

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE

FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR

DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE.

Laboratoire microsystèmes et composants

MEMOIRE

Pour l'obtention du diplôme de magistère en Electronique

Intitulé :

**MODELISATION D'UN PHOTODETECTEUR
DANS UNE CHAINE DE TRANSMISSION
PAR FIBRE OPTIQUE**

Application Aux Composants Optohyperfréquences

Présenté et Soutenu par

Aib Samia

JURY

Président: M^r Bouchemat Mouhamed

Prof Univ.Constantine

Rapporteur: M^{me} Benabdelaziz Fatiha

Prof Univ.Constantine

Examineurs : M^{me} Rebiai Saida

MC Univ.Constantine

M^r Telia Azzedine

Prof Univ.Constantine

REMERCIEMENT

Je remercie infiniment Madame Benabdelaziz F, ma directrice de thèse, non seulement pour son encadrement actif mais aussi pour son dévouement, sa vigilance et sa disponibilité responsable; qui m'ont donné la capacité et l'ambition pour réaliser ce mémoire.

Je reste très sensible et reconnaissante à sa détermination et sa large contribution pour m'avoir assisté et orienté par ses conseils avisés qui m'ont permis d'amener à bien cette thèse.

J'exprime vivement tous mes remerciements les plus sincères à tous les membres du jury, notamment Monsieur M. Bouchemat pour avoir pris la responsabilité de présider l'honorable jury pour l'évaluation de ce modeste mémoire.

Je suis très reconnaissante à Madame Rebiai S et Monsieur Telia A, pour m'avoir fait l'honneur d'accepter de faire partie du jury.ainsi que leur conseils, leur directives responsables et leur gentillesses.

Mes remerciements vont également à Monsieur Benhabiles pour ses bons conseils en programmation.

DEDICACE

Je dédie ce modeste travail comme geste de reconnaissance et de remerciements à mes parents. Ma mère qui, lors de toutes mes années d'études, m'a encouragé et soutenue, mon père qui m'a donné la force de continuer sans jamais baisser les bras.

Tous mes remerciements à mon mari qui m'a donné l'énergie, l'espoir et la patience pour continuer.

A mes enfants Seif eddine, Marwa et Malek.

A ma sœur Karima et sa petite Lougine.

A mes frères Fouad, et Salim.

A mon frère Fares et sa petite famille Sihem et Mirou.

A mon frère Toufik et sa femme Soumia.

A mon oncle Mouhamed.

A Azzam Khaled.

A Azzam Mouhamed.

A toute la famille Azzam

Samia

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE.....	1
----------------------------	---

Chapitre I

Généralités sur les photodétecteurs

	3
I – Introduction.....	
I –1 Le laser.....	3
I -2 Principe de la technique de battement.....	4
II – Le module de réception.....	5
II -1 Les photodétecteurs.....	6
II – 1 – 1 Introduction.....	6
II – 1 – 2 Principe de la photodétection.....	6
II – 1 - 3 Caractéristiques d'une photodétection	6
II – 1 – 3 – 1 Le coefficient d'absorption.....	7
II – 1 – 3 – 2 Le rendement quantique.....	8
II – 1 – 3 – 3 La sensibilité.....	8
II – 1 - 3 – 4 Le bruit du photodétecteur.....	9
II – 1 – 4 Différents types des photodétecteurs.....	9
II – 1 – 4 – 1 Photodiode.....	10
II – 1 – 4 – 2 Photodiode PIN.....	11
II – 1 – 4 – 3 Cellule photovoltaïque.....	11
II – 1 – 4 – 4 Photodiode PDA (à avalanche).....	12
II – 1 – 4 – 5 Photodiode schottky.....	12
II – 1 – 4 – 6 Photodétecteur à transfert de charge (CCD).....	13
II – 1 – 4 – 7 Phototransistor unipolaire à effet de champ.....	14
II – 1 – 4 – 8 Phototransistor bipolaire.....	14
II – 2 Optoélectronique	14
II – 2 – 1 Structure électronique des semiconducteurs.....	15
II – 2 – 2 Interaction électron - photon	15
II - 2 – 2 – 1 Transition directe.....	15
II - 2 – 2 – 2 Transition indirecte.....	16
III Conclusion.....	17

Chapitre II

Principe de fonctionnement d'un HPT InP/InGaAs et résultat de simulation

I – Introduction	18
I – 1 Principe généraux.....	18

I -1 -1 Principe de fonctionnement d'un transistor	18
a) Transistor non polariser.....	18
b) Transistor en fonctionnement normal.....	19
c) Modèle simple d'un transistor bipolaire en fonctionnement normal.....	20
d) Modèle d'Ebers –Moll.....	20
e) Quelque propriété d'un BJT.....	21
I – 1 – 2 Pourquoi l'hétérojonction.....	23
II Le phototransistor.....	23
II – 1 Présentation générale.....	24
II -2 Principe de fonctionnement du phototransistor.....	26
III – Modélisation du HPT.....	28
III -1 Calculs numérique physique.....	28
III – 2 Calcul du photocourant dans la jonction base – collecteur.....	31
III –2 –1 Courant de photogénération.....	32
III – 2 – 2 Courant de diffusion des phototrous en $x=x_N$	33
III – 2 -3 Courant de diffusion des photoélectrons en $x=x_p$	34
III – 2 – 4 Observation	34
IV –Méthode des différences finies.....	35
IV – 1 méthodologie.....	36
IV – 1 -1 Maillage.....	36
IV – 1 – 1 – 1 Maillage de la structure	36
IV – 1 – 2 Approximation des dérivées partielles.....	37
IV -1 – 3 Les conditions aux limites.....	38
IV – 2 Organigramme.....	39
V – Résultat de la simulation numérique	41
V – 1 Variation du potentiel.....	41
V – 1 – 1 Variation du potentiel pour $P_{opt}=0$ et différents valeurs de I_b	41
V – 1 – 2 Variation du potentiel pour différents valeurs de p_{opt} et I_b constante.....	41
V – 1 – 3 Discussion.....	42
V – 2 Variation du densités de charge n et p.....	43
V – 3 Variation du champ E.....	43
V – 3 – 1 Variation du champ E pour différentes valeurs de I_b	43
V – 3 – 2 Variation du champ E pour différentes valeurs de P_{opt}	44
V – 4 Courant photogénéré du collecteur en fonction de I	45
V – 4 – 1 Discussion	45
V – 5 Courant du collecteur en fonction de la puissance optique	46
V – 5 – 1 Discussion.....	46
VI – Conclusion.....	47

Chapitre III

Modèle électrique, calcul des paramètre S et gain maximal du HPT

I – Introduction.....	48
II – Modèle électrique de grand signal du phototransistor.....	48
II – 1 Modèle électrique.....	48
• Le courant traversant les diodes idéales.....	49

• Le courant traversant les diodes non idéales.....	49
II – 2 Modèle thermique.....	50
II - 3 Modèle optoélectrique	51
II – 4 Modèles de bruit	52
II – 5 Extraction du modèle non linéaire.....	53
III – Gain maximum d'un phototransistor.....	55
III – 1 Définition de trois ports de HPT.....	55
III –2 Les paramètres S du phototransistor.....	56
III – 2 – 1 Introduction.....	56
III – 2 – 2 Définition des paramètres S	56
III – 3 Optimisation des impédances de charges.....	58
III – 3 – 1 Calcul des paramètres S	59
III – 3 – 2 Optimisation de l'impédance de base du HPT	60
IV Conclusion	62
Conclusion Générale.....	64
Bibliographie.....	66
Tableau I –1 Correspondances écart de longueurs d'onde et fréquence de battement	5
Tableau II –1 Les paramètres physiques du HPT InP/InGaAs.....	26
Tableau II – 2 Paramètres caractéristiques des matériaux InP et InGaAs.....	31
Tableau III – 1 Valeurs des composants du modèle électrique de grand signal du HPT....	54

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Les composants électroniques, les technologies et les applications se développent constamment. Les technologies poussent les applications à se diversifier et les applications orientent les technologies vers le développement et l'amélioration. Cette combinaison de technology-push et de l'application-pull conduit à une véritable explosion en diversité et en performances des composants semi-conducteurs existant sur le marché. Cette voie conduit à innover en permanence et à explorer toutes les voies qui peuvent provoquer des avancées significatives. Dans ce domaine, des structures en super-réseaux sont exploitées, les dimensions sont diminuées jusqu'à l'échelle du nanomètre, les lois quantiques sont explorées et des composants tout optique sont également considérés.

En électronique rapide et en optoélectronique, les propriétés des composés semi-conducteurs III-V sont préférables. On citera par exemple quelques composés binaires et ternaires, GaAs, InP, GaAlAs, InGaAs, ... Les propriétés de ces matériaux sont très intéressantes pour les performances de ces dispositifs.

Il a été démontré expérimentalement que le phototransistor à hétérojonction est un composant multi-fonctions [1]. Il réunit à la fois les propriétés de photodétecteur, d'amplificateur de courant et de mélangeur. C'est aussi un transistor dont on peut faire varier les caractéristiques et c'est donc un excellent candidat pour le contrôle optique d'oscillateurs ou d'amplificateurs. Enfin, de par sa nature, sa structure est entièrement compatible avec la microélectronique à base de transistors bipolaires à hétérojonction.

Du point de vue photodétection, il a été montré qu'un HBT éclairé, monté en émetteur commun, a un meilleur rapport signal sur bruit (S/B) à 10 GHz [1], le phototransistor devient un photorécepteur dont la fréquence peut aller jusqu'aux ondes millimétriques (fréquences allant aux GHz)

Dans ce contexte, notre travail consiste à étudier et optimiser un composant optoélectronique, qui est le phototransistor bipolaire à hétérojonction InP/InGaAs (HPT) et nous avons donc été amené à modéliser ce composant (HPT).

Dans le premier chapitre nous localisons notre composant (HPT) dans le module de réception dans une chaîne de transmission par fibre optique, ainsi nous exposons d'une façon générale les types des différents photodétecteurs qui existe dans l'électronique et leur principe de fonctionnement, pour justifier le choix du phototransistor (objectif de notre travail) .Ce chapitre donne également un aperçu sur les interactions entre la lumière et les matériaux semi conducteurs.

Dans le deuxième chapitre , nous étudierons théoriquement les phototransistors à hétérojonction InP/InGaAs (HPT). Nous décrivons d'abord les équations de base qui régissent les mécanismes de transport des porteurs dans le dispositif et nous présentons les simulations physiques d'un HPT, qui permettons l'analyse structurelle de la composition et du comportement du phototransistor. La programmation est faite en MATTLAB et la linéarisation de l'équation de la continuité et celle de poisson est faite par la méthode des différences finies. Pour la résolution des systèmes linéaires obtenus, nous avons appliqué la méthode de Gauss.

De cette simulation et de ces mesures tant électriques qu'optiques nous présentons la puissance optique sous forme d'un courant I_{PH} injecté dans la base. Ce point est ainsi susceptible de lever les difficultés d'optimisation des HPT.

Le troisième Chapitre , consacré à la représentation du phototransistor sous forme d'un schéma électrique (modèle d'Ebers-Moll) non linéaire et donne les définitions des différents courants qui circulent dans le circuit. Ainsi l'analyse en puissance de son comportement sera notamment définie et détaillée pour calculer le gain optique, en se basant sur la définition des structures tri-ports optohyperfréquences. Les paramètres S du HPT sont définis et calculés à partir du schéma électrique équivalent du grand signal, et sont ensuite liés au gain optique du HPT. La fin de ce chapitre consiste à la représentation des coefficients de réflexion sur l'abaque de Smith afin d'optimiser le gain optique; et enfin une conclusion générale.

CHAPITRE I

Généralités sur les photodétecteurs

I - Introduction

L'apparition de la fibre optique a totalement révolutionné le monde des télécommunications. La conception des systèmes de transmission à très grande capacité était désormais possible. De plus, les échanges à travers ces systèmes allaient être de plus en plus nombreux et la demande de services de plus en plus élevé. Mais son apparition a nécessité la conception et le développement de nouveaux composants optiques ou optoélectroniques performants.

L'architecture d'une liaison, quelque soit le niveau du réseau auquel elle est destinée, est composée des mêmes blocs de base, à savoir, un émetteur, un module de transmission et un récepteur figure (I- 1) .

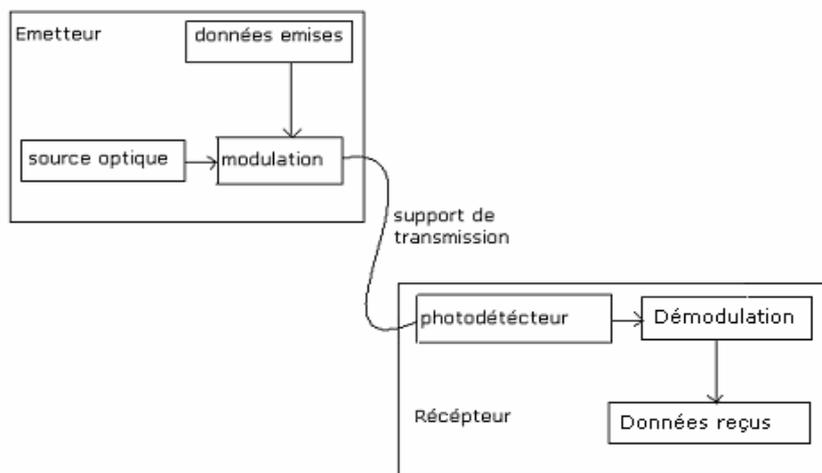


Fig. I- 1 : Synoptique générale d'un système de communication par fibre optique[2].

I - 1 Le laser

Depuis le début des télécommunications par fibre optique, le choix des sources optiques s'est porté sur les émetteurs à semi-conducteur à cause de leurs petites dimensions en rapport avec celles du coeur des fibres optiques, de la relative facilité que l'on a à moduler directement la lumière émise en agissant sur le courant, de leur spectre optique relativement étroit et de leur faible consommation énergétique. Ainsi, la diode laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, signifie amplification de lumière par émission stimulée de rayonnement) ,est la source la mieux adaptée pour les télécommunications optiques car elle permet d'avoir la meilleure efficacité de couplage optique avec la fibre.

Aujourd'hui, les composants optoélectroniques accèdent à peine au domaine millimétrique (>30 GHz), et le domaine sub-millimétrique (>300 GHz) reste largement inexploité. Les interactions entre micro-ondes et optique permettent de générer, transporter,

traiter et récupérer des signaux millimétriques ou sub-millimétriques en les mélangeant avec les fréquences optiques, pour le développement de nouvelles sources de rayonnement à semi-conducteurs.

Le battement entre deux longueurs d'ondes optiques de fréquences f_1 et f_2 restitué dans un photo détecteur quadratique un signal millimétrique à la fréquence $f=f_2-f_1$. Les études portent sur des photo oscillateurs optoélectroniques à $f=40$ GHz et $f=60$ GHz pour des applications de télécommunications et radiocommunications par fibre optique.

I - 2 Principe de la technique de battement

Le principe de battement met donc en oeuvre deux lasers émettant à deux longueurs d'onde voisines, espacées de quelques GHz. Une règle de correspondance entre écart de longueur d'onde et fréquence est donnée par le Tableau (I-1). Ces deux lasers présentent des champs électriques, respectivement E_1 et E_2 qui vont parcourir la fibre monomode, en mode d'onde plane progressive.

Le principe de la génération du signal micro-onde ainsi créé par battement optique est donné la Figure (I-2).

