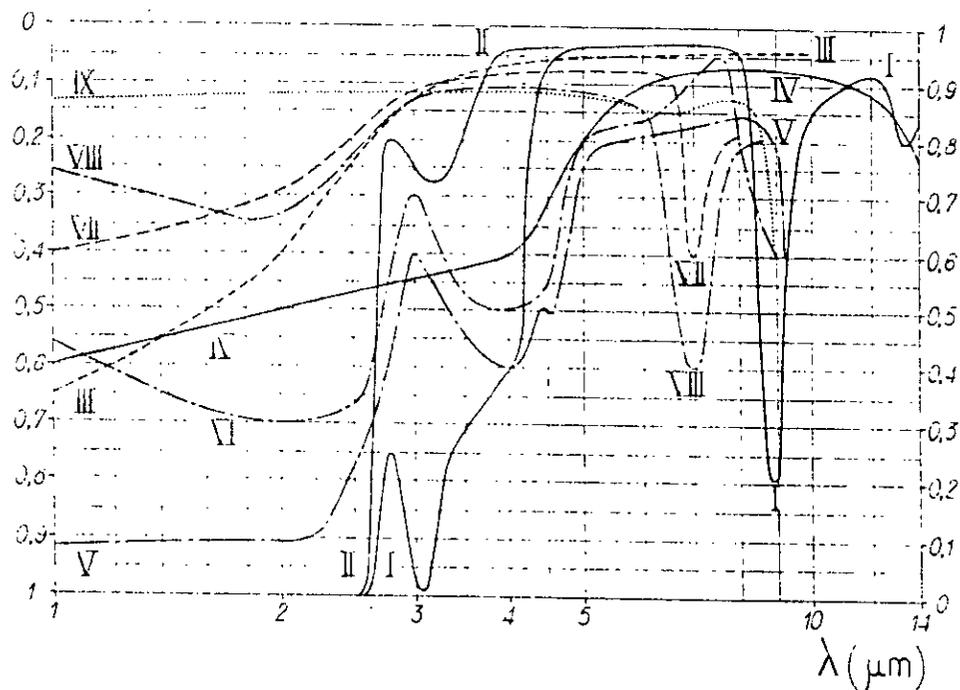
Mirror in part of the beam path



Wedges in beam path



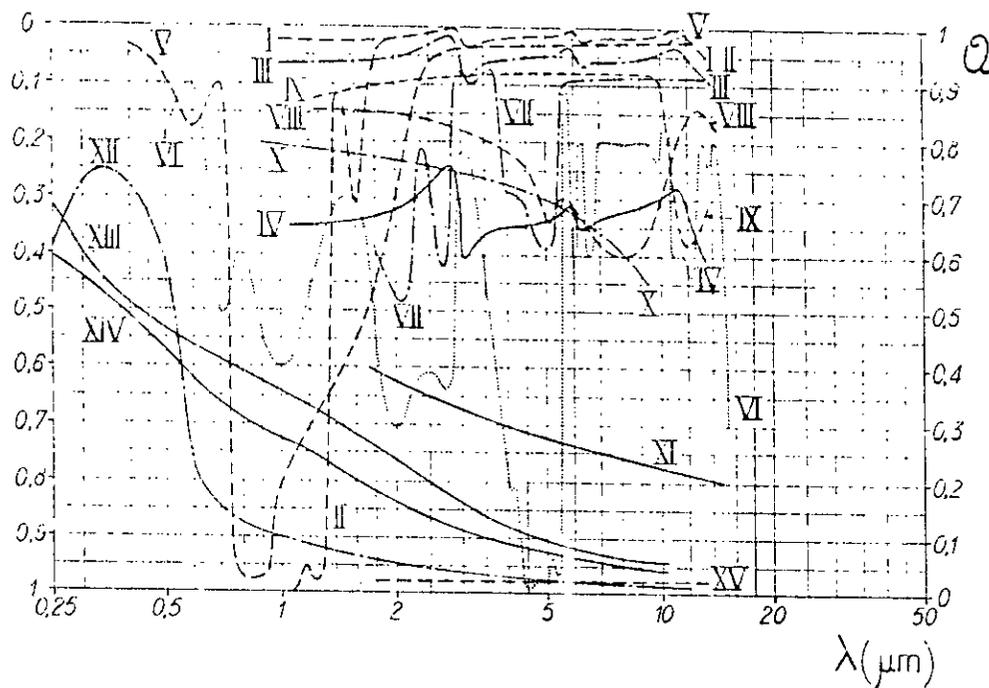
## A-2. REFLECTIVITE $\rho$ ( EMISSIVITE $\varepsilon$ ) DE QUELQUES CIBLES [102]



- I Quartz (épaisseur 2 mm, fond blanc,  $\alpha = 1$ )
- II Verre crown (épaisseur 2 mm, fond blanc,  $\alpha = 1$ )
- III Email blanc

- IV Alumine frittée
- V Chamotte blanche
- VI Tuiles rouges

- VII Beïon
- VIII Amiante
- IX Carton goudronné



- I Eau (grande épaisseur,  $\theta = 0^\circ$ )
- II Eau (épaisseur 0,5 mm, fond opaque,  $\alpha = 1$ ,  $\theta = 0^\circ$ )
- III Fau (grande épaisseur,  $\theta = 60^\circ$ )
- IV Eau (grande épaisseur,  $\theta = 80^\circ$ )
- V Feuille verte de peuplier

- VI Peinture (oxyde de zinc + huile de lin, fond  $\alpha = 1$ )
- VII Revêtement routier à base d'asphalte
- VIII Caoutchouc noir
- IX Carbure silicium industriel
- X Graphite

- XI Acier inoxydable, oxyde à 500 C
- XII Cuivre poli
- XIII Fer non oxyde
- XIV Nickel
- XV Feuille d'aluminium lamine

## ANNEXE B

### CALCUL DE L'ETAGE PREAMPLIFICATEUR

#### B-1. Calcul de la Polarisation

Les transistors utilisés sont des BFR 90 [84] et la tension d'alimentation est notée  $V_{cc}$  et vaut 12 V.

Le courant collecteur  $I_{c5}$  de  $T_5$  est fixé à 4 mA assurant ainsi une fréquence de transition  $f_{T5}$  de 3.6 GHz ( fig. B-1 ). Supposons que le courant d'émetteur  $I_{e5}$  de  $T_5$  (  $I_{e5} = I_{c5}$  ) soit beaucoup plus élevé que le courant  $I_f$  circulant dans la résistance de contre-réaction  $R_f$ . On doit avoir :

$$V_{R9} = R_9 \cdot I_{c5} = V_{be4} = 0.75 \text{ V} \quad (\text{B-1})$$

avec  $V_{be4}$  tension base-émetteur de  $T_4$  et  $V_{R9}$  celle aux bornes de  $R_9$ . On trouve alors  $R_9 = 180 \Omega$ .