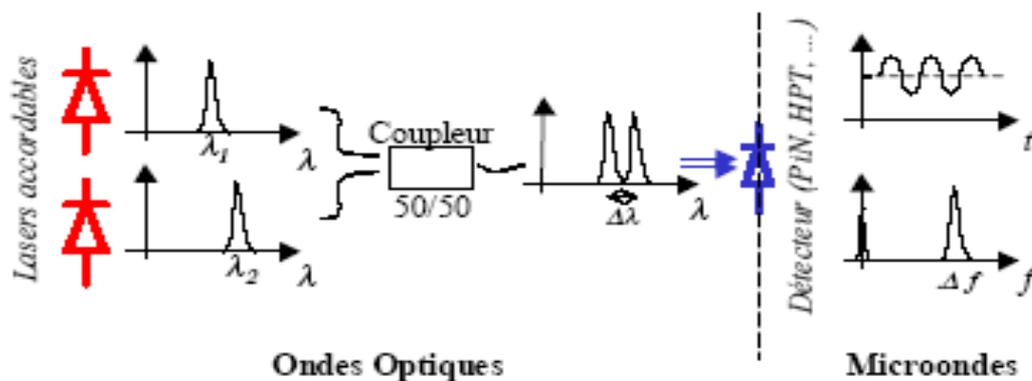


Fig. I -2 : Principe de génération d'un signal microonde à partir d'un battement optique [3].

Le tableau suivant fournit les correspondances entre un écart de longueur d'onde et la fréquence générée pour les quatre longueurs d'onde typiques : $1,55\mu\text{m}$, $1,3\mu\text{m}$, $0,98\mu\text{m}$ et $0,85\mu\text{m}$.

	Δf pour $\Delta l = 1.nm$	Dérivée $\Delta l / \Delta f$
$l = 1550 \text{ nm}$	133 GHz	8.10^{-3} nm/GHz
$l = 1330 \text{ nm}$	169 GHz	$5,6.10^{-3} \text{ nm / GHz}$
$l = 980 \text{ nm}$	312 GHz	$3,3.10^{-3} \text{ nm/GHz}$
$l = 850 \text{ nm}$	415 GHz	$2,4.10^{-3} \text{ nm/GHz}$

Tab I -1 Correspondance écarts de longueurs d'onde et fréquence de battement [3]

II - Le module de réception

De même que pour les modules d'émission, de nombreux efforts ont été fournis pour rendre les modules de réceptions de plus en plus performants. Le rôle du récepteur est de convertir au mieux le signal optique en signal électrique. Ce module est donc composé de trois blocs fonctionnels Figure (I-3) :

Le bloc du 'premier étage' est composé du photo détecteur. Il est accompagné d'un préamplificateur, qui a pour but de rendre le photo courant généré suffisamment fort malgré le faible signal optique reçu ou la faible sensibilité du photo détecteur.

Ensuite le bloc 'linéaire', composé d'un amplificateur électrique à gain élevé et d'un filtre, réducteur de bruit.

Et le bloc 'récupération des données', correspondant au dernier étage du récepteur. A ce niveau on y trouve un circuit de décision et un autre de récupération de rythme, ce dernier est appelé circuit de synchronisation [3] [4].

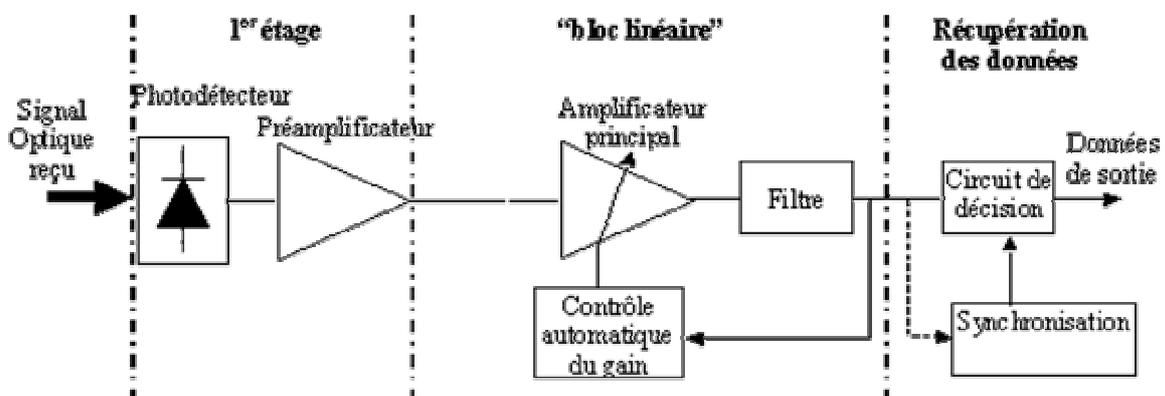


Fig. I-3 : Schéma d'un récepteur de données à détection directe [3].

Dans notre travail, nous nous intéressons à la détermination par simulation des caractéristiques d'un phototransistor. Ce composant faisant partie des photo détecteurs (situé au niveau du bloc photodétection) utilisés pour les transmissions optiques, donc nous tenons à présenter dans ce qui suit les photodétecteurs.

II -1 Le photodétecteur

II -1 -1 Introduction

L'interface optique de réception, dans une liaison à fibre optique, est chargée de convertir le signal lumineux en signal électrique. Ce rôle est assuré par le photodétecteur, qui se comporte comme un compteur de photons et un générateur de courant. La première propriété requise est une sensibilité importante pour la longueur d'onde utilisée. La deuxième est la rapidité : il doit être utilisé dans des systèmes fonctionnant à 10 Gbits/s voire même 40 Gbits/s. La troisième propriété demandée est un rapport signal sur bruit (S/B) maximum.

Afin de satisfaire la plupart de ces conditions, le choix se porte sur les photo détecteurs à semi-conducteur qui présentent les avantages d'être très rapides et faciles à utiliser, bien que d'autres dispositifs soient plus sensibles. Dans ce qui suit, nous rappellerons le principe de la photo détection avant d'entamer plus précisément l'étude du phototransistor InP/InGaAs.

II -1 -2 Principe de la photodétection

Les photons transmis par la fibre pénètrent dans le détecteur, constitué d'un matériau semi-conducteur. Après absorption, ils peuvent provoquer le passage d'électrons d'un état de la bande de valence à un état plus élevé de la bande de conduction. Dans cette dernière, les électrons moins liés deviennent libres.

Le photon a donc laissé place à une paire électron trou. Une différence de potentiel est appliquée afin d'empêcher les électrons de retomber dans son état le plus stable. Sous l'effet du champ électrique, les deux catégories de porteurs sont séparées et entraînées vers des zones où ils sont majoritaires (nommées P ou N). Les porteurs ainsi générés sont alors recueillis sous forme de photo courant. Le nombre de paires électron trou est égal au nombre de photons absorbés.

II -1 -3 Caractéristiques d'une photodétection

Tout photon ne subira pas automatiquement la photodétection.

Tout d'abord, il doit posséder une énergie E_{photon} égale ou supérieure à la hauteur de la bande d'énergie interdite E_g pour faire passer l'électron de la bande de valence à la bande de conduction. Cela implique une longueur d'onde de coupure I_c au-delà de laquelle le matériau devient transparent à ce rayonnement. I_c est déterminée par l'énergie de bande interdite E_g du semi-conducteur selon la relation suivante :

$$E_{\text{photon}} = \frac{hc}{l} \geq E_g \Rightarrow I_c = \frac{hc}{E_g} \quad (\text{I} - 1)$$

Ensuite, il peut traverser le détecteur sans être absorbé. Le coefficient d'absorption du semi-conducteur est donc un facteur essentiel qui va déterminer le rendement du photodétecteur.

II – 1 – 3 – 1 Le coefficient d'absorption

Dans le domaine de l'optoélectronique, un paramètre essentiel à la compréhension des phénomènes de générations / recombinaisons de porteurs, est la notion du coefficient d'absorption figure (I -4). Ainsi pour une énergie incidente inférieure à l'énergie de bande interdite, le matériau est "transparent" au rayonnement incident, et le coefficient d'absorption est très faible.

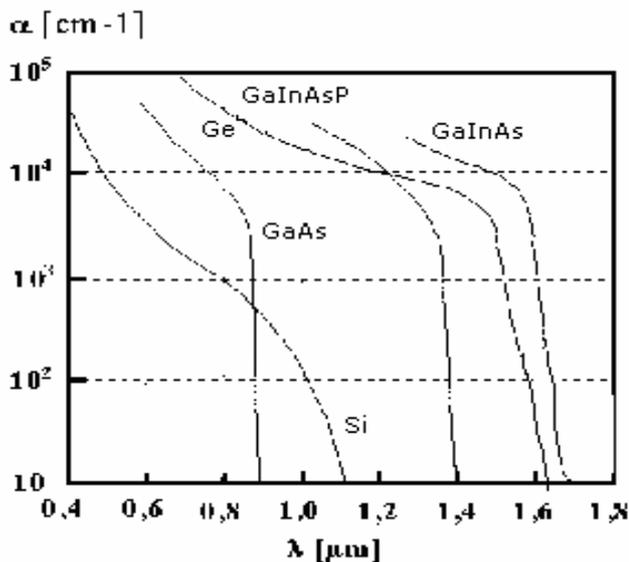
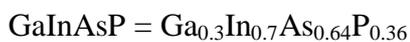


Fig.I-4 : Coefficient et longueur d'absorption des matériaux semi- conducteurs [4].

Avec :



Ce coefficient dépend du matériau utilisé et de la longueur d'onde. Mais il y a d'autres propriétés encore qui caractérisent un photodétecteur .

II -1 – 3 – 2 Le rendement quantique

Le rendement quantique (h) qui est le rapport du nombre de paires de porteurs " photo créées et collectées " au nombre de photons incidents. Il ne peut être supérieur à 1 et croît avec l'épaisseur de la zone absorbante figure (I -5).

II -1 - 3 – 3 La sensibilité

La sensibilité (S) de la photodiode exprimée en ampères par watt et définissant le rapport du photo courant I_{ph} au flux énergétique (puissance optique P_{opt}) reçu.

Ces grandeurs sont reliées par les relations suivantes, avec e représentant la charge élémentaire de l'électron, h la constante de Planck, l la longueur d'onde et c la vitesse de la lumière :

$$h = \frac{I_{ph} / e}{P_{opt} / hv} \quad (I - 2)$$

$$S(I) = \frac{I_{ph}}{P_{opt}} = h \cdot \frac{el}{hc} \quad (I - 3)$$

Le courant créé est proportionnel à la puissance lumineuse, ce qui signifie que la puissance du signal électrique est proportionnelle au carré de la puissance optique. Il s'agit d'une détection quadratique.

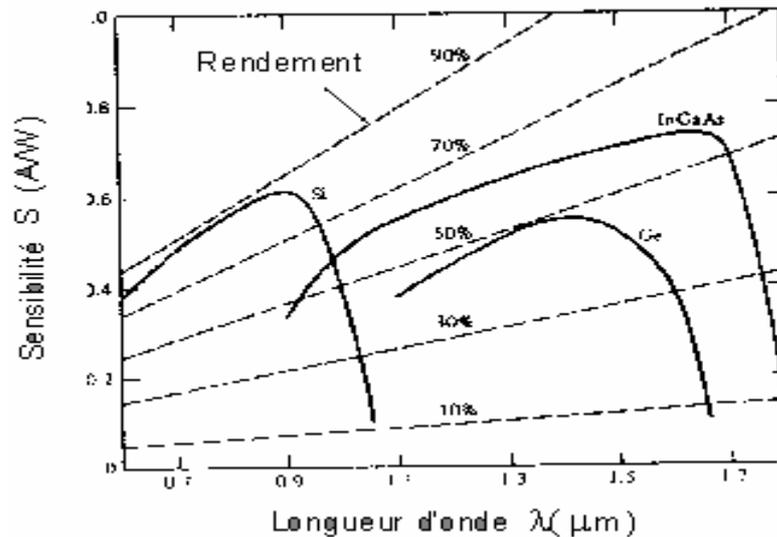


Fig.I-5 : Courbes de sensibilité et de rendement selon les longueurs d'onde pour divers matériaux.[4]

En tenant compte des figures (I-4) et (I-5), on observe que la sensibilité S augmente avec I , puis décroît au-delà de la fréquence de coupure. Il apparaît donc pour chaque matériau une longueur d'onde pour laquelle la sensibilité est maximale. On observe que le silicium sera plutôt employé dans le domaine du visible alors que les hétérostructures III-V comme le GaInAs sont utilisés dans les transmissions par fibre optique dans le domaine IR (infra rouge).

II - 1 – 3 – 4 Le bruit du photodétecteur

Certains électrons du courant utile peuvent être générés sans qu'un photon n'a été absorbé. Ils s'ajoutent aux photoélectrons et parasitent le courant.

Dans la notion de rapport signal sur bruit (S/B) d'une liaison à fibre optique, ces électrons permettant alors de caractériser le dénominateur de ce rapport. La qualité du signal dépend bien évidemment de la source émettrice et de la qualité des fibres optiques.

II - 1 – 4 Les différents types des photodétecteurs

Dans cette partie nous présentons brièvement les différents types de photodétecteurs ainsi que les principales notions physiques à l'origine de leur fonctionnement :

II -1 – 4 – 1 La photodiode

Un photodiode et avant tout est une diode ; c'est-à-dire un composant constitué de deux matériaux semi –conducteur accolés et dopés l'un par des donneurs (type N) l'autre des accepteurs (type P). Dans le cas où les deux matériaux sont de même nature, on parle d'homojonction . Dans le cas contraire on parle d'hétérojonction figure (I -8).

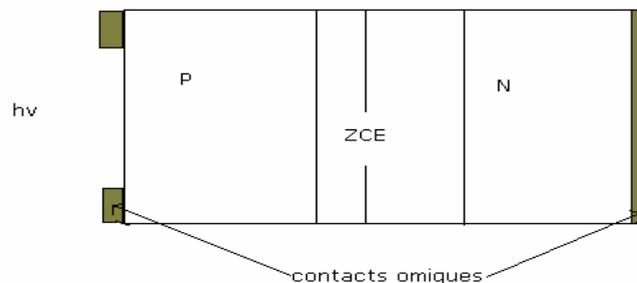


Fig. I-6 : la photodiode PN [5]

Il apparaît donc à l'équilibre au voisinage immédiat de la jonction une zone vide de porteurs libres, semblable à un condensateur chargé , du côté N, les donneurs ionisés positivement et du côté P, les accepteurs ionisés négativement c'est la ZCE (zone de charge d'espace). La présence des donneurs et accepteurs chargés produit un champ électrique, qui forme en équilibre , une barrière d'énergie. La largeur de la zone de charge d'espace est une fonction décroissante des niveaux de dopage du matériau.

Une paire électron –trou produite dans cette ZCE est donc séparée par l'effet du champ électrique interne de la jonction et ne donne pas lieu à une recombinaison. Ce sont ces porteurs qui contribuent au photocourant. La structure de bande de la jonction implique que le photocourant soit constitué de porteurs minoritaires. Pour cette raison, le photocourant circule dans le sens de polarisation inverse de la diode, ou le sens direct est par définition le sens d'écoulement des porteurs majoritaires (de la région N vers la région P, et inversement pour les trous).

Les photodiodes trouvent leurs utilités dans la détection rapide des signaux faibles, l'asservissement, la photométrie, les instruments de mesure, la télécommunication par fibre optique et l'imagerie médicale.

II – 1 – 4 – 2 La photodiode PIN

Nous venons de voir l'intérêt d'une photodiode d'avoir une ZCE suffisamment grande pour que le photocourant soit essentiellement créé dans cette zone. On peut augmenter artificiellement l'épaisseur de la ZCE en intercalant une région intrinsèque I entre les régions de type N et de type P

Dans ce cas, il est possible de maintenir des niveaux de dopages élevés dans les régions N et P sans réduire l'extension de la zone de déplétion, dont la largeur est dès lors pour l'essentiel déterminé par l'épaisseur de la couche I.

Si la polarisation inverse de la structure est suffisante, un champ électrique important existe dans toutes les zones intrinsèques, les photoporteurs atteignent très vite leur vitesse limite. On obtient ainsi des photodiodes très rapides. En plus le champ électrique dans la région de déplétion empêche la recombinaison des porteurs, ce qui rend la photodiode un composant très sensible.[6]

II – 1 -4 – 3 La cellule photovoltaïque

L'énergie solaire photovoltaïque convertit directement le rayonnement lumineux (solaire ou autre) en électricité. Elle utilise pour ce faire des modules photovoltaïques composés de cellules solaires ou de photopiles qui réalisent cette transformation d'énergie. La conversion photovoltaïque a été réalisée pour la première fois dans le laboratoire Bell en 1954 sur une simple jonction P-N au Silicium. Par suite, plusieurs semi-conducteurs ont été utilisés pour ce but.

Les cellules photovoltaïques ou photopiles sont des dispositifs de conversion d'énergie de la lumière. Trois processus élémentaires interviennent dans l'effet photovoltaïque :

- L'absorption de la lumière dans le matériau.
- Le transfert d'énergie des photons aux charges électriques.
- La collecte des charges.

Il est donc clair qu'un matériau doit avoir des propriétés optiques et électriques spécifiques pour permettre la conversion photovoltaïque.

Le principal matériau à utilisation photovoltaïque était le Silicium monocristallin. Les Jonctions réalisées grâce à ce matériau permettent en effet de transformer les photons en un courant électrique avec des rendements de conversion η qui sont à l'heure actuelle, de l'ordre de 15% au niveau industriel, mais qui ont atteint 20% dans le laboratoire. Comme le Silicium monocristallin. Des composés tels que le GaAs ont abouti à des rendements assez importants

(plus d'un quart de la puissance incidente est convertie par ce type des cellules à base de GaAs).[7]

II -1 - 4 - 4 Photodiode PDA (à avalanche)

Une photodiode à avalanche est avant tout une structure PIN, à laquelle on applique une polarisation inverse proche (mais inférieure en valeur absolue) à la tension de claquage. Les photo porteurs créés dans la zone de charge d'espace sont alors multipliés par l'effet d'avalanche. Les photodiodes à avalanche sont des dispositifs attractifs car ils bénéficient d'un gain interne dû à la multiplication des porteurs générés par l'absorption de la lumière incidente. En effet, lorsque ces porteurs traversent une région où règne un champ électrique élevé ($>10^5$ V/cm), ils peuvent acquérir une énergie suffisante pour ioniser les atomes du réseau cristallin créant ainsi de nouvelles paires électron trou qui immédiatement dissociées, pourront à leur tour créer d'autres paires électron trou, entraînant juste une amplification du photocourant primaire. [5]

II -1- 4 – 5 Photodiode Schottky

Une photodiode Schottky est constituée d'un substrat de silicium de type n, sur lequel est déposée une couche mince métallique, généralement de l'or. On réalise ainsi une barrière Schottky.

Lorsque le rayonnement crée des paires électrons trous dans la zone de charge d'espace du semi-conducteur, la diode est le siège d'un photocourant de génération analogue à celui d'une photodiode à jonction P-N. L'avantage de la photodiode Schottky réside dans le fait que la couche métallique, si elle est suffisamment mince (≈ 10 nm) pour le passage de la lumière, est transparente au rayonnement dans le domaine du proche ultra violet, ce qui n'est pas le cas de la zone frontale des autres types de photodiode. La zone de déplétion est si proche du plan d'incidence que les photons de grande énergie et de courte longueur d'onde peuvent y être absorbés. Les porteurs libres ainsi créés sont rapidement balayés par le champ élevé. Ceci permet au dispositif d'avoir, d'une part une grande sensibilité dans le bleu et le violet, et d'autre part une grande vitesse de réponse. L'inconvénient d'une telle structure est dans La réponse aux grandes longueurs d'ondes du rouge et de l'infrarouge qui est par la grande réflectivité de la couche d'or dans cette partie du spectre.[5]

II -1- 4 – 6 Photodétecteur à transfert de charge (CCD)

Les dispositifs à transfert de charge (Charge Coupled Device en anglais) consistent en un ensemble de capacité M.O.S. (Métal Oxyde Semiconducteur) réalisées sur la même plaquette et dont les grilles sont très voisines les unes des autres. Le principe de fonctionnement est le suivant : créer sous l'une des grilles un puit de potentiel dans lequel on va piéger des porteurs minoritaires, qui sont créés par la lumière, puis par polarisation convenable de la grille voisine, faire transférer ce paquet de charge sous celui-ci.

Structure de base : Le bloc de base du CCD est une capacité M.O.S. montré dans la figure (I - 7) polarisée avec une tension supérieure à la tension de seuil (régime de déplétion profonde). Quand cette cellule est excitée par la lumière il y a absorption et génération de photoporteurs. Si la génération se produit dans la région de charge d'espace, les électrons et les trous sont séparés par le champ électrique ; les charges positives descendent à l'électrode en bas tandis que les charges négatives sont piégées à l'interface SiO_2/Si . Si l'absorption se produit hors ZCE, les charges positives vont ou bien se recombiner ou bien contribuer au signal par diffusion.

En même temps que les électrons dus à la lumière s'établissent à l'interface, d'autres électrons dus au phénomène de génération thermique viennent s'y ajouter. On définit un temps de stockage le temps nécessaire pour l'établissement de la couche d'inversion, pour le Silicium ce temps est de l'ordre de la seconde. Ce temps est atteint si la charge accumulée est égale à la charge positive de l'électrode. Tant que le temps est très inférieur au temps de stockage, les charges dues aux générations thermiques sont négligeables de sorte les charges accumulées constituées sont proportionnelles à la lumière reçue.

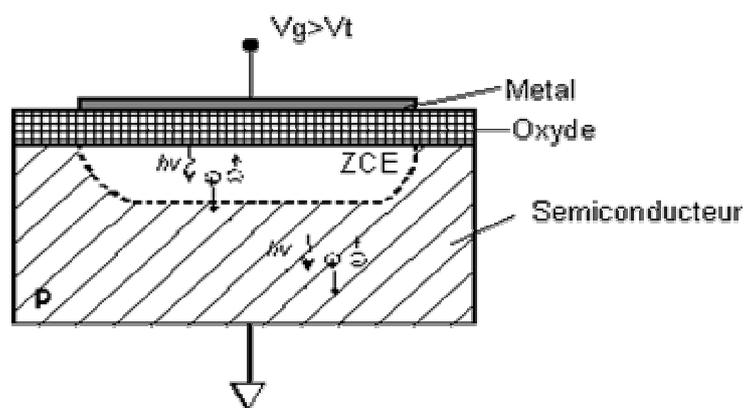


Fig.I – 7 coupe transversale d'une cellule CCD [5]

Si on met une deuxième capacité MOS a coté de la première, on peut faire transiter les charges accumulées de l'une à l'autre. C'est le principe de transfert de charge.

II – 1 – 4 – 7 Les phototransistors unipolaires à effet de champ

Les phototransistors unipolaires à effet de champ (FET), fabriqués à base de matériaux III-V, ne mettent en jeu qu'un seul type de porteurs. De la famille des transistors à effet de champ, ce sont surtout les transistors à grille Schottky réaliés avec du GaAs (MESFET, Metal-Semiconductor Field Effect Transistor) et les transistors à haute mobilité électronique, (HEMT, pour High Electron Mobility Transistor).

Les phototransistors à base du MESFET s'est avéré ne pas être une bonne approche pour la réalisation de photorécepteurs dans le domaine des micro-ondes ou des ondes millimétriques.

Les autres dispositifs de la famille FET, notamment le HEMT, souffrent de la même limitation.[5]

II – 1 – 4 – 8 Phototransistor bipolaire

Le phototransistor bipolaire à hétérojonction (HPT) est un composant très prometteur pour la réception des signaux optiques modulés en micro-ondes, puisqu'il réalise à la fois les fonctions de détection du signal optique et d'amplification. Il remplace ainsi avantageusement la photodiode à avalanche, trop bruyante pour ce type de fonction, et possède des caractéristiques comparables à l'ensemble diode PIN-FET ou diode PIN-HTB, tout en étant plus aisément intégrable. Alors que les transistors HEMT ou FET éclairés voient des dégradations de leurs caractéristiques fréquentielles, alors que le HPT qui atteint ces fréquences de coupure du gain optique pouvant aller jusqu'à 60 GHz ; et ceci, en raison des non-linéarités intrinsèques au transistor bipolaire. Le deuxième chapitre de ce mémoire est consacrée à l'étude de ce type de photodétecteur objet de notre travail.

II – 2 L'optoélectronique

Concernant les phénomènes optiques en relation avec les porteurs de semi-conducteur.les composants optoélectroniques ont pour rôle :

Ø Soit de transformer la lumière reçue en grandeurs électriques ; ce sont les photo détecteurs.

∅ Soit d'émettre de la lumière quand on leur fournit de l'énergie électrique ; ce sont les photo émetteurs.

II -2 -1 Structure électronique des semi conducteurs

Les semi-conducteurs sont des matériaux présentant une conductivité électrique intermédiaire entre les métaux et les isolants. Les semi-conducteurs sont primordiaux en électronique, car ils offrent la possibilité de contrôler, par divers moyens, aussi bien la quantité de courant électrique susceptible de les traverser, que par la direction que peut prendre ce courant.

La famille des matériaux semi-conducteurs, peut être classée en deux familles. Les matériaux à gap direct, comme la plupart des composés issues des colonnes III- V du tableau périodique des éléments chimiques et les matériaux à gap indirect comme le silicium (colonne IV) .[8]

Dans le cadre des applications en émetteur de lumière (interaction lumière/matière), on privilégie les matériaux à gap direct. Leurs extremums de bandes étant situés à des valeurs de K semblables, les probabilités de recombinaisons radiatives des porteurs est plus importante (rendement quantique interne), car elle sont en accord avec le principe de conservation de la quantité de mouvement et donc du vecteur d'onde K .

II -2 -2 Interaction électron-photon

L'émission et la réception font intervenir des échanges d'énergie entre les photons d'une part , et les électrons des atomes d'autre part.

- ✓ Un électron de la bande de valence peut, sous le choc d'un photon passer sur un état libre de la bande de conduction ; ce phénomène est utilisé dans les photo détecteurs.
- ✓ Un électron de la bande de conduction peut spontanément retrouver un état libre de la bande de valence (recombinaison) avec l'émission d'un photon, c'est l'émission spontanée. On utilise ce processus pour le fonctionnement de photo émetteurs.
- ✓ Un photon présent dans le matériau semi-conducteur peut provoquer la transition d'un électron de la bande de conduction sur un état vide de la bande de valence avec la

production d'un deuxième photon de même énergie. Cette émission stimulée est à la base de la réalisation des lasers à semi conducteurs.

II – 2 – 2 – 1 Transition directe

On appelle transition directe le passage d'un électron d'un niveau énergétique à un autre sans que sa quantité de mouvement ne soit modifiée. Sur la figure (I-8), on a représenté la transition directe d'un électron de la bande de conduction vers la bande de valence dans un semi-conducteur à bande interdite directe (direct gap), ce même semi conducteur dans lequel le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont caractérisés par le même vecteur d'onde. [9]

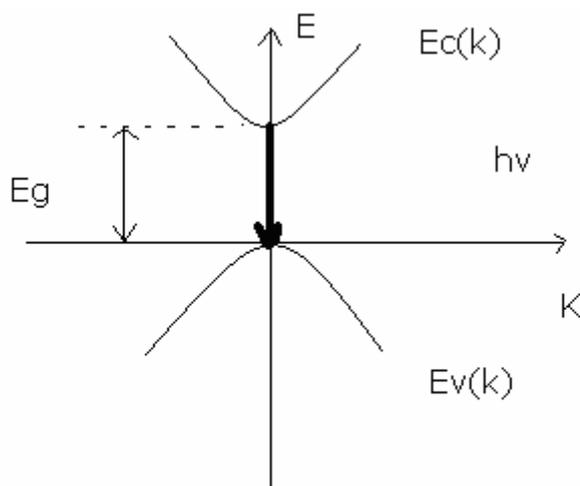


Fig. I – 8 : Transition directe.

II – 2 -2 -2 Transition indirecte

On appelle transition indirecte le passage d'un électron d'un niveau énergétique à un autre nécessitant une modification de sa quantité de mouvement. Sur la figure (I -9), on a représenté la transition indirecte d'un électron de la bande de conduction vers la bande de valence dans un semi conducteur à bande interdite indirecte (indirect gap), dans lequel le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont caractérisés par des vecteurs d'onde K différents [9].

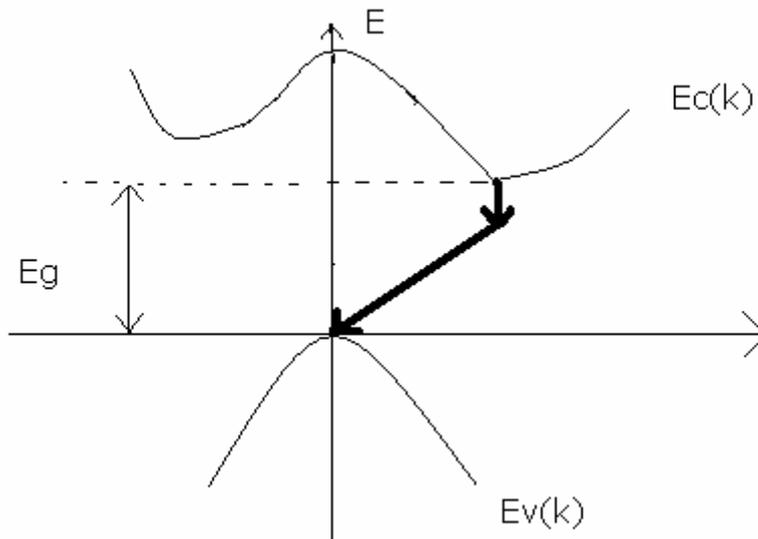


Fig. I- 9 : Transition indirecte

III Conclusion

Dans ce chapitre nous localisons notre composant (HPT) dans le module de réception dans un chaîne de transmission par fibre optique, ainsi nous exposons d'une façon générale les types des différents photodétecteurs qui existe dans l'électronique et leur principe de fonctionnement, justifiant ainsi le choix du phototransistor (objet de notre recherche) .Ce chapitre donne également un aperçu sur les interactions entre la lumière et les matériaux semi conducteurs.

CHAPITRE II

Principe de fonctionnement d'un phototransistor InP/InGaAs et résultat de simulation

I - Introduction sur le phototransistor

I-1- Principes généraux

Les phototransistors dont nous allons parler, se limitent exclusivement au cas des phototransistors bipolaires pour lesquels les trois accès électriques, collecteur, émetteur et base, sont polarisés. Ces phototransistors dits 3T (3 terminaux), sont en outre des phototransistors bipolaires à hétérojonction (HPT). Ce type se distingue par une double fonction en un seul composant ; une structure photodiode suivi d'un amplificateur .

Il est donc nécessaire de rappeler le fonctionnement d'un transistor bipolaire.

I-1-1-Principe de fonctionnement d'un transistor bipolaire

a) transistor non polarisé

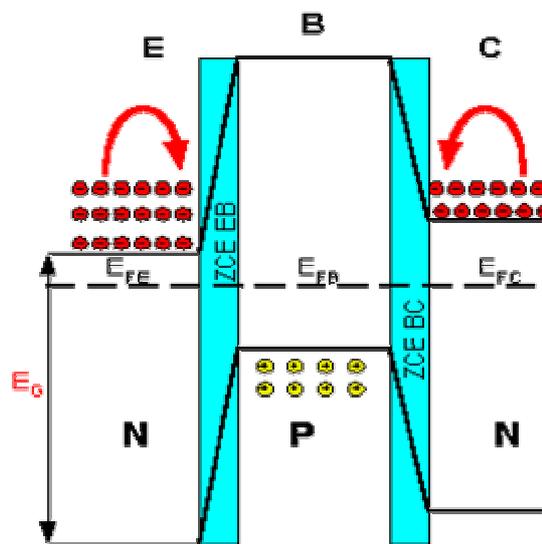


Fig. II - 1 Le transistor NPN non polarisé [10]

La structure étant N^+PN , les électrons sont majoritaires dans l'émetteur et le Collecteur, les trous sont majoritaires dans la base.

Les deux jonctions sont en équilibre thermodynamique, Il n'y a aucun courant.