Nous pouvons écrire  $V_{ce4}$ , tension collecteur-émetteur de  $T_4$  :

$$V_{ce4} = V_{cb4} + V_{be4} \quad (\text{B-2})$$

Où  $V_{cb4}$  la tension collecteur base de  $T_4$  que nous choisirons égale à 9 V en fixant ainsi la capacité collecteur base de  $T_4$ , notée  $C_{bc}$ , à 0.5 pF ( fig. B-2 ). On a donc  $V_{ce4} = 9.75 \text{ V}$ . Or :

$$V_{ce4} = V_{be5} + V_{R8} + V_{R9} \quad (\text{B-3})$$

$V_{be5}$  étant la tension base-émetteur de  $T_5$  et  $V_{R8}$  celle aux bornes de  $R_8$ . En posant  $V_{be5} = 0.75 \text{ V}$  et avec les valeurs précédentes de  $V_{ce4}$  et  $V_{R9}$ , on trouve  $V_{R8} = 8.75 \text{ V}$  et  $R_8 = 2 \text{ k}\Omega$ . La résistance  $R_7$  est prise égale à  $180 \Omega$  de manière à fixer à 1 le gain en tension associé à  $T_2$  ( voir la relation B-12 ).

La tension aux bornes de  $R_6$ , désignée par  $V_{R6}$ , s'exprime :

$$V_{R6} = V_{cc} - V_{ce4} \quad (\text{B-4})$$

On trouve  $V_{R6} = 2.25 \text{ V}$ . Le courant collecteur de  $T_4$  noté  $I_{c4}$  est fixé à 1 mA correspondant à une fréquence de transition  $f_{T4}$  proche

de 2 GHz et à une résistance  $R_6$  de 2.2 k $\Omega$ . Pour cette valeur du courant  $I_{c4}$  le gain typique en courant  $\beta_4$  du transistor  $T_4$  est de 80 ( fig. B-3 ) et donc le courant de base  $I_{b4}$  de  $T_4$  (  $I_{b4} = I_f$  ) vaut approximativement 12.5  $\mu$ A. La supposition  $I_f \ll I_{c5}$  est bien justifiée.

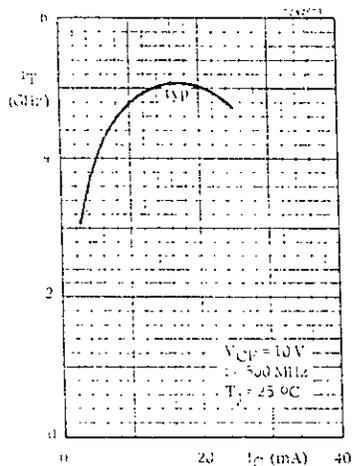


Fig. B-1. - Variation de la fréquence de transition  $f_T$  du BFR 90 en fonction du courant de collecteur  $I_C$

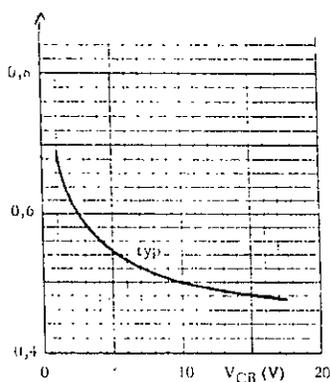


Fig. B-2. - Variation de la capacité collecteur base  $C_{cb}$  du BFR 90 en fonction de la tension collecteur-base  $V_{cb}$

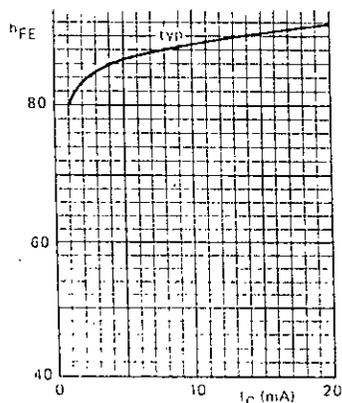


Fig. B-3. - Variation du gain en courant  $h_{fe}$  du BFR 90 en fonction du courant de collecteur  $I_C$

**B-2. Calcul des différents gains de l'étage et de sa résistance d'entrée [83]**

**B-2a. Calcul du gain en tension entre base de T<sub>4</sub> et émetteur de T<sub>5</sub>**  
 Les gains statiques en courant  $\beta_4$  et  $\beta_5$ , respectivement, des transistors T<sub>4</sub> et T<sub>5</sub> sont supposés identiques :

$$\beta = \beta_4 = \beta_5 = 40$$

Rappelons que :  $I_{c4} = 1 \text{ mA}$  et  $I_{c5} = 4 \text{ mA}$ .

Nous négligerons les résistances de base des différents transistors et nous noterons  $r_{be4}$  la résistance entre la base interne et l'émetteur de T<sub>4</sub> et  $r_{be5}$  celle de T<sub>5</sub>, conformément à la notation admise dans le schéma équivalent de Giacometto. Les transconductances des transistors T<sub>4</sub> et T<sub>5</sub> seront respectivement désignées par  $g_{m4}$  et  $g_{m5}$ .

Soit  $A'_v$  le gain en tension de la base de T<sub>4</sub> à l'émetteur de T<sub>5</sub>.  
 Notons  $R_e$  la résistance équivalente d'émetteur de T<sub>5</sub> obtenue par une transformation utilisant l'effet Miller ( fig. B-4 ) :

$$R_e = R_9 // [ R_f / ( 1 - 1/A'_v ) ] \quad ( B-5 )$$

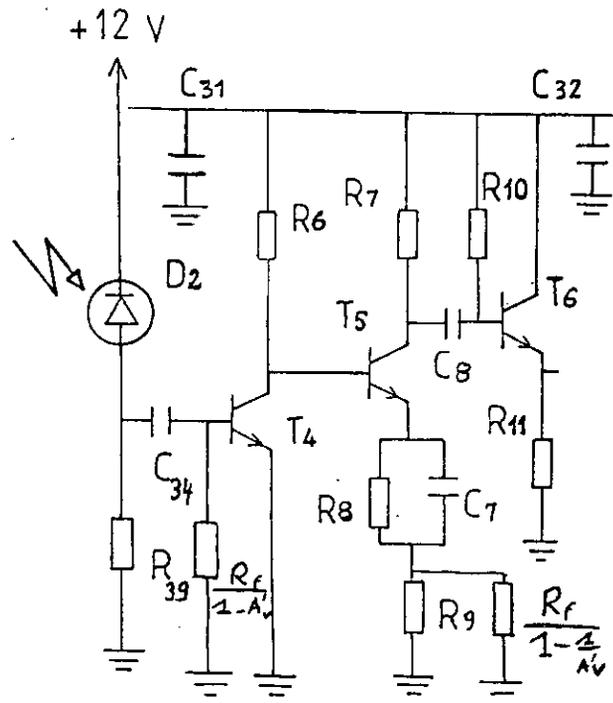


Fig. B-4. - Schéma équivalent du préamplificateur après une transformation utilisant le théorème de Miller

Si on suppose  $|A'v| \gg 1$ , on trouve ( sachant que  $R_p = 180 \Omega$  et  $R_f = 6.8 \text{ k}\Omega$  )  $R_e = R_p = 180 \Omega$ .

Soit  $R_{i2}$ , la résistance d'entrée du deuxième étage :

$$R_{i2} = r_{be5} + (\beta + 1) \cdot R_e \quad (\text{B-6})$$

Or  $r_{be5} = \beta/g_{m5}$  avec  $g_{m5} = I_{c5}/V_T$  et  $V_T = 25 \text{ mV}$  à  $25^\circ\text{C}$ . On trouve  $r_{be5} = 250 \Omega$  et  $R_{i2} = 7.63 \text{ k}\Omega$ .

Soit  $A'v_2$  le gain en tension entre la base de  $T_5$  et l'émetteur de  $T_5$  :

$$\begin{aligned} A'v_2 &= 1 - (r_{be5}/R_{i2}) \\ &= 0.96 \end{aligned} \quad (\text{B-7})$$

Soit  $A'v_1$  le gain en tension entre la base de  $T_4$  et le collecteur de  $T_4$  :

$$A'v_1 = - g_{m4} \cdot R_L \quad (\text{B-8})$$

avec  $R_L = R_o // R_{i2} = 1.7 \text{ k}\Omega$  et  $g_{m4} = I_{c4}/V_T = 40 \text{ mS}$ . On trouve alors  $A'v_1 = 68$ .

Nous avons :

$$\begin{aligned} A'v &= A'v_1 \cdot A'v_2 \\ &= - 65 \end{aligned} \quad (\text{B-9})$$

L'hypothèse  $|A'v| \gg 1$  est bien justifiée.

#### B-2b. Détermination de la résistance d'entrée du préamplificateur

Soit  $R_{i1}$  la résistance d'entrée du premier étage :

$$R_{i1} = r_{be4} // [ R_f / (1 - A'v) ] \quad (\text{B-10})$$

Avec  $R_f = 6.8 \text{ k}\Omega$  et  $r_{be4} = \beta/g_{m4}$  avec  $g_{m4} = I_{c4}/V_T$  et  $V_T = 25 \text{ mV}$  à  $25^\circ\text{C}$ . On trouve  $r_{be4} = 1 \text{ k}\Omega$  et puisque  $|A'v| \gg 1$ , alors :

$$R_{i1} = R_f / |A'v| \quad (\text{B-11})$$

Après calcul, on trouve :

$$R_{i1} \approx 100 \Omega.$$

**B-2c. Calcul du gain en tension entre base de T<sub>4</sub> et collecteur de T<sub>5</sub>.**

Soit  $A_v$  le gain en tension entre la base de T<sub>4</sub> et le collecteur de T<sub>5</sub> :

$$A_v = A'_{v1} \cdot A_{v2} \quad ( B-12 )$$

où  $A_{v2}$  est le gain en tension entre la base de T<sub>5</sub> et le collecteur de T<sub>5</sub>.  $A_{v2}$  s'exprime :

$$\begin{aligned} A_{v2} &= - R_7 / R_e \\ &= - 1 \end{aligned} \quad ( B-13 )$$

Il s'ensuit :

$$\begin{aligned} A_v &= | A'_{v1} | \\ &= 68 \end{aligned} \quad ( B-14 )$$

**B-2d. Calcul du gain de transimpédance du préamplificateur**

En régime dynamique on peut mettre le préamplificateur sous la forme du schéma équivalent de la figure ( B-5 ).

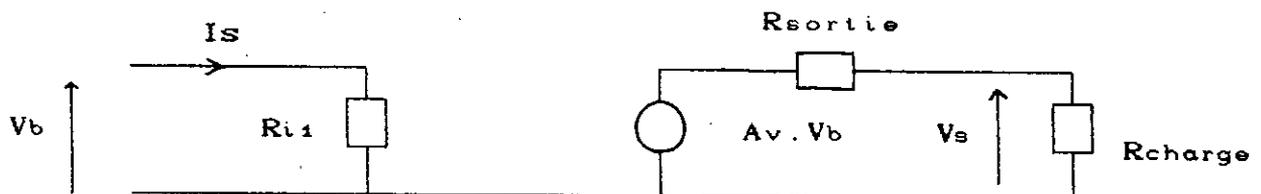


Fig. B-5. - Schéma équivalent du préamplificateur en régime dynamique

La source de courant  $I_s$  est celle induite par l'éclairement de la photodiode,  $V_b$  est la tension apparaissant sur la base du transistor  $T_4$  et  $V_s$  la tension produite sur la sortie collecteur de  $T_5$ . Nous pouvons écrire :

$$V_b = R_{i1} I_s \quad ( B-15 )$$

et d'après la relation ( B-11 ) :

$$V_b = ( R_f / A'_{v1} ) I_s \quad ( B-16 )$$

où  $A'_{v1}$  est le gain en tension de la base de  $T_4$  à l'émetteur de  $T_5$  ( voir par. B-2a ).

La tension de sortie  $V_s$  s'exprime :

$$V_s = A_v V_b \quad ( B-17 )$$

où  $A_v$  est le gain en tension entre la base de  $T_4$  et le collecteur de  $T_5$  ( voir par. B-2c ).

Comme d'après la relation ( B-14 ),  $A_v = | A'_{v1} |$  on déduit des deux dernières relations le gain de transimpédance ( $G_t = V_s / I_s$ ) :

$$G_t = R_f \quad ( B-18 )$$

### B-3. Détermination de la bande passante du préamplificateur

Si nous reprenons le schéma équivalent du préamplificateur ( fig. B-5 ) en y adjoignant les différentes capacités existant dans le premier étage du montage et en tenant compte de l'effet Miller intervenant entre :

- la base de  $T_4$  et l'émetteur de  $T_5$ ,
- la base de  $T_4$  et le collecteur de  $T_4$ ,

on obtient le schéma de la figure ( B-6 ) avec :

- $A'_{v1}$ , gain en tension entre la base de  $T_4$  et l'émetteur de  $T_5$ ;
- $A'_v$ , gain en tension entre la base de  $T_4$  et le collecteur de  $T_4$ ;

- $C_d$ , capacité de la photodiode;
- $C_{bc}$ , capacité entre base interne et collecteur de  $T_4$ ;
- $C_{be}$ , capacité entre base interne et émetteur de  $T_4$ ;
- $C_f$ , capacité parasite de la résistance  $R_f$  de réaction.