Les niveaux de fermi de l'émetteur, la base et le collecteur sont alignés.

b) transistor en fonctionnement normal

- ∅ la jonction EB est polarisée en direct : l'abaissement de sa barrière de potentiel favorise l'entrée d'électrons dans la base et des trous dans l'émetteur. Les électrons injectés dans la base forment le courant d'électrons de l'émetteur J_{nE} et les trous injectés dans l'émetteur constituent le courant de trous de l'émetteur J_{pE} .

Comme $N_E \gg N_B$ $J_{nE} \gg J_{pE}$.

N_E , N_B : est le dopage de la base et l'émetteur.

- ∅ La jonction collecteur-base polarisée en inverse ne constitue pas une barrière pour les porteurs minoritaires. Tout électron de la base qui atteint la zone désertée de la jonction collecteur-base est propulsé vers le collecteur par le champ régnant dans cette zone de transition.
- ∅ Le courant inverse des porteurs majoritaires type trous dans le substrat P est négligeable par rapport à l'injection d'électrons venus de l'émetteur, leurs recombinaisons restent donc marginales.

Un grand nombre d'électrons injectés par l'émetteur se retrouvent projetés vers la jonction base-collecteur, polarisée en inverse. Cependant, la différence de potentiel, et donc les niveaux d'énergie, induit un effet tunnel important qui permet à la quasi-totalité de ces électrons de franchir la zone de charge d'espace et de se retrouver « collectés » dans le collecteur (d'où le nom)...

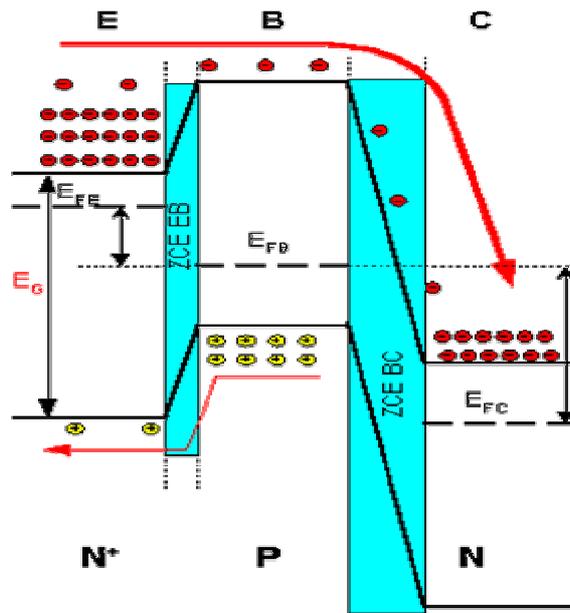


Fig. II - 2 Le transistor NPN en fonctionnement "normal" [10]

c) Modèle simple d'un transistor bipolaire en fonctionnement normal

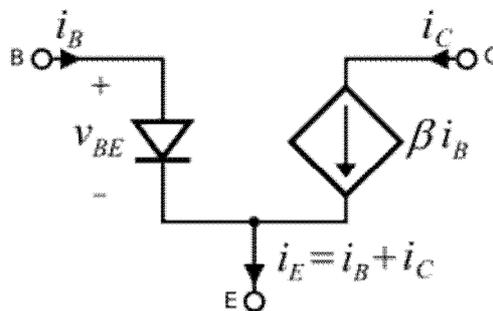


Fig. II - 3 : Modèle simple d'un transistor bipolaire[11]

d) Modèle d'Ebers- Moll

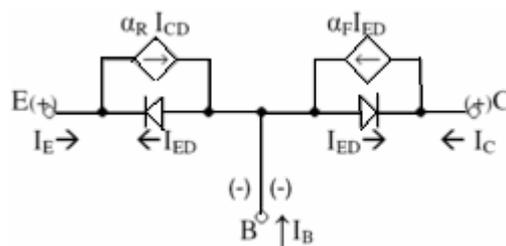


Fig. II - 4 : Modèle d'Ebers-Moll en fonctionnement normal [11]

Il consiste à modéliser le transistor par une source de courant placée entre le collecteur et l'émetteur. Cette source de courant comporte deux composantes, commandées respectivement par la jonction BE et la jonction BC.

Le comportement des deux jonctions est simulé par des diodes.

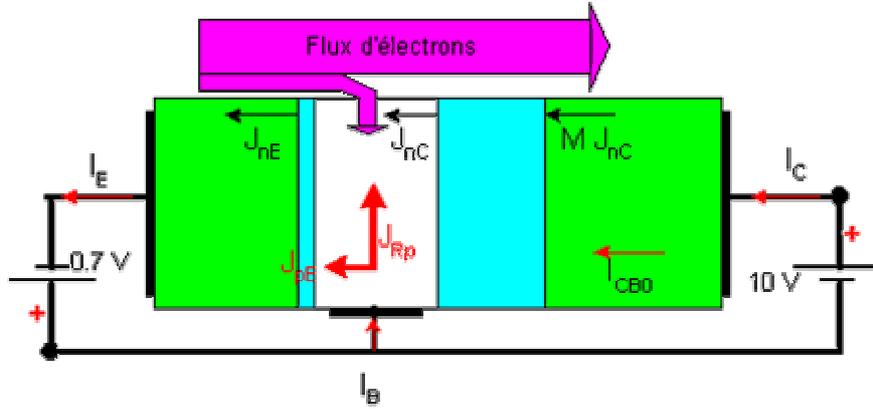


Fig. II – 3 : un BJT (bipolar junction transistor) en polarisation directe [10]

e) Quelques propriétés d'un BJT

- g : Efficacité d'injection de l'émetteur

C'est le rapport entre le courant des électrons injectés dans la base (J_{nE}) au courant de l'émetteur total ($J_E = J_{nE} + J_{pE}$) [10].

$$J_{nE} \approx I_{nD} = \frac{qD_n}{W_B} \frac{n_{iB}^2}{N_B} \left(e^{\frac{qV_{be}}{KT}} - 1 \right) \tag{II - 1}$$

$$J_{pE} \approx I_{pD} = \frac{qD_p}{W_E} \frac{n_{iE}^2}{N_E} \left(e^{\frac{qV_{be}}{KT}} - 1 \right) \tag{II - 2}$$

$$g = \frac{J_{nE}}{J_E} = \frac{1}{1 + \frac{S_{pB}}{S_{nE}} \frac{W_B}{W_E}} \tag{II - 3}$$

Avec :

$$S_{pB} = D_p \cdot n_{iE}^2 \cdot N_B$$

$$S_{nE} = D_n \cdot n_{iB}^2 \cdot N_E$$

I_{nD} : est le courant de diffusion des électrons injectés dans la base.

I_{pD} : est le courant de diffusion des trous injecter dans l'émetteur.

W_B, W_E : est l'épaisseur de la base et l'émetteur.

D_n, D_p : est le coefficient de diffusion des électrons et des trous.

N_B, N_E : est le dopage de la base et l'émetteur.

n_{iE}, n_{iB} : la concentration intrinsèque de l'émetteur et de la base

Ü Pour avoir g voisin de 1, il faut que l'émetteur soit beaucoup plus dopé que la base ($\sigma_{pB} \ll \sigma_{nE}$) et l'épaisseur de base W_B petite par rapport à l'épaisseur de l'émetteur W_E .

- B_T : facteur de transport de la base.

B_T = rapport entre le courant des électrons collectés J_{nC} sur le courant des électrons émis par l'émetteur : J_{nE} . [10]

$$B_T = 1 - W_B^2 / 2L_{nB}^2 \quad (\text{II -4})$$

L_{nB} : longueur de diffusion des porteurs injectés par l'émetteur

Ü Pour avoir B_T voisin de 1, l'épaisseur de la base W_B doit être nettement plus petit que L_{nB} .

- M : facteur de multiplication.

M : tient compte de la multiplication par effet d'avalanche des électrons traversant la ZCE de la jonction collecteur base polarisée en inverse. [10]

$$M = \frac{1}{1 - \left[\frac{V_{BC}}{V_{BC0}} \right]^n} \quad (\text{II -3})$$

V_{BC0} : tension de claquage inverse de la jonction collecteur base. $2 < n < 4$ selon le type de jonction.

Ü Si l'épaisseur de la base $W_B \ll L_{nB}$, la majorité (99 %) des électrons émis par l'émetteur vont être collectés par le collecteur, c'est l'effet transistor.

Donc le courant de collecteur I_c est approximativement égal au courant de diffusion des électrons injectés dans la base. [11]

$$b_{DC} = \frac{I_C}{I_B} \approx \frac{D_n W_E N_E}{D_p W_B N_B} \quad (\text{II - 6})$$

Avec :

$$I_c = I_{nD} = J_{nE}.$$

$$I_B = I_{pD} = J_{pE}.$$

De l'équation (II -6) nous déduisons que dans un BJT le gain augmente quand la base est mince et N_E augmente également, mais quand N_B diminue cela mène à des phénomènes indésirables dans le BJT comme l'effet Early et l'effet de Kirk [15].

Le HBT peut résoudre ces problèmes.

I-1-2 Pourquoi l'hétérojonction

L'intérêt d'une hétérojonction est de différencier les forces et les barrières de potentiels appliquées aux électrons et aux trous. Pour un transistor bipolaire n-p-n, il est souhaitable d'améliorer l'efficacité d'injection des électrons de l'émetteur vers la base, tout en bloquant au mieux les trous. Il s'agit alors d'abaisser la barrière de potentiel vue par les électrons d'une quantité $q \cdot \Delta E_c$ au sein d'une hétérojonction base-émetteur. Deux solutions sont alors envisageables : la première est d'utiliser un matériau grand gap au niveau de l'émetteur, ce qui est fait technologiquement, et qui est favorable pour une meilleure tenue en tension. La deuxième est d'utiliser, à l'instar de la première, un matériau petit gap dans la base. C'est donc la deuxième solution qui est exploitée dans le cadre des transistors bipolaires.

D'un point de vue historique, le transistor bipolaire à hétérojonction (noté HBT : Heterojunction Bipolar Transistor) est l'un des premiers composants actifs à semi-conducteur inventé en 1951, grâce aux travaux de Shockley datant de 1949. L'amélioration de ses performances par rapport au transistor bipolaire à jonction classique (noté BJT) provient de l'utilisation d'une hétérojonction. Cette hétérojonction (grand gap pour l'émetteur, petit gap pour la base), est choisie de façon à introduire un décalage dans la bande de valence ΔE_V ,

afin d'augmenter la barrière de potentiel présentée à l'injection des trous de la base dans l'émetteur. Figure (II - 4).

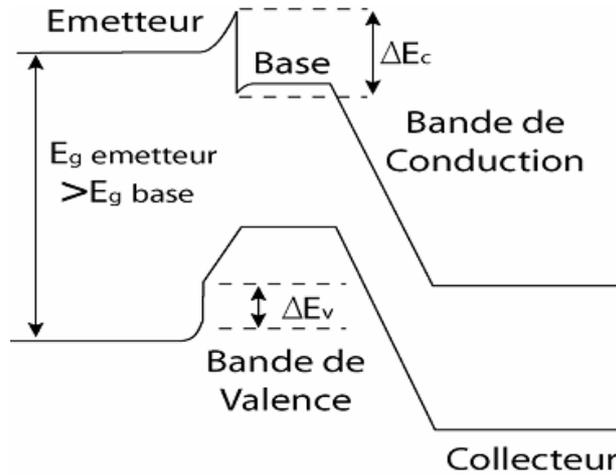


Fig.II-4 : diagramme de bande d'un transistor bipolaire à hétérojonction en conditions normales de fonctionnement [12]

La valeur de la concentration intrinsèque n_{iB} est supérieure à n_{iE} et la relation suivante explique ce qui suit :[13]

$$n_{iB} = n_{iE} e^{\frac{\Delta E_G}{KT}} \tag{II -7}$$

Parce que $\Delta E_G \ll KT$

Et le gain en courant devient alors

$$b_{DC} = \frac{I_C}{I_B} \approx \frac{D_n W_E N_E}{D_p W_B N_B} e^{\frac{\Delta E_G}{KT}} \tag{II -8}$$

II Le phototransistor

II - 1 Présentation générale

Le phototransistor étudié dans ce travail est à hétérojonction de type InP/InGaAs

La description physique du phototransistor est présentée sur la figure (II -5). Ce phototransistor InP/InGaAs est optimisé pour la détection d'une radiation de longueur d'ondes de $1.55 \mu m$, de la source optique.

Comme indiqué dans la figure (II -6), la jonction du base–collecteur du phototransistor est illuminée par une fenêtre au-dessus de la couche de base.

Les dimensions de la fenêtre optique sont variables de 5 par $5 \mu m$ à 10 par $10 \mu m$ selon les optimisations. La structure du HPT est constituée d'un émetteur InP dopé N⁺, d'une base InGaAs fortement dopée P⁺, et d'un collecteur InGaAs également dopé N. Le contact du collecteur est réalisé au travers d'une couche InGaAs pseudomorphique et d'une couche InP de sous-collecteur dopées N⁺.

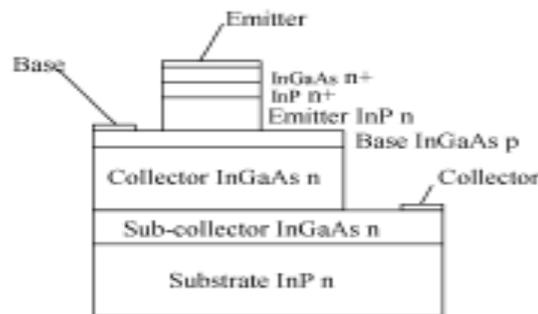


Fig. II - 5 : Coupe transversale d'un phototransistor [14]

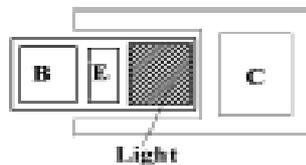


Fig. II – 6 : Vue d'en haut d'un phototransistor [14]

Les caractéristiques physiques sont mentionnées dans le tableau (II -1)

couches	matériau	Dopage (cm^{-3})	épaisseur (nm)
Emetteur	n: InP	Si : 10^{17}	150
Base	p^+ : InGaAs	C : 10^{19}	60
Collecteur	n : InGaAs	Si : 10^{16}	500
Sous collecteur	Fe : InP		450 <i>nm</i>

Tab. II - 1 : Les paramètres physiques du HPT (InP/InGaAs)[15].

L'émetteur et le sous collecteur sont faits d'un semiconducteur de largeur de bande interdite E_g plus élevée que la base et le collecteur, le diagramme énergétique du HPT est donné sur la figure (II – 7).

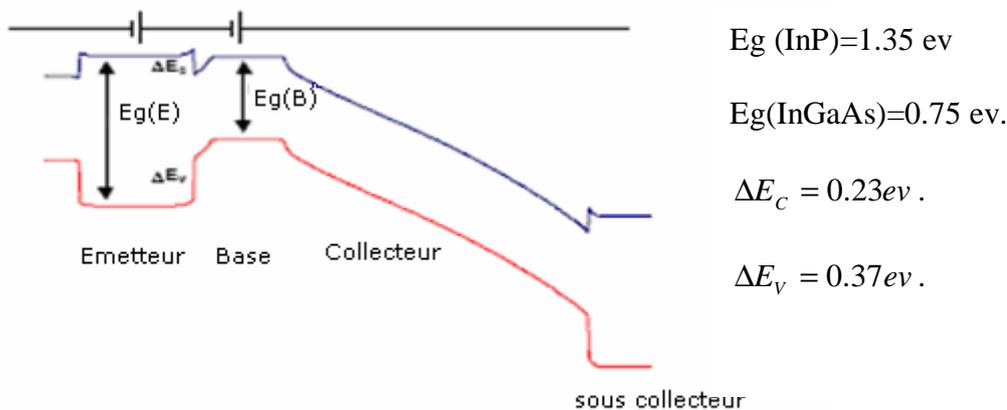


Fig. II -7 : Structure de bande schématisée d'un HPT [15]

II -2 Principe de fonctionnement du phototransistor

Le HPT (hétérojonction phototransistor) n'est en fait qu'un HBT dont la structure a été spécialement optimisée pour être éclairée. Le fonctionnement du phototransistor est très proche de celui du HBT.

La Figure (II-8) présente une vue schématisée d'un HPT en éclairage vertical. Son fonctionnement se décompose en trois phases : La première consiste, tout d'abord, en la phase d'absorption du signal lumineux ; les photons incidents sont absorbés et génèrent des porteurs au volume du semi-conducteur. La deuxième phase impose la séparation des paires électrons-trous ainsi générées ; c'est la phase de collecte qui ne se produit qu'à la rencontre d'un champ électrique suffisant. Les porteurs qui ne sont pas séparés, se recombinent sans participer à la détection. La troisième phase provient du fait que les trous qui ont été collectés se retrouvent

dans la base en excès. Cet excès tend alors à être compensé en provoquant un flux d'électrons provenant de l'émetteur. Seule une partie de ce flux contribue réellement à compenser l'excès de trous, cependant l'essentiel du courant circulant va se diriger vers le collecteur selon l'effet transistor. Cette dernière phase est donc responsable de l'amplification du courant de trous photogénéré par le gain en courant électrique b .

Il est possible de décomposer, par la mesure, ce mécanisme en deux modes de fonctionnement distincts du HPT. Le premier mode : c'est le mode photodiode dans lequel la jonction base-émetteur est court-circuitée de façon à couper l'effet transistor. La jonction base-collecteur est alors seule en polarisation et ceci permet de collecter le courant photogénéré sans amplification. Le second mode de fonctionnement est alors le mode phototransistor, c'est-à-dire celui où le transistor est polarisé en mode direct.

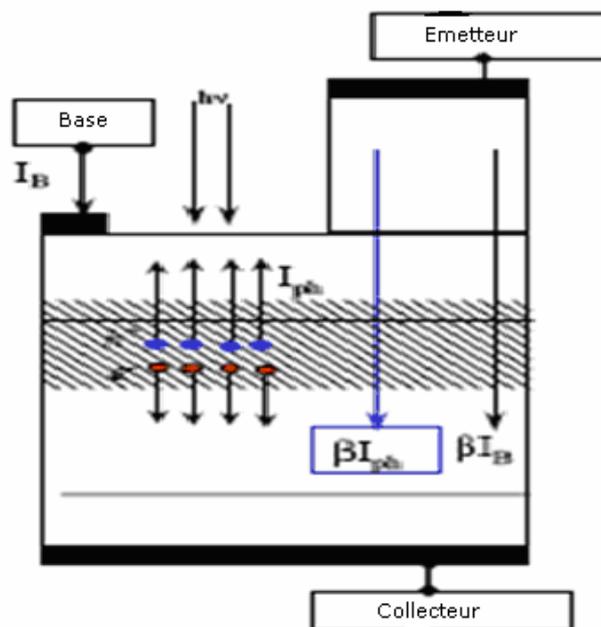


Fig. II-8 : Schéma de principe du fonctionnement d'un phototransistor[15].

La zone de charge d'espace de la jonction base-collecteur est représentée par la zone hachurée. Elle correspond à la zone de détection du transistor. Une fenêtre optique doit être ouverte entre le contact de base et de l'émetteur afin de libérer l'espace nécessaire à l'illumination verticale par le dessus. [15]

Des méthodes d'éclairage latéral, voir par le dessous, existent également. La région active pour la détection se limite donc à la zone de charge d'espace de la jonction base-

collecteur. Une absorption optique est néanmoins présente dans les régions quasi-neutres de la base et du collecteur, mais celle-ci apparaît négligeable sur le courant total photogénéré. Seul le mécanisme par séparation des trous et des électrons dans les ZCE intervient.

Ce point, démontré par la simulation physique, le principe du HPT met en oeuvre un schéma général dans lequel l'injection optique se comporte à une injection de courant de commande électrique (courant de base) dans la structure. Ceci a pour conclusion fondamentale que les performances fréquentielles du HPT sont similaires à celles du transistor électrique qu'il constitue également. Ceci est tout à fait différent pour les HEMT, qui malgré leurs excellentes performances électriques, constituent des photodétecteurs « lents » pour les applications opto-microondes.

La simulation physique a en particulier été un outil important pour comprendre les mécanismes qui en régissent le fonctionnement.

Dans cette Section, les calculs physiques numériques de HPT (InP/InGaAs) sont présentés et utilisés ensuite pour modéliser la partie optique.

III Modélisation du HPT

III - 1 Calculs numériques physiques

La partie électrique de la simulation est faite avec la résolution de plusieurs équations de base, dont la première est l'équation de Poisson

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(e(x) \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial x}(x, t) \right) = -q(N_d(x) - N_a(x) + p(x, t) - n(x, t)) \quad (\text{II -9})$$

Dans notre modèle, la constante diélectrique $\epsilon(x)$ est supposée identique dans toute la structure, c'est-à-dire $\epsilon(x)$ identique dans toute la structure InP (12.4) et identique dans toute la structure InGaAs (13.7) ce qui simplifie la résolution de l'équation.[1]

Ψ : est le potentiel locale.

Le champ électrique \vec{E} est obtenu du potentiel par la relation suivante :

$$\vec{E} = -\nabla \Psi \quad (\text{II -10})$$

Nous devons tenir compte également des deux équations de continuité qui sont les lois de la conservation des électrons et des trous au sein du transistor :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \operatorname{div}(\mathbf{j}_n) + G_n - R_n \quad (\text{II - 11})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \operatorname{div}(\mathbf{j}_p) + G_p - R_p \quad (\text{II - 12})$$

Où les courants d'électrons et de trous sont \mathbf{j}_n et \mathbf{j}_p et leurs génération et taux de recombinaison sont, respectivement G_n , G_p , R_n et R_p

$$\mathbf{j}_n = n \cdot q \cdot m_n \cdot \mathbf{E} + q \cdot D_n \cdot \nabla n \quad (\text{II - 13})$$

$$\mathbf{j}_p = p \cdot q \cdot m_p \cdot \mathbf{E} + q \cdot D_p \cdot \nabla p \quad (\text{II - 14})$$

Les courants qui sont aussi pris en compte sont les courants de diffusion, liés à l'existence des électrons et des trous dans le transistor.

Avec m_n , m_p sont les mobilités des porteurs et D_n , D_p , représentent respectivement leurs coefficients de diffusion pour des électrons et des trous.

Les courants de déplacement sont donnés par l'expression:

$$\mathbf{j}_{DISP} = e \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (\text{II - 15})$$

L'effet du faisceau optique dans le phototransistor est représenté dans l'équation de continuité des porteurs par la limite optique de génération [13] selon l'équation :

$$G_{opt} = h_0 \cdot \frac{P_{opt} \cdot I}{h \cdot c} \cdot a_{absorp} \cdot \exp(-a_{absorp} \cdot x) \quad (\text{II - 16})$$

Avec :

$$a_{absorp} = A \cdot \left[\frac{(h\nu - E_g - E_{phonon})^2}{1 - \exp(-E_{phonon} / KT)} + \frac{(h\nu - E_g + E_{phonon})^2}{\exp(E_{phonon} / KT) - 1} \right]$$

Où

P_{opt} et λ : sont, respectivement, la puissance et la longueur d'onde du faisceau optique.

h_0 : le coefficient de transmission.

a_{absorp} : le coefficient d'absorption optique du InGaAs.

Les paramètres caractéristiques des matériaux INP et l'In_{0.53}Ga_{0.47}As sont fournies dans le tableau (II -2).

paramètres	InP	In _{0.53} Ga _{0.47} As	Unités
La constante diélectrique (ϵ)	12.4	13.7	
L'énergie du gap (E_g)	1.35	0.74	Ev
L'affinité électronique (A_e)	4.38	4.6	Ev
La densité effective d'état dans la BC. (N _c)	$4.35 \cdot 10^{17}$	$9.26 \cdot 10^{17}$	cm ⁻³
La densité effective d'état dans la BV. (N _v)	$8.16 \cdot 10^{18}$	$8.87 \cdot 10^{18}$	cm ⁻³
La durée de vie des électrons (t_n)	10^{-9}	10^{-9}	s
La durée de vie des trous (t_p)	10^{-9}	10^{-9}	s
Le taux SRH (Schockley-Read –Hall) pour les électrons (G_{NRn})	10^{17}	10^{17}	cm ⁻³
Le taux SRH pour les trous (G_{NRp})	$6 \cdot 10^{17}$	10^{18}	cm ⁻³
Le taux de recombinaison Auger pour les électrons	10^{-31}	$2 \cdot 10^{-28}$	cm ⁻³ /s
Le taux de recombinaisons Auger pour les trous	10^{-31}	10^{-28}	cm ⁻³ /s
Le taux de radiation	10^{-11}	10^{-10}	cm ³ /s
Vélocité de saturation des électrons	10^7	10^7	Cm/s
Vélocité de saturation des trous	$7 \cdot 10^6$	$7 \cdot 10^6$	Cm/s

Tab.II -2 : Paramètres caractéristiques des matériaux InP et In_{0.53} Ga_{0.47} As [14]

III – 2 Calcul du photocourant généré dans la jonction base - collecteur

Calcul du photocourant dans la jonction base – collecteur figure (II – 9),

La somme des courant dans les trois régions 1, 2 et 3 peut s'écrire, par exemple en x_N :

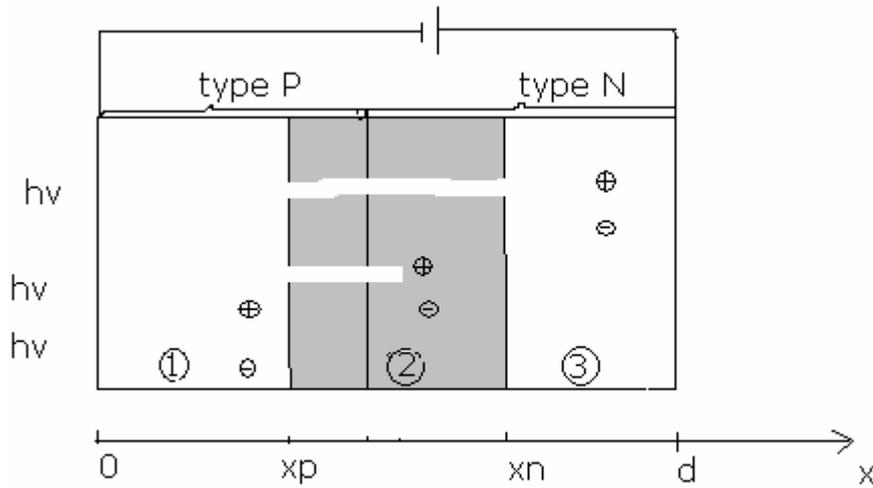


Fig. II -9 Principe de fonctionnement de la jonction PN (base – collecteur) sous éclaircment

$$J_{ph} = J_{n,diff} (x = x_N) + J_G (x = x_N) + J_{p,diff} (x = x_N) \tag{II -17}$$

Les courants de diffusion sont constants a travers la Z C E

$$J_{n,diff} (x = x_N) = J_{n,diff} (x = x_P) \tag{II -18}$$

Et en $x = x_N$, le courant de photogénération n'est du qu'aux électrons qui arrivent en ce point :

$$J_G (x = x_N) = J_{Gn} (x = x_N)$$

Calculons ces trois courants :

III -2 – 1 Courant de photogénération :

A l'état stationnaire et en négligeant les processus de recombinaison, l'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{1}{q} \frac{dJ_{G_n}(x)}{dx} + G_n(x) = 0 \Leftrightarrow J_{G_n}(x_N) = -q \int_{x_P}^{x_N} G_n(x) dx \tag{II -19}$$

Avec :

$$G_n(x) = G_{opt} = h_0 \cdot \frac{P_{opt} \cdot I}{h \cdot c} \cdot a_{absorp} \cdot \exp(-a_{absorp} \cdot x)$$

Donc :

$$J_{G_n}(x_N) = q h_0 \cdot \frac{P_{opt} \cdot I}{h \cdot c} [\exp(-a_{absorp} \cdot x_N) - \exp(-a_{absorp} \cdot x_p)] \quad (\text{II} - 20)$$

III – 2 -2 Courant de diffusion des phototrous en $x = x_N$

En ce point, le champ électrique est nul. A l'état stationnaire, l'équation de continuité s'écrit :

$$D_p \frac{d^2 p}{dx^2} + G_p - R_p = 0 \quad (\text{II} - 21)$$

$$\text{Avec } R_p = \frac{\Delta p}{t_p}$$

$$L_p = \sqrt{D_p \cdot t_p}$$

$$G_p = h_0 \cdot \frac{P_{opt} \cdot I}{h \cdot c} \cdot a_{absorp} \cdot \exp(-a_{absorp} \cdot x)$$

$$\frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \frac{\Delta p}{L_p^2} = - \frac{h_0 \cdot \frac{P_{opt} \cdot I}{h \cdot c} \cdot t_p \cdot a_{absorp}}{L_p^2} \exp(-a_{absorp} \cdot x) \quad (\text{II} - 22)$$

Admettons la solution générale :

$$\Delta p(x) = A e^{-\frac{x}{L_p}} + B e^{\frac{x}{L_p}} + \frac{h_0 \cdot \frac{P_{opt} \cdot I}{h \cdot c} \cdot t_p \cdot a_{absorp}}{1 - a_{absorp}^2 L_p^2} e^{(-a_{absorp} \cdot x)} \quad (\text{II} - 23)$$

Les conditions aux limites sont :

$X = d$: du fait du contact métallique $\Delta p(d) = 0$. En considérant que $d \gg L_p$, on peut considérer que $d \cong +\infty$ on obtient alors : $B = 0$

$X = x_N$: L'excès de trous est également nul en ce point car ils sont immédiatement évacués par le champ E. On obtient donc l'expression de A.

$$\Delta p(x) = \frac{h_0 \cdot \frac{P_{opt} \cdot I}{h \cdot c} \cdot a_{absorp} \cdot t_p}{1 - a_{absorp}^2 L_p^2} e^{-a_{absorp} \cdot x_N} [e^{-a_{absorp} (x - x_N)} - e^{-(x - x_N)/L_p}] \quad (\text{II} - 24)$$

Ce qui nous permet de calculer le courant de diffusion en $x = x_N$:

$$J_{p,diff}(x) = -q \cdot D_p \cdot \frac{d\Delta p(x)}{dx} \quad (\text{II} - 25)$$

$$J_{p,diff}(x) = -q \cdot D_p \cdot \frac{h_0 \cdot \frac{P_{opt} \cdot I}{h \cdot c} \cdot a_{absorp} \cdot t_p}{1 - a_{absorp}^2 \cdot L_p^2} e^{-a_{absorp} \cdot x_N} \left[-a_{absorp} + \frac{1}{L_p} \right] \quad (\text{II -26})$$

III -2 - 3 Courant de diffusion des photoélectrons en $x = x_p$

En ce point, le champ électrique est également nul. Le problème est similaire au cas b) et la solution générale est du type :

$$\Delta n(x) = A e^{-x/L_n} + B e^{x/L_n} + \frac{h_0 \cdot \frac{P_{opt} \cdot I}{h \cdot c} \cdot a_{absorp} \cdot t_n}{1 - a_{absorp}^2 \cdot L_n^2} e^{-a_{absorp} \cdot x} \quad (\text{II -27})$$

Avec :

$$L_n = \sqrt{D_n \cdot t_n}$$

Les condition aux limites s'expriment ici par :

$X = x_N$: l'excès d'électrons est nul en ce point car ils sont immédiatement évacués par le champ E.

$X = 0$: cette surface est le siège de mécanismes de recombinaisons au niveau de la surface :

$$\Delta n(0) = \frac{D_n}{S} \Big|_{x=0}$$

Ces conditions permettent d'obtenir A et B sans difficulté. Leurs expressions étant lourdes nous les noterons A_n et B_n . ceci permet donc de calculer le courant de diffusion :

$$J_{n,diff}(x) = q \cdot D_n \cdot \frac{d\Delta n(x)}{dx} \quad \text{en } x = x_p \quad (\text{II -28})$$

$$J_{n,diff}(x_p) = q \cdot D_n \left[-\frac{A_n}{L_n} e^{-x_p/L_n} + \frac{B_n}{L_n} e^{x_p/L_n} - h_0 \frac{P_{opt} \cdot I \cdot a_{absorp}^2 \cdot t_n}{h \cdot c \cdot (1 - a_{absorp}^2 \cdot L_n^2)} \cdot e^{-a_{absorp} \cdot x_p} \right]. \quad (\text{II -29})$$

Dans tous les cas pratiques, les photoporteurs sont essentiellement créés dans la Z. C. E., le courant de diffusion d'électrons est alors négligeable.