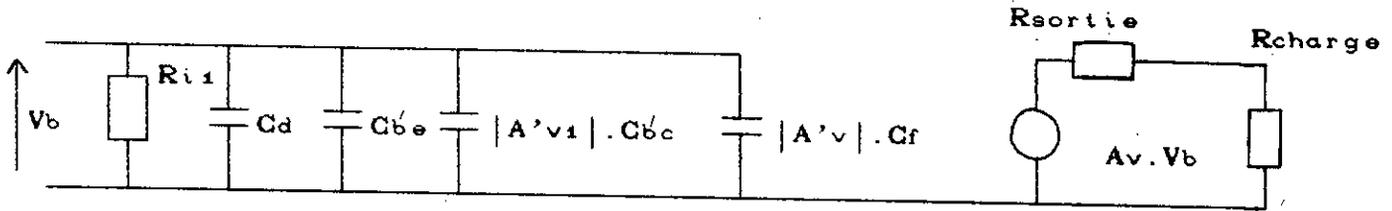


Fig. B-6. - Schéma équivalent du préamplificateur faisant intervenir les capacités du montage

La fréquence de coupure haute - 3 dB de l'étage, notée  $f_p$ , peut s'exprimer par :

$$f_p \approx \frac{1}{2\pi \cdot R_{i1} \cdot C_T} \quad (B-19)$$

où  $R_{i1}$  est la résistance d'entrée de l'étage et  $C_T$  la capacité totale d'entrée. Or d'après la relation ( B-11 )  $R_{i1} = R_f / |A'v|$  et comme :

$$C_T = C_d + |A'v_1| \cdot C_{bc} + |A'v| \cdot C_f + C_{be} \quad (B-20)$$

alors la bande passante  $B_p$  de l'étage, assimilée à la fréquence de coupure haute  $f_p$ , s'écrit :

$$B_p \approx \frac{|A'v|}{2\pi \cdot R_f \cdot ( C_d + |A'v_1| \cdot C_{bc} + |A'v| \cdot C_f + C_{be} )} \quad (B-21)$$

La capacité  $C_d$  de la photodiode a été estimée proche de 4 pF ( cf Chap. 4, Par. 4.7.3 ). La valeur de la capacité parasite de la résistance  $R_f$ , si on choisit un modèle de faible puissance ( 1/4 W

ou  $1/8 \text{ W}$  ), est de l'ordre de  $0.5 \text{ pF}$  [93]. La capacité  $C'_{bc}$ , fixée par la tension de polarisation  $V_{cb4}$  de  $T_4$  (cf Par. B-1) vaut approximativement  $0.5 \text{ pF}$ . Quant à la capacité  $C'_{be}$ , elle est donnée par la relation [83] :

$$C'_{be} \approx \frac{g_{m4}}{2\pi \cdot f_{T4}} \quad (\text{B-22})$$

où  $g_{m4} = 40 \text{ mS}$  est la transconductance du transistor  $T_4$  ( cf Par. B-2a ) et  $f_{T4} = 2 \text{ GHz}$  sa fréquence de transition ( cf Par. B-1 ).

On trouve alors une valeur de  $C'_{be}$  avoisinant  $4 \text{ pF}$ .

Comme d'autre part  $|A'_{v1}|$ , qui est égale à  $65$ , est proche de  $|A'_{v1}|$  ( cf Par. B-2a ), on peut réécrire l'expression ( B-21 ) :

$$B_p \approx \frac{1}{2\pi \cdot R_f \cdot (C'_{bc} + C_f)} \quad (\text{B-23})$$

Avec  $R_f = 6.8 \text{ k}\Omega$ , on obtient  $B_p \approx 23.5 \text{ MHz}$ .

## ANNEXE C

### BANDE PASSANTE EFFECTIVE DE BRUIT

Le passage au travers d'un circuit linéaire de fonction de transfert  $H(j\omega)$  (fig. C-1) d'un signal aléatoire  $s(t)$  transforme sa densité  $S_i(\omega)$  en la densité spectrale  $S_o(\omega)$ , avec [18]:

$$S_o(\omega) = |H(j\omega)|^2 \cdot S_i(\omega) \quad (C-1)$$

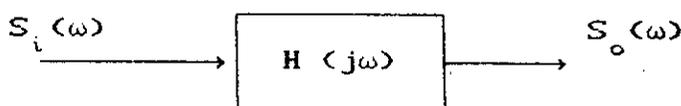


Fig. C-1. - Transformation de la densité spectrale  $S_i(\omega)$  par un circuit de fonction de transfert  $H(j\omega)$

La valeur quadratique moyenne  $\overline{s(t)^2}$  du signal  $s(t)$ , à la sortie de  $H(j\omega)$ , s'exprime alors :

$$\overline{s(t)^2} = \int_0^{\infty} S_o(\omega) \cdot d\omega \quad (C-2a)$$

$$= \int_0^{\infty} S_i(\omega) \cdot |H(j\omega)|^2 \cdot d\omega \quad (C-2b)$$

avec  $\omega = 2\pi f$ .

La bande passante  $B_c$  de la chaîne d'amplification s'écrit ( voir chap. 8, par. 8.5 )

$$B_c = \frac{1}{2\pi \cdot R_f \cdot C_i} \quad (C-3)$$

où  $R_f$  est la résistance de contre-réaction et  $C_i$  la capacité

équivalente d'entrée.

On peut donc considérer l'entrée du préamplificateur comme un filtre passe bas du premier ordre de fonction de transfert  $H_p(j\omega)$  :

$$H_p(j\omega) = \frac{1}{1 + j\omega R_f C_i} \quad (C-4)$$

Un signal aléatoire  $n(t)$  de densité spectrale  $N_i(\omega) = N$  constante ( bruit blanc ) présentera à la sortie du préamplificateur une valeur quadratique moyenne :

$$\overline{n(t)^2} = \int_0^{\infty} N \cdot |H_p(\omega)|^2 \cdot df \quad (C-5a)$$

$$\overline{n(t)^2} = \int_0^{\infty} \frac{N}{1 + (2\pi f \cdot R_f \cdot C_i)^2} \cdot df \quad (C-5b)$$

$$\overline{n(t)^2} = \frac{N}{4R_f \cdot C_i} \quad (C-5c)$$

$$\overline{n(t)^2} = (\pi/2) \cdot N \cdot B_c \quad (C-5d)$$

$$\overline{n(t)^2} = N \cdot B_e \quad (C-5f)$$

en posant :

$$B_e = (\pi/2) \cdot B_c \quad (C-6)$$

$B_e$  est la bande passante équivalente ou effective de bruit.

## ANNEXE D

### RESOLUTION THÉORIQUE DU DISPOSITIF

Soit  $\sigma_B$  la valeur efficace du bruit présent au niveau du DFC, la résolution temporelle du dispositif, notée  $\sigma_{DFC}$ , peut s'exprimer par la relation [93] :

$$\sigma_{DFC} \approx \frac{\sigma_B}{\left. \frac{dV_{DFC}(t)}{dt} \right|_{t = T_{DFC}}} \quad ( D-1 )$$

où  $V_{DFC}$  est le signal produit par le DFC et  $T_{DFC}$  l'instant de déclenchement du DFC ( cf chap. 9, par. 9.3 ).

Si nous supposons une évolution linéaire des signaux  $V_{DFC}(t)$  et  $V(t)$  (impulsion attaquant l'entrée du DFC) ( fig. D-1 ), le terme figurant au dénominateur de la relation ( D-1 ) s'écrit :

$$\left. \frac{dV_{DFC}(t)}{dt} \right|_{t = T_{DFC}} = \frac{0.8A}{\tau_r} \quad ( D-2 )$$

avec  $\tau_r$  temps de montée ( de 10% à 90% ) de l'impulsion d'entrée d'amplitude A.

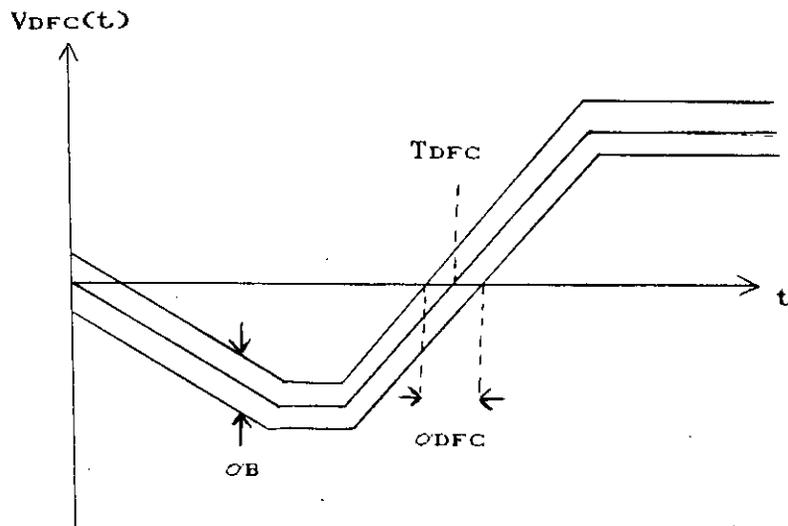


Fig. D.1. - Forme théorique des signaux dans le DFC

En combinant les deux dernières relations, on trouve :

$$\sigma_{DFC} \approx \frac{1.2\sigma_B \tau_T}{A} \quad (D-3)$$

Cherchons à exprimer cette relation en fonction du rapport signal à bruit ( minimum ) de la chaîne de mesure.

Le rapport signal à bruit ,noté  $(S/B)_D$ , disponible à l'entrée du DFC s'écrit :

$$(S/B)_D = \left[ \frac{A}{\sigma_B} \right]^2 \quad (D-4)$$

Le bruit de la chaîne de mesure étant essentiellement déterminé par le bruit à la sortie du préamplificateur, le rapport signal à bruit à l'entrée du DFC est sensiblement égal au rapport signal à bruit, noté  $(S/B)_P$ , à la sortie du préamplificateur :

$$(S/B)_D \approx (S/B)_P \quad (D-5)$$

Au moyen des relations ( D-3 ), ( D-4 ) et ( D-5), écrivons  $\sigma_{DFC}$  en fonction de  $(S/B)_P$  :

$$\sigma_{DFC} \approx \frac{1.2\tau_T}{\sqrt{(S/B)_P}} \quad (D-6)$$

Par le calcul de la moyenne de N acquisitions successives ,on améliore le rapport signal à bruit d'un facteur N [101]. Dans ce cas,  $\sigma_{DFC}$ , qui sera alors noté  $\sigma_{DFC}_N$ , s'exprime :

$$\sigma_{DFC}_N \approx \frac{1.2\tau_T}{\sqrt{N.(S/B)_P}} \quad (D-7)$$

Si le rapport signal à bruit pris en compte est le rapport signal

à bruit minimum ( c'est à dire celui établi pour le plus faible signal recueilli ), noté  $(S/B)_m$ ,  $\sigma_{DFC_N}$  s'écrit :

$$\sigma_{DFC_N} \approx \frac{1.2T_r}{\sqrt{N.(S/B)_m}} \quad ( D-8 )$$

## ANNEXE E

### NOMENCLATURE DES COMPOSANTS ET SCHEMA GENERAL

#### CIRCUITS INTEGRES

CI1 : 74 121  
CI2 : 74 S 244N  
CI3 : NE 592  
CI4 : NE 522  
CI5 : 74 LS 221  
CI6 : 74 LS 221  
CI7 : CA 3140A

#### TRANSISTORS

T1 : 2N 2369  
T2 : 2N 2369  
T3 : IRF 510  
T4 : BFR 90  
T5 : BFR 90  
T6 : BFR 90  
T7 : BFR 90  
T8 : 2N 2894  
T9 : 2N 2894  
T10 : 2N 2369  
T11 : 2N 2905

#### RESISTANCES

( 1/4 W, sauf indication particulière )

Rf : 6.8 k $\Omega$	R20 : 47 $\Omega$
R1 : 2.4 k $\Omega$	R21 : 47 $\Omega$
R2 : 1.2 k $\Omega$	R22 : 200 $\Omega$
R3 : 270 $\Omega$ ( 1/2 W )	R23 : 47 $\Omega$
R4 : 50 $\Omega$	R24 : 4.7 k $\Omega$
R5 : 0.7 $\Omega$	R25 : 4.7 k $\Omega$
R6 : 2.2 k $\Omega$	R26 : 270 $\Omega$
R7 : 180 $\Omega$	R27 : 270 $\Omega$
R8 : 2 k $\Omega$	R28 : 2.4 k $\Omega$
R9 : 180 $\Omega$	R29 : 2.4 k $\Omega$
R10 : 100 k $\Omega$	R30 : 47 $\Omega$
R11 : 510 $\Omega$	R31 : 1.3 k $\Omega$
R12 : 220 $\Omega$	R32 : 2.2 k $\Omega$
R13 : 1.2 k $\Omega$	R33 : 4.7 k $\Omega$
R14 : 1.2 k $\Omega$	R34 : 1.1 k $\Omega$
R15 : 220 $\Omega$	R35 : 3.3 k $\Omega$
R16 : 100 k $\Omega$	R36 : 2.4 k $\Omega$
R17 : 510 $\Omega$	R37 : 2.4 k $\Omega$
R18 : 2.2 k $\Omega$	R38 : 2.4 k $\Omega$
R19 : 47 $\Omega$	R39 : 100 k $\Omega$