Dans ce cas on prend $x_p = 0$ et $x_N = W$ on a donc :

$$J_{ph} = -q h_0 \cdot \frac{P_{opt} \cdot I}{h \cdot c} \left[1 - \frac{1}{1 + a_{absorp} \cdot L_p} \cdot e^{-a_{absorp} \cdot W} \right] \quad (\text{II -30})$$

III -2 - 4 Observation

Tenant compte du mode de fonctionnement de notre structure c.a.d. : quand I augmente a_{absorp} diminue (Voir figure (II -16)) ce qui engendre les variations suivantes :

$e^{-a_{absorp} \cdot W} \rightarrow 1$ et l'expression : $-\frac{1}{1+a_{absorp} \cdot L_p}$ diminue. En conclusion on déduit que le courant

photo généré diminue lorsque I augmente.

Alors pour négliger l'effet de a_{absorp} il faut donc augmenter W (la largeur de la Z.C.E de la jonction base – collecteur), Le deuxième terme de l'expression N^0 (II – 30) devient négligeable et la variation du courant photo généré devient linéaire selon l'expression :

$$J_{ph} = -q h_0 \cdot \frac{P_{opt} \cdot I}{h \cdot c} \quad (II -31)$$

Il sera recommandé d'augmenter la tension de polarisation inverse de la jonction (base – collecteur).

IV - La méthode des différences finies

La méthodes des différences finies est la première approche numérique qui a été adoptée pour la résolution d'une classe de problèmes relatifs aux modèles de la physique et des sciences de l'ingénieur pour lesquels une solution analytique est très difficile à formuler ou n'existe pas.

Ces modèles sont régis par des équations aux dérivées partielles, comme dans notre cas on a l'équation de poisson et les équations de continuités des électrons et des trous.

Les conditions aux limites sont les valeurs locales imposées à la fonction ou à sa dérivée normale sur la frontière du domaine de définition, mais aussi la valeur prise à l'instant initial pour une fonction dépendant du temps.

Les conditions aux frontières les plus courantes sont du type :

Condition de Dirichlet $f(x,y)=C^{te}$ sur la frontière, pour toutes les valeurs de t .

Condition de Neumann $\frac{\partial f}{\partial n} = C^{te}$ sur la frontière, pour toutes les valeurs de t .

Condition initiales : $f(x,y,0) = g(x,y)$ une distribution spatiale définie à l'instant $t = 0$.

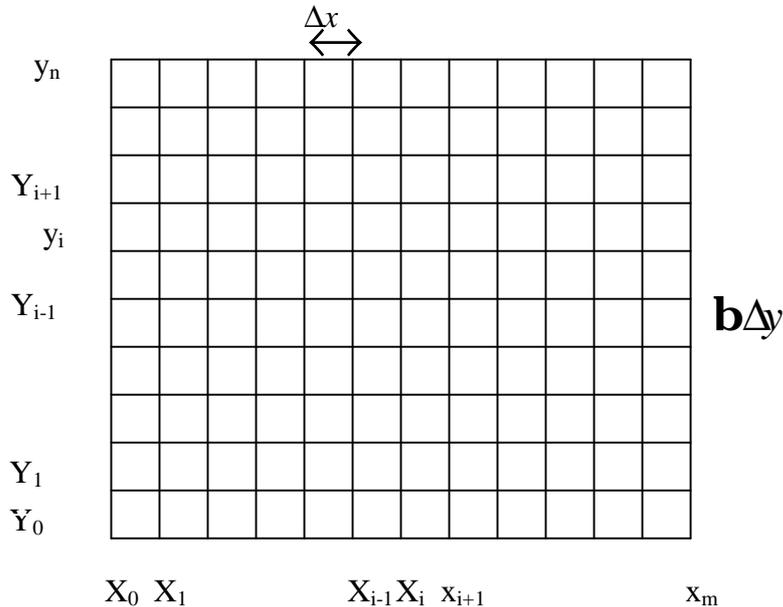
IV – 1 Méthodologie

- 1 – Maillage : Le domaine de définition de $f(x,y)$ est discrétisé régulièrement en un grand nombre de points appelés nœuds.
- 2 – Approximation des dérivées partielles par des rapports de différence.
- 3 – L'équation des rapports de différence, qui est linéaire en f , est appliquée à tous les nœuds, au lieu de l'équation aux dérivées partielles.
- 4 – Les conditions aux limites sont appliquées sur tous les points de la frontière.
- 5 – Une valeur connue est attribuée à la fonction à l'instant initial (excitation) sur une partie ou sur l'ensemble du domaine de définition [18].

IV – 1 -1 Maillage

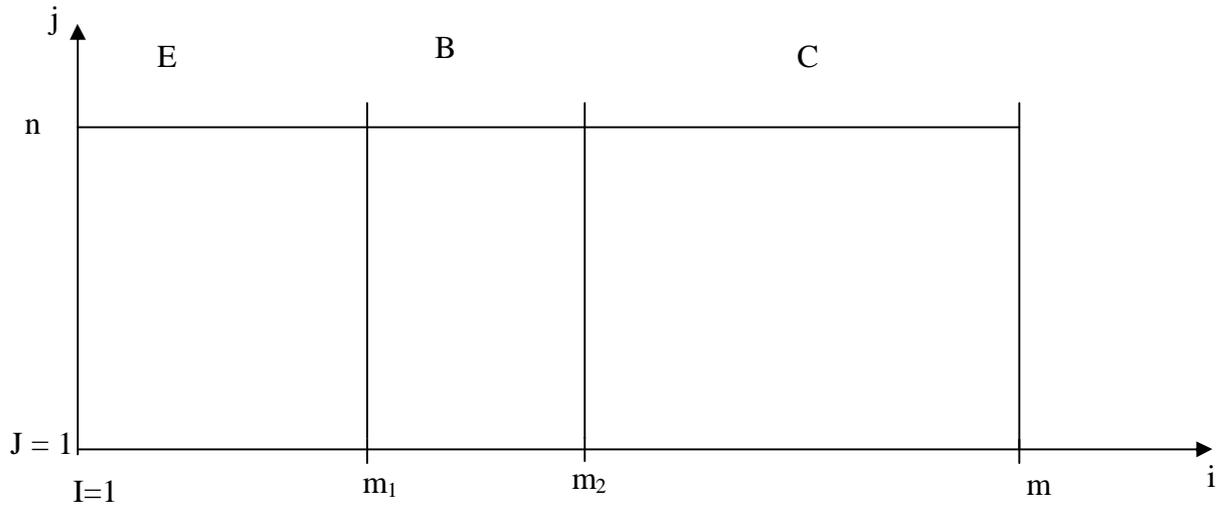
On découpe l'intervalle de x en $(m+1)$ intervalles de longueur Δx et l'intervalle de y en $(n+1)$ intervalles de longueur Δy , tel que [19] :

$$x_i = i.\Delta x \quad \text{Et} \quad y_j = j.\Delta y$$



IV – 1 – 1 – 1 Maillage de la structure

Le maillage étudié dans notre programme est le suivant :



Avec : $m = 31$ et $m_1 = 11$, $m_2 = 21$, $n = 11$

$$\Delta x = 1/10(mm)$$

$$\Delta y = 710/30(nm)$$

IV – 1 -2 Approximation des dérivées partielles

A une dimension, la formule de Taylor limitée au deuxième ordre donne

$$f(x + \Delta x) = f(x) + \Delta x \cdot f'(x) + \frac{(\Delta x)^2}{2} f''(x) \quad (\text{II-32})$$

$$f(x - \Delta x) = f(x) - \Delta x \cdot f'(x) + \frac{(\Delta x)^2}{2} f''(x) \quad (\text{II-33})$$

L'approximation de la dérivée première est obtenue en se limitant au premier ordre

Premier développement $\frac{\partial f}{\partial x} \approx \frac{f(x + \Delta x) - f(x)}{\Delta x} \quad (\text{II-34})$

différence avant.

Deuxième développement $\frac{\partial f}{\partial x} \approx \frac{f(x) - f(x - \Delta x)}{\Delta x} \quad (\text{II-35})$

différence arrière

Limitée au deuxième ordre, la soustraction des deux développements donne

$$\frac{\partial f}{\partial x} \approx \frac{f(x + \Delta x) - f(x - \Delta x)}{2 \cdot \Delta x} \quad (\text{II -36})$$

C'est la différence centrée

L'approximation de la dérivée seconde est obtenue par l'addition des deux développements limités au deuxième ordre:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \approx \frac{f(x + \Delta x) - 2f(x) + f(x - \Delta x)}{(\Delta x)^2} \quad (\text{II -37})$$

C'est la différence du 2^{ème} ordre

On obtient comme résultat de la discrétisation le système suivant :

$$[A] \cdot [Y] = [E]$$

[A] : matrice tri diagonale ;

[Y] : le vecteur inconnue ;

[E] : le vecteur des termes du second membre de l'équation ;

Ce système est résolu par la méthode de gauss. [20]

IV – 1 -3 Les Conditions aux Limites

Les conditions aux limites utilisées sont les conditions de Neuman : les gradients de porteurs aux limites sont nuls. Les épaisseurs simulées des couches d'extrémité doivent donc être suffisantes de telle manière à celles que celles de leurs extrémités, électrons et trous se trouvent dans les conditions de l'équilibre thermodynamique.

En ce qui concerne l'équation de Poisson, on impose un potentiel nul à une extrémité du composant et le potentiel correspondant à la d.d.p. à l'autre extrémité comme montré sur la figure(II -10).

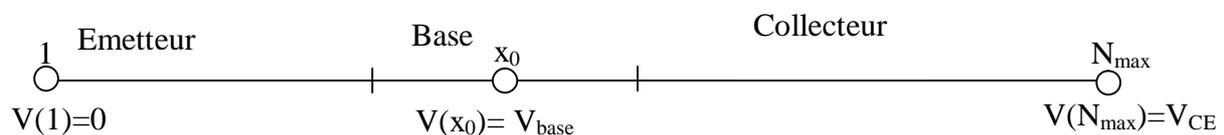


Fig. II-10 : conditions aux limites pour la polarisation d'un transistor

Où V_{BE} est la d.d.p. appliquée entre la base et l'émetteur et $V_{BE,ZCE}$, est le potentiel de barrière de la jonction émetteur-base (de l'ordre de 0,9 V).

$$V_{base} = V_{BE} + V_{BE,ZCE}$$

Donc on peut résumer les conditions aux limites par :

- Les conditions de Dirichlet :

$$x=0 \rightarrow y=0, \quad x=710nm \rightarrow y=1.5V, \quad labase \rightarrow y=V_{b,ZCE} + V_{base}$$

$$y=0 \rightarrow n=0 \quad \text{l'émetteur : } n=N_a, \quad \text{la base : } n=N_a, \quad \text{le collecteur : } n=N_a$$

- Les conditions de Neumann :

$$X=0, x=710nm \text{ et } y=0 \rightarrow \frac{\partial y}{\partial x} = \frac{\partial n}{\partial x} = 0$$

Les résultats des simulations sont donnés pour une largeur du composant de 1 mm.

IV – 2 Organigramme

L'organigramme présenté sur la figure (II -11) illustre l'algorithme qui résout l'équation de Poisson d'abord puis celle de la continuité tout en faisant l'échange des résultats, de l'équation de Poisson vers celle de continuité et vice versa. Pour donner à la fin les résultats : potentiel, champ et densité des porteurs au niveau de chaque région du transistor.

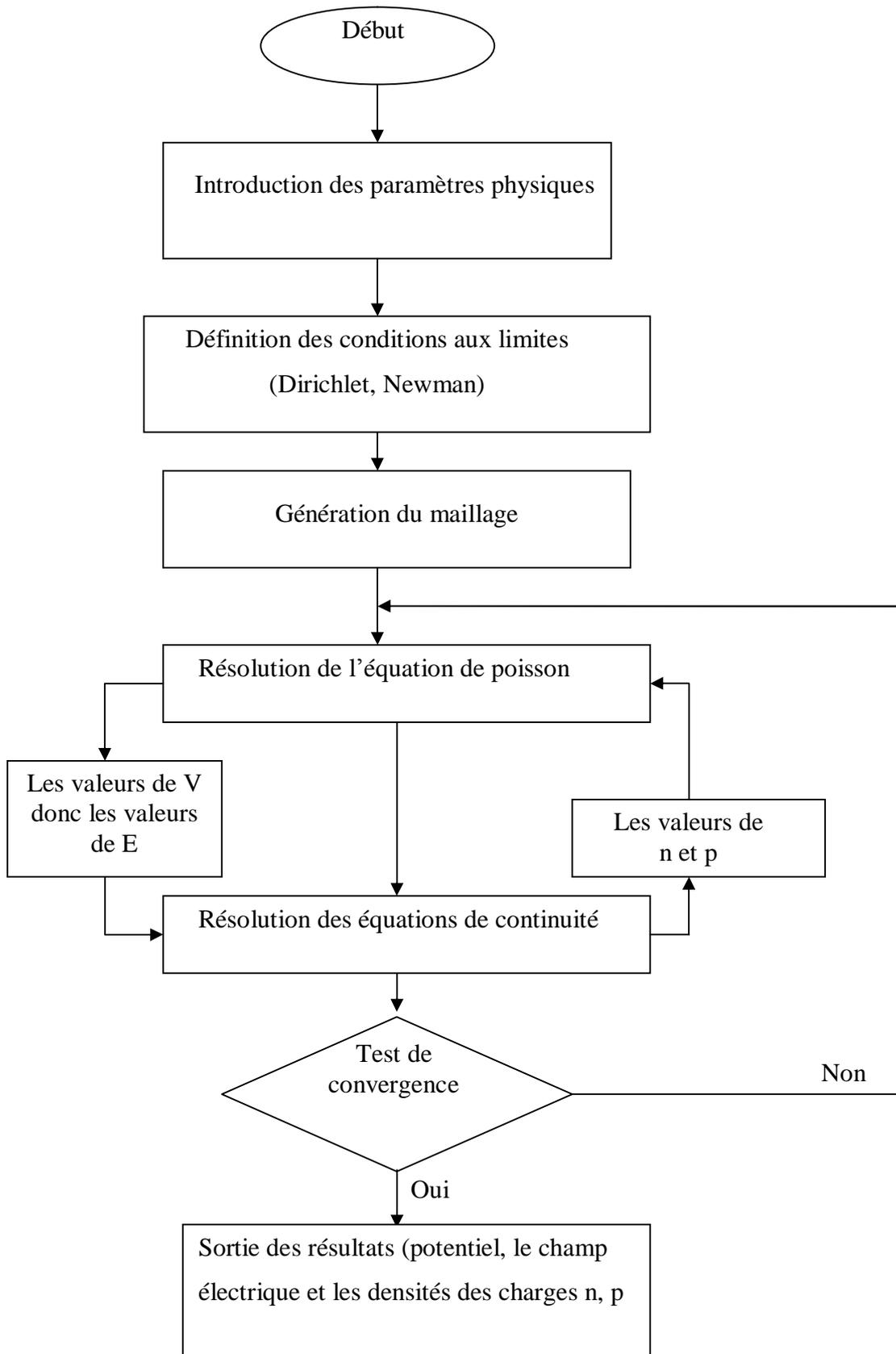


Fig. II – 11 : Organigramme de résolution de l'équation de poisson et celle de la continuité.

V - Résultats de la simulation numérique

Les équations précédentes sont résolues par la méthode des différences finies pour la discrétisation et la méthode de Gauss pour la résolution.