## RESISTANCES AJUSTABLES (Multitours)

AJ1 : 5 k $\Omega$

AJ3 : 2 k $\Omega$

AJ2 : 5 k $\Omega$

AJ4 : 5 k $\Omega$

## CONDENSATEURS

C1 : 27 pF

C19 : 0.1  $\mu$ F

C2 : 1  $\mu$ F

C20 : 1.5 nF

C3 : 1  $\mu$ F

C21 : 10 pF

C4 : 47 pF

C22 : 0.1  $\mu$ F

C5 : 4.7  $\mu$ F

C23 : 0.1  $\mu$ F

C6 : 10  $\mu$ F

C24 : 1  $\mu$ F

C7 : 1 nF

C25 : 10 pF

C8 : 1 nF

C26 : 1.5 nF

C9 : 0.1  $\mu$ F

C27 : 0.1  $\mu$ F

C10 : 0.1  $\mu$ F

C28 : 0.1  $\mu$ F

C11 : 1  $\mu$ F

C29 : 56 pF

C12 : 0.1  $\mu$ F

C30 : 200 pF

C13 : 1  $\mu$ F

C31 : 22  $\mu$ F

C14 : 1  $\mu$ F

C32 : 10  $\mu$ F

C15 : 1  $\mu$ F

C33 : 10  $\mu$ F

C16 : 0.1  $\mu$ F

C34 : 10  $\mu$ F

C17 : 10  $\mu$ F

C18 : 0.1  $\mu$ F

## DIODES

D1 : LD 61

D4 : BZX79 6V2

D2 : SD 5421

D5 : BZX79 6V2

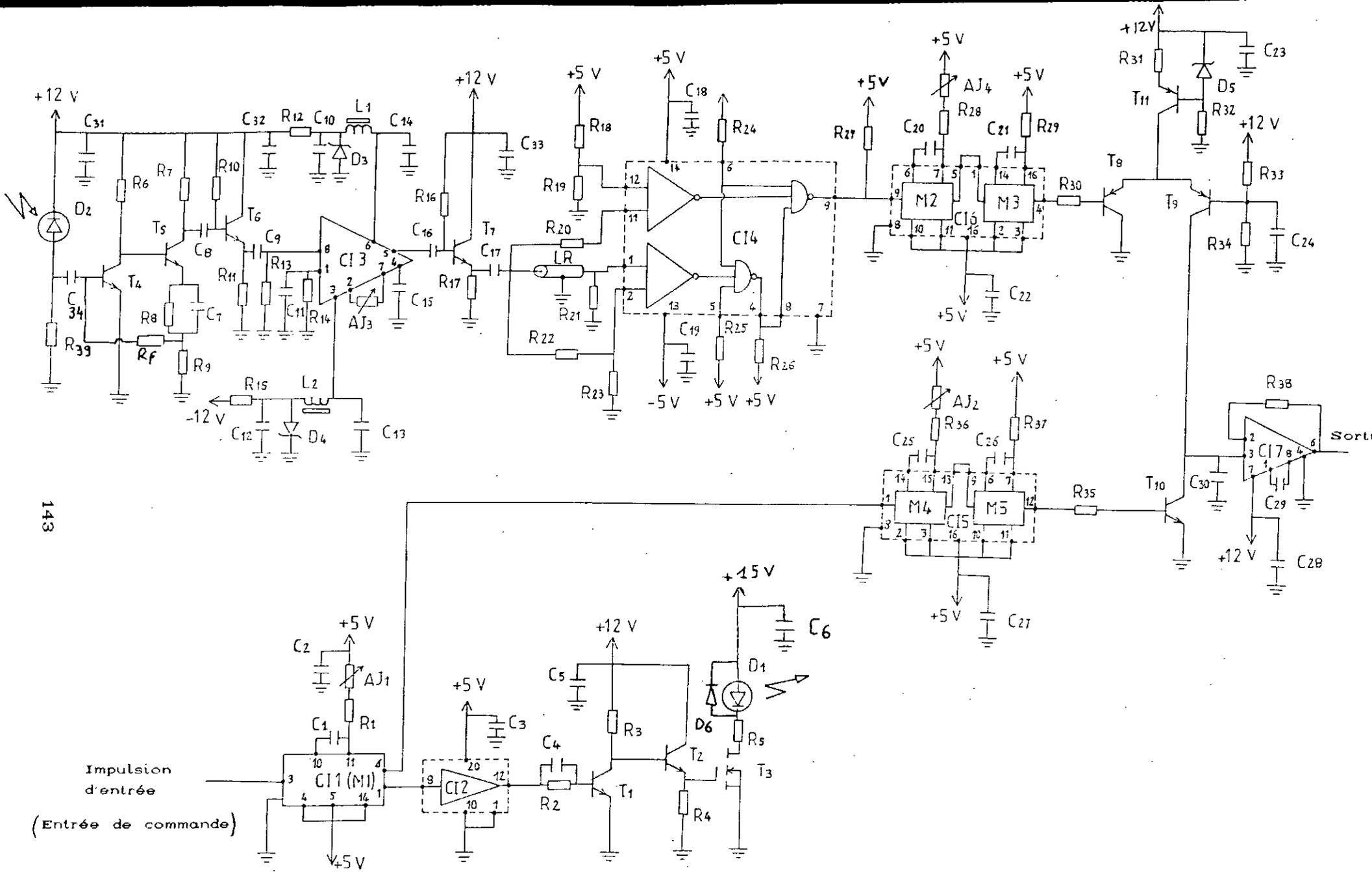
D3 : BZX79 6V2

D6 : BAT 85

## INDUCTANCES

L1 : VK 200

L2 : VK 200



143

Fig. E-1. Schéma électrique d'ensemble (émetteur et récepteur)

## BIBLIOGRAPHIE

## BIBLIOGRAPHIE

- [ 1 ] A. Orszag, G. Hepner, " *Les lasers et leurs applications* ", Masson, Paris 1980.
- [ 2 ] H. Maillet, " *Le laser, principes et techniques d'application* ", Technique et Documentation Lavoisier, Paris, 1990.
- [ 3 ] B. A. Lengyel, " *Introduction à la physique du laser* ", Editions Eyrolles, Paris, 1968.
- [ 4 ] H. Maillet, " *Méetrologie par laser appliquée aux systèmes mécaniques* ", Automatisation, Tome XVII, N° 6-7 pp. 179-184, Juin-Juillet 1972.
- [ 5 ] G. Mamom G. G. Youmans, Z. G. Sztankay, C. E. Mongan, " *Pulsed GaAs laser terrain profiler* ", Applied Optics, Vol 17, N° 6, pp. 868-877, 15 March 1978.
- [ 6 ] P. Hermet, " *Design of a rangefinder for military purposes* ", Applied Optics, Vol. 11, N°2, pp. 273-276, February 1972.
- [ 7 ] E. Brookner, " *Radar Technology* ", Artech House, Norwood, Mass., 1986.
- [ 8 ] T. P. Dixon, C. L. Wyman, H. D. Coombes, " *A laser guidance system for rendez-vous and docking* ", Journal of the Institute of Navigation, Vol. 13, N°3, pp. 231-245, Autumn 1966.
- [ 9 ] G. S. Mecherle, " *Docking / berthing sensor using a laser diode rangefinder, CCD and video tracker* ", SPIE Vol. 887 Acquisition, tracking, and pointing II, pp. 88-95, 1988.
- [ 10 ] L. D'Auria et al, " *Caractérisation de fibres optiques par rétrodiffusion* ", Revue Technique Thomson-CSF, VOL. 13, N°4, pp. 965-970, Décembre 1981.
- [ 11 ] M. Ziberna, D. Bevc, " *Dispositif de repérage des défauts de fibres optiques à 850 et 1300 nm, commandé par microprocesseur* ", Optoélectronique N° 37,