V – 1 La variation du potentiel

V -1 – 1 La variation du potentiel pour $p_{opt} = 0$ et différentes valeurs de I_b

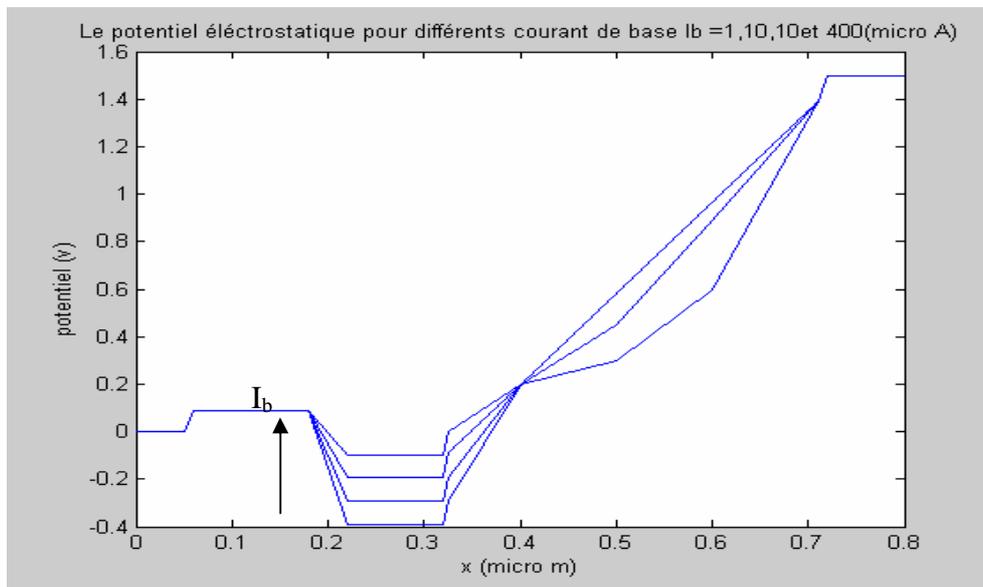


Fig. II-12. a : potentiel électrostatique dans un HPT pour différents courants de base $I_b = 1, 10, 100$ et $400 \mu A$ à $V_{ce} = 1,5 V$, $P_{opt} = 0 mW$

On voit que la hauteur de barrière émetteur-base diminue quand le courant de base augmente

V – 1 – 2 La variation du potentiel pour différentes valeurs de p_{opt} et I_b constant

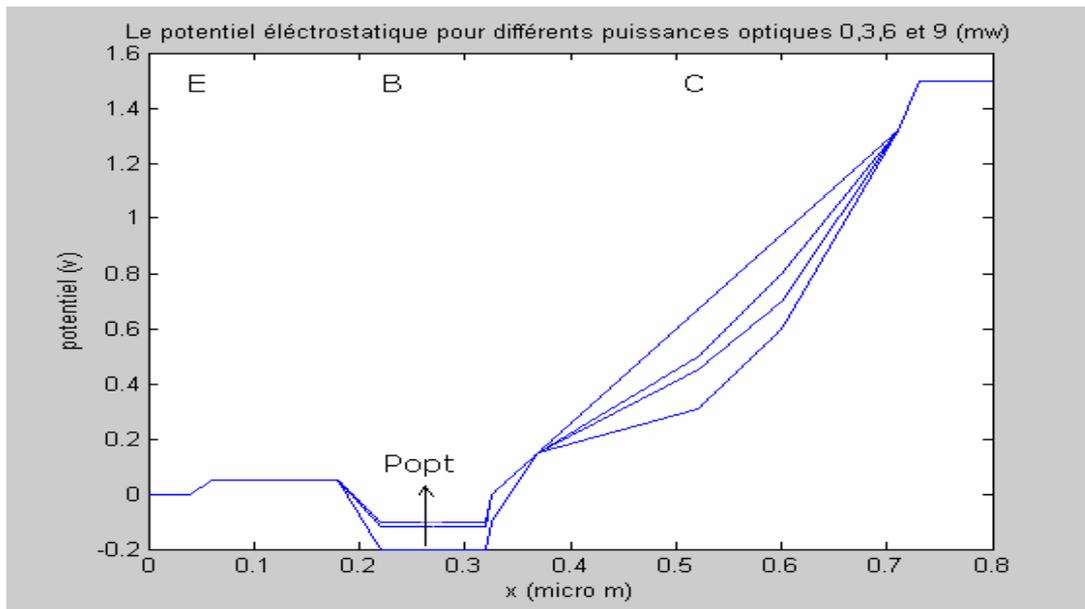


Fig.II-12. b : Potentiel électrostatique dans un HPT pour différentes puissances optiques (0, 3, 6 et 9 mW).à $V_{ce}=1,5$ V, $I_b=50$ μ A, $\lambda=1,55$ μ m.

La variation du potentiel électrostatique dans un 3T-HPT pour différentes puissances optiques est similaire à celle, pour différentes valeurs du courant de base.

V – 1 -3 Discussion

La figure (II-12-a) montre l'évolution du potentiel sans éclairement lorsqu'on augmente le courant de base, alors que la Figure (II-12- b) montre cette évolution à I_b constant lorsqu'on applique différentes puissances lumineuses. L'ensemble du dispositif étant à tension collecteur-émetteur (V_{ce}) constante, ceci montre bien l'effet de la lumière, qui est sensiblement équivalent à un courant de base supplémentaire.

V – 2 La variation du densités de charge n et p

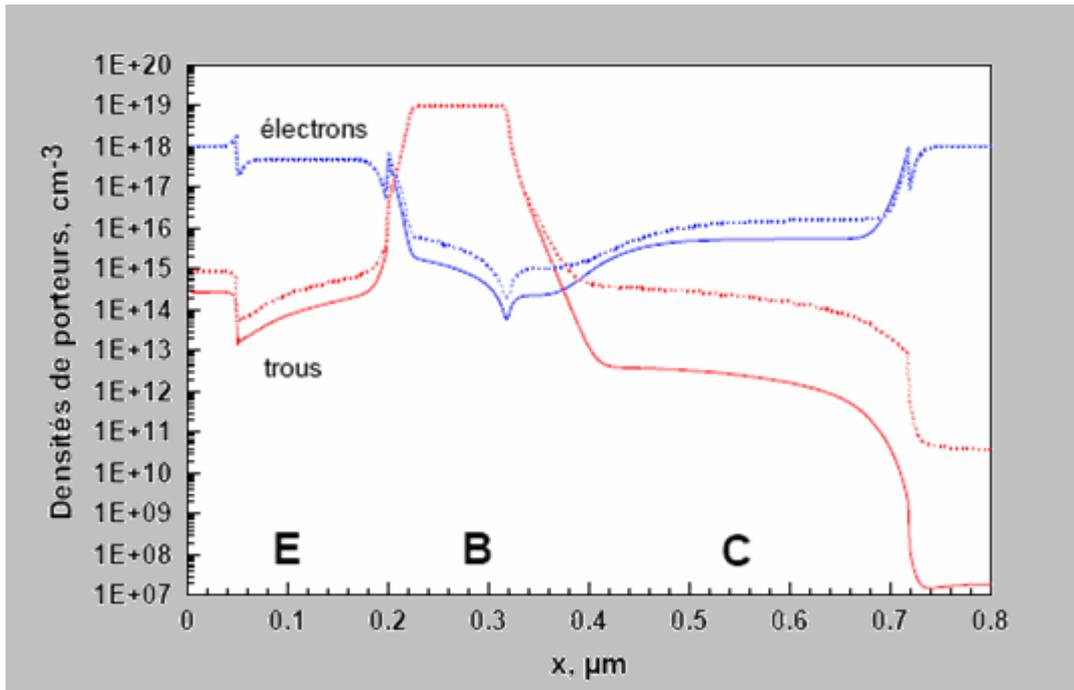


Fig. II-13 : densités de porteurs dans un HPT, avec $P_{opt}=3$ mW (pointillés) ou sans éclaircissement (lignes). $I_b=50$ μA, $V_{ce}=1,5$ V

La variation des densités de porteurs dans un HPT est équivalente à celle-ci dans un HBT, sauf que dans un HPT les densités des porteurs sont plus grandes que dans un HBT.

On obtient les courbes de \vec{E} , car $\vec{E} = -gradV$

V – 3 Variation du champ E

V -3 -1 Variation du champ E pour différentes valeurs de I_b

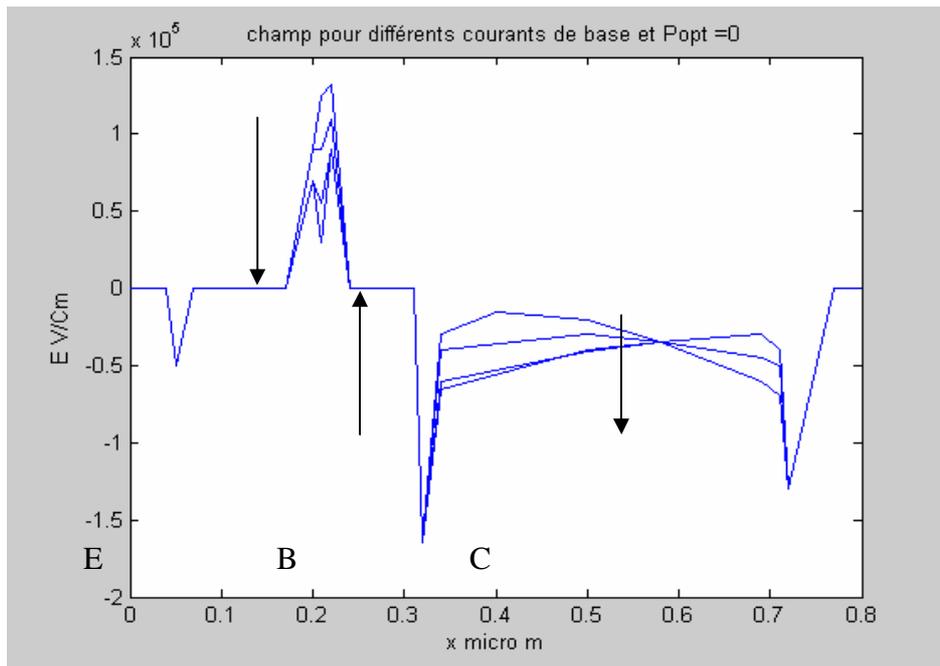


Fig. II-14. a : champ pour différents courants de base (1, 10, 100, 200 et 400 μA).

$V_{ce}=1,5 \text{ V}$, $P_{opt}=0 \text{ mW}$.

V -3 – 2 La variation du champ pour différentes valeurs de P_{opt}

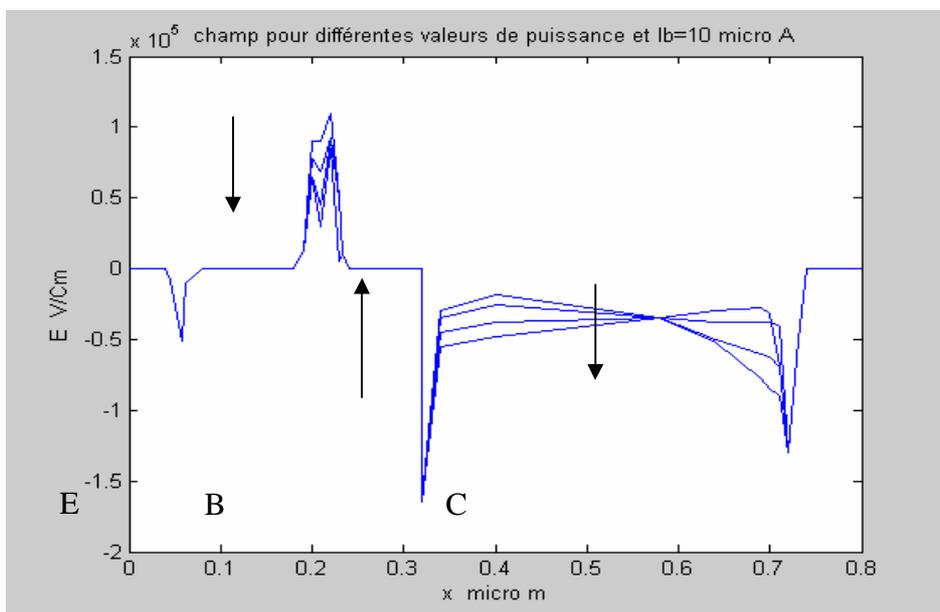


Fig. II-14. b : champ pour différentes puissances optiques (0, 1, 5 et 10 mW).

$V_{ce}=1,5 \text{ V}$, $I_b=10 \mu\text{A}$, $\lambda=1,55 \mu\text{m}$.

V – 4 Le courant photogénéré du collecteur en fonction de λ

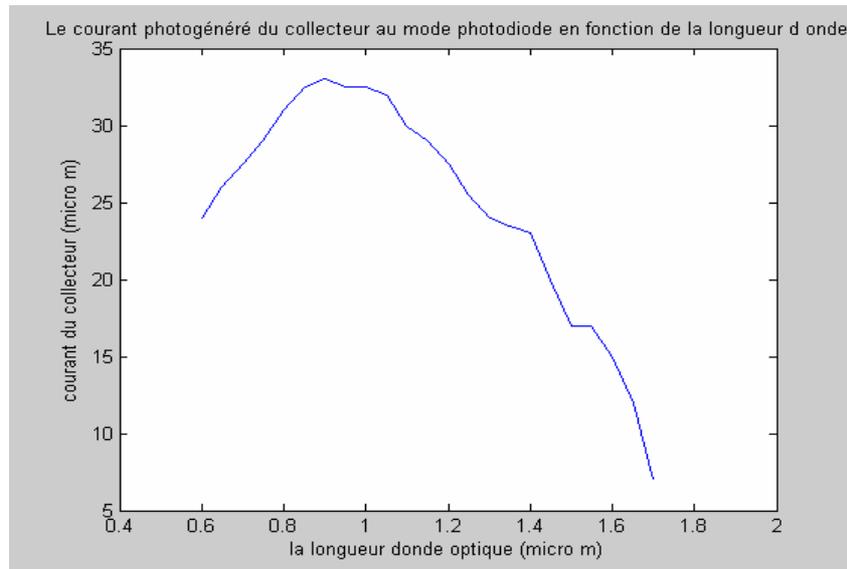


Fig II -15 Le courant photogénéré du collecteur dans le HPT au mode photodiode en fonction de la longueur d'onde

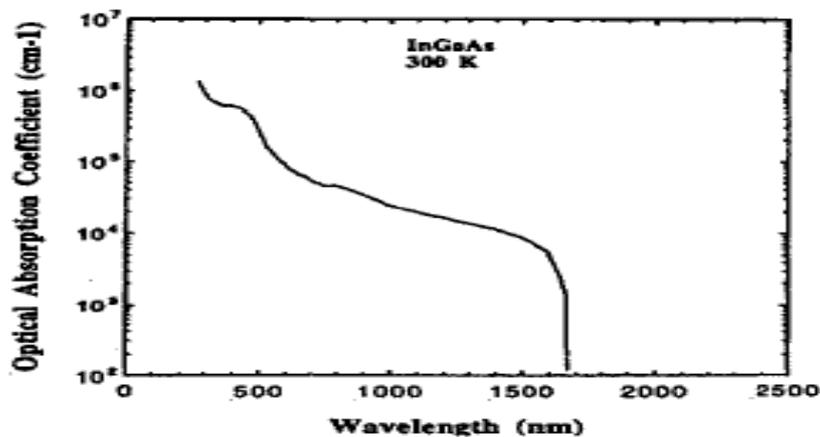


Fig. II -16 : La variation du coefficient d'absorption optique de InGaAs en fonction de λ avec $E_g=0.74$ ev à la température 300 K [21]

V – 4 – 1 Discussion

Pour une entrée optique de puissance constante, le nombre de paires d'électron-trou a produit des augmentations en fonction de la longueur d'onde, mais le coefficient d'absorption

diminue figure (II -16). Cet effet est montré sur la figure (II – 15), qui montre le photocourant réellement produit dans le HPT.(voir paragraphe III-2)

V – 5 Courant du collecteur en fonction de la puissance optique

Un faisceau optique ayant une puissance de 0 à 20 mW est injectée au-dessus du phototransistor dans la fenêtre située au niveau de la base.