- pp. 33-35, Mars-Avril 1987
- [ 12 ] R. A. Jarvis, " A laser time of flight range scanner for robotic vision ", IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence, Vol. PAMI-5, N° 5, pp. 505-511, September 1983.
- [ 13 ] F. Nouredine, " Vision tridimensionnelle panoramique par télémétrie ", Thèse de doctorat en robotique, INSA de Rennes, 1987.
- [ 14 ] F. T. Arrecchi et E. O. Schulz-Dubois, " Laser Handbook ", North-Holland, Amsterdam, 1972.
- [ 15 ] M. J. Kavaya et al, " Target reflectance measurements for calibration of lidar atmospheric backscatter data" Applied Optics, Vol. 22, N° 17, pp. 2619-2628, 1983.
- [ 16 ] H. Henshall et J. Cruickshank, " Reflectance characteristics of selected materials for reference targets for 10.6  $\mu\text{m}$  laser radars ", Applied Optics, Vol. 27, N° 13, pp. 2748-2755, July 1988.
- [ 17 ] B. Crémoux, " Lasers à semiconducteur ", Techniques de l'ingénieur, Volet E 1105, pp. 1-6, Juin 1975.
- [ 18 ] D. A. Ross, " Optoelectronic devices and optical imaging techniques", The Macmillan Press, London 1979.
- [ 19 ] F. F. Mazda, " Electronics engineer's reference book", Butterworths, London, 1983.
- [ 20 ] Y. Suematsu, K. I. Iga, " Transmissions sur fibres optiques ", Masson, Paris, 1984.
- [ 21 ] A. Cozannet, J. Fleuret, H. Maitre, M. Rousseau, "Optique et télécommunications", Eyrolles (CNET-ENST), Paris, 1981.
- [ 22 ] J. Cornillault, " Mesures par laser ", Techniques de l'ingénieur, Volet E 2735, pp. 1-17, Juin 1986.
- [ 23 ] G. d'Auzac, " Utilisation du rayonnement infrarouge d'une diode à l'arseniure de gallium pour la mesure des distances ", Revue Technique Thomson CSF, Vol. 1, N°4, pp. 541-552, Décembre 1969.
- [ 24 ] D. Champier, " Télémètre laser par mesure du temps de vol, destiné à la proximétrie en robotique ", Thèse de doctorat en électronique, Université de Paris-Sud,

Orsay, 1987.

- [ 25 ] P. L. Bender, " *Laser measurements of long distances* " Proc. IEEE, Vol. 55, N° 6, June 1967.
- [ 26 ] P. A. Forrester and K. F. Hulme, " *Review laser rangefinders* ", Optical and Quantum Electronics, Vol. 13, pp. 259-293, 1981.
- [ 27 ] S. Monchaud, R. Prat, F. Noureddine, C. H. Chen, " *Dispositifs télémétriques pour la robotique* ", in *Le point en robotique*, Technique et Documentation Lavoisier, Paris, 1985.
- [ 28 ] B. S. Goldstein, and G. F. Dalrymple, " *Gallium Arsenide injection radar* ", Proceedings of the IEEE, Vol. 55, N°2, pp. 181-188, February 1967.
- [ 29 ] W. Koechner, " *Optical ranging system employing a high power injection laser diode* " - IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems, Vol. AES-4, N°1, pp 81-91, January 1968.
- [ 30 ] G. Ammon and S. Russell, " *A laser tracking and ranging system* ", Applied Optics, Vol. 9, N°10, pp. 2256-2260, October 1970.
- [ 31 ] R. A. Lewis and A. R. Johnston, " *A scanning laser rangefinder for a robotic vehicle* ", Proceedings of the 5<sup>th</sup> International Joint conference of Artificial intelligence, pp. 762-768, 1977.
- [ 32 ] I. Kaisto, J. Kostamovaara, M. Manninen, R. Myllylä, " *Optical range finder for 1.5-10 m distances* ", Applied Optics, Vol. 22, N° 20, pp. 3258-3264, October 1983.
- [ 33 ] D. I. Porat, " *Review of subnanosecond time interval measurement* ", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-20, N°5, pp. 36-51, October 1973.
- [ 34 ] M. Rocchi, " *Circuits intégrés en arsénure de gallium* ", Les Techniques de l'Ingénieur, Volet E 2440 Décembre 1986.
- [ 35 ] P. W. Nicholson, " *Nuclear electronics* ", John Wiley and Sons, New York, 1974.
- [ 36 ] J. J. Samuelli, J. A. Sarazin, " *Instrumentation*

- électronique en physique nucléaire* ", Masson, 1968.
- [ 37 ] A. Ogata et al " *Recent developments in measuring short time intervals by time to amplitude converters*", Nuclear Instruments and Methods, Vol. 60, pp. 141-150, 1968.
- [ 38 ] EG&G ORTEC, "*Time to amplitude converter, model 566* ", Operating and service manual.
- [ 39 ] F. Desvignes, "*Détections et détecteurs de rayonnements optiques* ", Masson, Paris, 1987.
- [ 40 ] J. P. Merou, "*Les fibres optiques* ", Edition Le Griffon d'Argile, Montréal, 1983.
- [ 41 ] M.Gouali, G. Folcke, M. Moulin, "*Ligne de transmission sur fibre optique* ", Revue Technique Thomson CSF, Vol. 17, N°2, pp. 385-420, Juin 1985.
- [ 42 ] G. Keiser, "*Optical fiber communications* ", Mc Graw-Hill, New York, 1985.
- [ 43 ] P. P. Webb, R. J. McIntyre, J. Conradi, "*Properties of avalanche photodiodes* ", RCA Review, Vol. 35, pp. 234-278, June 1974.
- [ 44 ] Honeywell Optoelectronics, "*Infrared data book* ", May 1990.
- [ 45 ] D. G. Baker, "*Fiber optic design and application* ", Reston Publishing Company, 1985.
- [ 46 ] Motorola, "*Optoelectronics device data* ", 1989.
- [ 47 ] G. Féléto, "*Liste d'équivalence thyristors, triacs et opto* ", Editions Radio, Paris, 1984.
- [ 48 ] Siemens, "*Optoelectronics data book* ", 1990.
- [ 49 ] Hewlett Packard, "*Catalogue optoélectronique* ", 1985.
- [ 50 ] J. C. Miquel, "*L'observation en vidéo rapide* ", Technique et Documentation Lavoisier, Paris, 1985.
- [ 51 ] J. W. T. Walsh, "*Photometry* ", Dover Publications, New York, 1958.
- [ 52 ] Hewlett Packard Optoelectronics, "*Fiber optics applications manual* ", McGraw-Hill, New York, 1977.
- [ 53 ] D. C. O'Shea, "*Elements of modern optical design* ", John Wiley and Sons, New York, 1985.
- [ 54 ] Melles Griot, "*Optics guide 4* ", 1988.

- [ 55 ] Texas Instruments, " *Optoelectronics : theory and practice* ", Texas Instruments Electronic Series, McGraw-Hill, New York, 1978.
- [ 56 ] A. Pelat, " *Imagerie et Télévision* ", Ellipses, Paris, 1988.
- [ 57 ] G. Gaussorgues, " *La thermographie infrarouge* ", Technique et Documentation Lavoisier, Paris, 1989.
- [ 58 ] J. Caniou, " *L'observation et le mesurage par thermographie* ", AFNOR, Paris, 1991.
- [ 59 ] X. Young, " *Optics and lasers* ", Springer - Verlag, Berlin, 1986.
- [ 60 ] J. A. Jamieson et al, " *Infrared physics and engineering* ", McGraw-Hill, New York, 1963.
- [ 61 ] ORIEL catalog, " *Light sources, monochromators, detection systems* ", Vol. II, 1984.
- [ 62 ] R. G. Schlecht and J. L. Paul, " *Advances in miniature lasers for ranging applications* ", SPIE Vol. 247 *Advances in laser engineering and applications*, pp. 116-123, 1980.
- [ 63 ] R. Bernard, G. Menguy, M. Schwartz, " *Le rayonnement solaire* " - Technique et Documentation Lavoisier, Paris, 1979.
- [ 64 ] C. H. Gooh, " *Gallium-arsenide lasers* ", John Wiley and Sons, New York, 1969.
- [ 65 ] H. Arciszewski, " *Mesures sur les transistors* ", Editions Chiron ( CNET ), Paris, 1967.
- [ 66 ] J. P. Vabre, " *Electronique des impulsions* ", Tome 3, Masson, Paris, 1982.
- [ 67 ] R. Lyon-Caen, " *Diodes et transistors en commutation* ", Masson, Paris, 1965.
- [ 68 ] Y. Tsuchiya, A. Takeshima, M. Hosoda, " *Stable ultrashort laser diode pulse generator* ", Rev. Sci. Instrum., Vol. 52, N°4, April 1981.
- [ 69 ] J. Vanderwall, W. V. Hattery, Z. G. Sztankay, " *Subnanosecond rise time pulses from injection lasers* ", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-10, pp. 570-572, July 1974.

- [ 70 ] H. E. Brown, R. A. Bond, J. C. Bloomquist,  
" *Avalanche transistors drive laser diodes hard and fast* ", Electronics, November 14, 1966.
- [ 71 ] W. B. Herden, " *Applications of avalanche transistors to circuits with a long mean time to failure* ", IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, Vol. 25, N°2, pp. 152-160, June 1976.
- [ 72 ] J. R. Andrews, " *Inexpensive laser diode pulse generator for optical waveguide studies* ", Rev. Sci. Instrum, Vol. 45, N°1, January 1974.
- [ 73 ] J. L. Dalmasso, " *Electronique de puissance / Commutation* ", Belin, Paris, 1986.
- [ 74 ] International Rectifier, " *Power Mosfets data book* ", 1985.
- [ 75 ] RTC-Philips, " *Diodes data handbook* ", 1989.
- [ 76 ] SGS-Thomson, " *Small signal transistors data book* ", December 1989.
- [ 77 ] RTC-Philips, " *Wideband transistors and wideband hybrid IC modules* ", 1989.
- [ 78 ] J. Millman, C. C. Halkias, " *Pulse, digital and switching waveforms* ", McGraw-Hill, New York, 1983.
- [ 79 ] National Semiconductor, " *LS / S / TTL logic data book* ", 1989.
- [ 80 ] J. Millman, H. T. Taub, " *Pulse and digital circuits* " Edicion Revolucionaria, La Habana, 1966.
- [ 81 ] J. M. Bernard, J. Hugon, " *Pratique des circuits logiques* ", Eyrolles, Paris, 1984.
- [ 82 ] G. Metzger, J-P. Vabre, " *Pratique des circuits intégrés numériques* ", Ellipses, Paris, 1988.
- [ 83 ] J. Millman, C. C. Halkias, " *Electronics devices and circuits* ", McGraw-Hill, New York, 1983.
- [ 84 ] Siemens Data Book, " *RF and microwave transistors and diodes* ", 1991.
- [ 85 ] Philips Data Handbook, " *Linear products* ", Book IC 11, 1989.
- [ 86 ] J. L. Hullett, T. V. Muoi, " *Reffered impedance noise analysis for feedback amplifiers* ", Electronics

- Letters, Vol. 13, N° 13, pp. 387-389, June 1977.
- [ 87 ] R. T. Unwin, " *A high speed optical receiver* ",  
Optical and Quantum Electronics, Vol. 14, pp. 61-66,  
1982.
- [ 88 ] J. MEY, " *Electronique rapide* ", Techniques de  
l'ingénieur, Volet E 4840, pp. 1-10, Décembre 1981.
- [ 89 ] J. P. Fouan, J. P. Passerieux, " *A time compensation  
method for coincidences using large coaxial Ge ( Li )  
detectors* ", Nuclear Instruments and Methods, Vol. 62  
pp. 327-329, 1968.
- [ 90 ] D. A. Gedcke , W. J. McDonald, " *Design of the  
constant fraction of pulse height trigger for optimum  
time resolution* ", Nuclear Instruments and Methods,  
Vol. 58, pp. 253-260, 1968.
- [ 91 ] R. L. Chase, " *Pulse timing system for use with gamma  
rays on Ge ( Li ) detectors* ", The Review of  
Scientific Instruments, Vol.39, N°9, pp. 1318-1326,  
September 1968.
- [ 92 ] EG&G ORTEC, " *Principles and applications of timing  
spectroscopy* ", Application Note 42.
- [ 93 ] T. J. Paulus, " *Timing Electronics and fast methods  
with scintillations detectors* ", IEEE Transactions on  
Nuclear Science, Vol. NS-32, N°3, June 1985.
- [ 94 ] Plessey Semiconductors, " *High speed data products  
IC Handbook* ", 1987.
- [ 95 ] G. Kennedy, " *Electronic communication systems* ",  
Mc-Graw Hill, New York, 1985.  
intelligence, pp. 762-768, 1977.
- [ 96 ] I. J. Taylor, T. H. Becker, " *A high speed time to  
amplitude converter using integrated circuits* ",  
Nuclear Instruments and Methods, Vol. 99, pp. 387-395,  
1972.
- [ 97 ] R. Besson, " *Technologie des composants électroniques*"  
Tome 1, Editions Radio, Paris, 1987.
- [ 98 ] I. Stepanenko, " *Principes de la microélectronique* ",  
Editions Mir, Moscou, 1983.
- [ 99 ] Harris, " *Linear ICs for commercial applications* ",

1990.

- I 100 ] J. Millman, C. G. Halkias, " *Electronics fundamentals and applications* ", McGraw-Hill, New York, 1978.
- I 101 ] J. MAX, " *Méthodes et techniques de traitement de signal et applications aux mesures physiques* ", Tome 1 Masson, Paris, 1981.
- I 102 ] F. Desvignes, " *Température de surface, Mesure par observation du rayonnement d'émission*", Les Techniques de l'ingénieur, Volet R 2735, pp. 1-21.