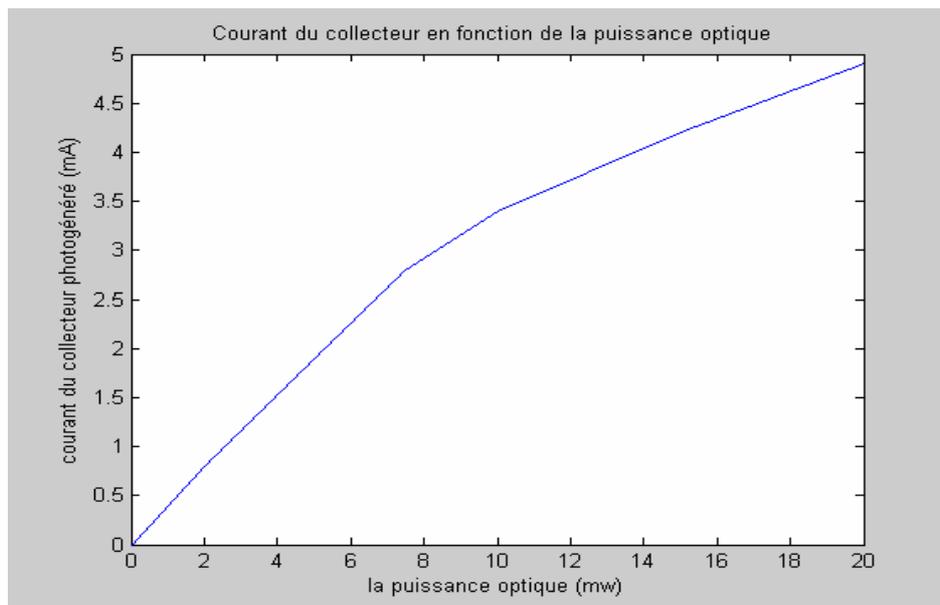


Fig. II -17 : Courant du collecteur en fonction de la puissance optique
à $V_{be} = 0$ et $V_{ce} = 0$.

V-5 – 1 Discussion

Nous constatons que, la valeur du courant du collecteur est proportionnelle à la puissance optique incidente, après un rapport linéaire, comme observé Sur la figure (II – 17).

Le mode de la photodiode quand $V_{be} = 0$, définit la responsivité du mode photodiode Γ_{pd}

$$I_{ph} = \Gamma_{pd} \cdot P_{opt} \cdot (A/W) \quad (II -38)$$

Le photocourant, qui est produit par la source optique dans la jonction de base-collecteur, est ajouté au courant base I_b donnant une augmentation de courant du collecteur I_c selon :

$$I_c = b \cdot (\Gamma_{pd} \cdot P_{opt} + I_b) \quad (II -39)$$

VI - Conclusion

Compte tenu des résultats de la présente partie, il est possible de présenter l'effet de la lumière dans le phototransistor par l'utilisation d'un générateur courant linéairement commandé I_{PH} dans la région base-collecteur du modèle électrique, ce résultat est utilisée dans le chapitre III dans le schéma équivalent non linéaire du HPT.

CHAPITRE III

Modèle électrique, calcul des paramètres S et gain maximal du HPT

I - Introduction

Dans ce chapitre le modèle d'Ebers-Moll modifié non linéaire du phototransistor bipolaire est développé. A partir de ce modèle nous déterminons le gain maximal du phototransistor. Il reprend les définitions des structures à trois ports optohyperfréquences, la notion des paramètres S, Les techniques d'acquisitions des phototransistors et leurs optimisations selon la fonction de la charge a présenter au niveau des ports du collecteur et de la base.

II - Modèle électrique du grand signal du phototransistor

II – 1 Modèle Électrique

Le modèle électrique du phototransistor est illustrée par la figure (III -1), qui montre un modèle prolongé d'Ebers-Moll adapté pour modéliser le HBT à grande vitesse. Le courant du photogénérateur I_{PH} est ajouté entre la base et l'accès interne de collecteur.

Dans ce modèle, chaque jonction est représentée par un ensemble comportant une diode idéale (I_{DE} et I_{DC}), une diode de fuite (I_{LE} et I_{LC}), et un condensateur (C_{JE} et C_{JC}).

Et l'injection lumineuse est intégrée sous la forme d'un générateur de courant contrôlé par la puissance optique incidente .

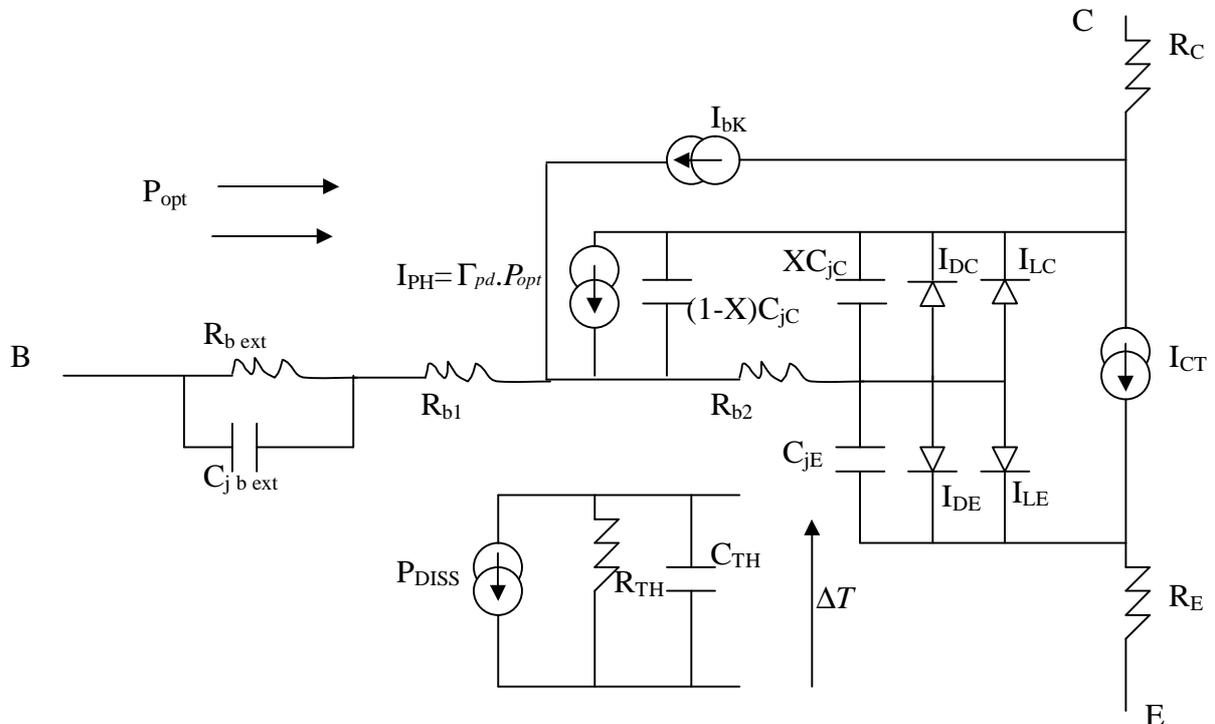


Figure III-1: Modèle électrique du HPT InP/InGaAs fondé sur un modèle d'Ebers-Moll [15]

Le courant traversant les diodes suit l'équation de Boltzmann comme suit.

- **Courant traversant les diodes idéales**

$$I_{DE} = (I_{sf} / b_f) \cdot [\exp(q \cdot V_{be} / (h_E \cdot K \cdot T)) - 1]. \quad (\text{III -1})$$

$$I_{DC} = (I_{sr} / b_r) \cdot [\exp(q \cdot V_{bc} / (h_c \cdot K \cdot T)) - 1]. \quad (\text{III -2})$$

Là où b_f et b_r sont les gains courants (en directe et en inverse), et h_E et h_c sont les facteurs idéales des diodes. I_{sf} et I_{sr} sont les courants de saturation [15].

- **Courant traversant les diodes nonideal**

$$I_{LE} = C_2 \cdot I_{sf} \cdot [\exp(q \cdot V_{be} / (h_{EL} \cdot K \cdot T)) - 1]. \quad (\text{III -3})$$

$$I_{LC} = C_4 \cdot I_{sr} \cdot [\exp(q \cdot V_{bc} / (h_{CL} \cdot K \cdot T)) - 1]. \quad (\text{III -4})$$

Où C_2 et C_4 sont les deux coefficients de pondération pour des courants de saturation. Un générateur de courant modèle l'injection des électrons de l'émetteur au collecteur, fournissant le gain électrique du transistor. Sa valeur est indiquée par :

$$I_{CT} = I_{DE} \cdot b_r - I_{DC} \cdot b_f \quad (\text{III -5})$$

Des composants capacitifs, tels que la base-collecteur et les capacités d'épuisement émetteur - base, sont insérés dans le modèle non linéaire. Ils sont exprimés par :

$$C_j = \frac{C_{j0}}{(1 - V/\Phi)^m} \quad (\text{III -6})$$

Avec

V : la tension à travers la jonction,

C_{j0} : la capacité pour une tension nulle,

f : le potentiel intégré, et m est un coefficient dépendant du profil de la jonction.

En raison de l'effet distribué de la résistance au niveau de la base, la capacité base-collecteur est dédoublée entre : $X \cdot C_{JC}$ et $(1 - X) \cdot C_{JC}$

R_c et R_E et la somme $R_{bext} + R_{b1} + R_{b2}$ sont les résistances d'accès du collecteur, de l'émetteur, et des couches actives constituant la base. Il convient à noter que la résistance de la base est très haute en raison de la couche base étroite.

L'effet d'avalanche est traité à l'aide du générateur de courant I_{bk} . Sa valeur dépend de la tension base-collecteur comme suit [15] :

$$I_{bk} = I_c \cdot b_f \cdot \left[\exp\left(\frac{V_{cb} - I_d \cdot R_{br} + C_M \cdot I_c \cdot R_{br}}{N_{br} \cdot V_t}\right) \right] \quad (\text{III -7})$$

b_f , R_{br} , C_M et N_{br} sont des paramètres empiriques, qui sont optimisés pour obtenir le

meilleur ajustement des caractéristiques $I_c - V_{ce}$ présentées sur la figure (III- 2). Pendant que seulement des effets de « doux-panne » sont pris en considération [16].

II -2 Modèle Thermique

En raison de la petite conductivité thermique de l'InGaAs (0.05 W/cm K à 300 K), la température du dispositif augmente pendant que la puissance de rendement croit.

Les effets en température sont modélisés au travers des grandeurs P_{diss} - R_{th} - C_{th} qui représentent respectivement les pertes par effet Joule, la résistance de dissipation thermique et la capacité thermique.

Ceci a un effet sur le gain courant b_f et sur les courants de saturation.

pour tenir compte de ceci, un circuit secondaire thermique [16] est ajouté au modèle du phototransistor. Il se compose d'une source de courant reliée à une résistance R_{TH} réglée en parallèle avec une capacité C_{TH} .

Cette source de courant (I_{pow}) représente la puissance dispersée thermique (P_{DISS}). Ainsi, une analogie électrique thermique est effective comme suit :

$$I_{pow} = P_{DISS} = I_c \cdot V_{ce} \quad (III -8)$$

La variation de la température du transistor est donnée par la tension de rendement du circuit

$$\Delta T = T - T_0 = P_{DISS} \cdot R_{TH} \quad (III -9)$$

Si la puissance dispersée (P_{DISS}) est exprimée en watts, la résistance thermique est dans les kelvins par watt et la capacité C_{dot} est dans des kelvins en secondes par watt. R_{TH} et C_{TH} sont considérées ent tant qu'indépendantes de la température.

Par conséquent, une nouvelle expression pour les courants de saturation de chaque diode, en considérant la différence de température, est donnée par :

$$I_s(T) = I_s(T_0) \cdot \left(\frac{T_0 + \Delta T}{T_0} \right)^{x_T} \quad (III -10)$$

Les résultats expérimentaux [15] ont prouvé que le gain courant b_f peut également être considéré indépendant de la température ; aux basses températures, et en raison de la grande discontinuité au niveau de la bande de valence à l'hétérojonction émetteur-base.

Dans ce cas, la diminution de la tension au niveau de la base est liée à l'augmentation du courant de saturation de la jonction émetteur-base. Ainsi, les courbes de V_{ce} avec I_b constant donne la valeur de X_T .

La résistance thermique est considérée comme ayant une valeur de 2000 K/W, donnant une augmentation de la température de 70K avec $I_c=16\text{mA}$ et $V_{ce}=2\text{ V}$. La capacité thermique est ajustée afin d'obtenir une valeur constante du temps thermique de 2 ms.

Bien que le coefficient d'ionisation dans le collecteur dépende de la température, le courant de panne sera considéré comme indépendant de la température dans notre modèle

II -3 Modèle opto-électrique

Comme il a été remarqué dans les résultats de la simulation numérique, la relation entre la puissance optique incidente et le photocourant, qui est produit dans la jonction base-collecteur, est linéaire, Il est ainsi possible de modéliser la détection optique par un générateur photocourant interne situé entre la base et le collecteur (voir la figure (III -1)). Son expression qui est exprimée comme suit :

$$I_{ph} = \frac{a}{1 + j.w.t} \cdot P_{opt} = \Gamma_{pd} \cdot P_{opt} \quad (\text{III -11})$$

là où a est la valeur de dc de la responsivité optique du court-circuit de Γ_{pd} obtenue par la photoreponse en mode photodiode ($V_{cb}>0$, $V_{be}=0$).

La constante de temps t est empiriquement présentée pour tenir compte de la constante de temps de la photodiode intrinsèque base-collecteur.

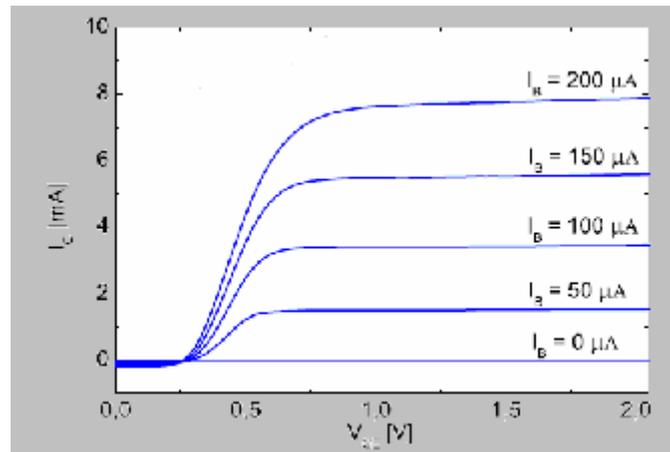


Figure III -2 caractéristique I_c - V_{ce} du phototransistor InP/InGaAs sans illumination[13]

Le phototransistor combine des fonctions de détection et d'amplification. Le courant photogénéré est alors amplifié en mode phototransistor et la responsivité Γ_{HPT} dans

l'ensemble est considérée. Cette responsivité Γ_{HPT} est le rapport du courant de sortie à la puissance optique incidente.

On le lie à la responsivité du mode de la photodiode par la définition du gain courant optique.

Si un HPT est fermé sur un court circuit, la responsivité est $\Gamma_{HPT,sc}$ et le gain courant optique peut alors être écrit [16] comme :

$$G_{c,opt} = \frac{I_c}{I_{ph,f=0}} = \left(\frac{I_c / P_{opt}}{a} \right) = \frac{\Gamma_{HPT,sc}}{\Gamma_{pd,dc}} \quad (III - 12)$$

II - 4 Modèle de Bruit

Ce modèle doit être employé dans une connexion optohyperfréquence, il est donc important de présenter le comportement de bruit du phototransistor [16]. Nous considérons le bruit de chaque résistance R avec une source de tension thermique-bruit :

$$V_n(R) = \sqrt{4.K.T.R} \text{ en } 1\text{-HZ de bande passante (bandwidth)}. \quad (III - 13)$$

La source équivalente pour le bruit de la base-courant est reliée parallèlement au courant idéal I_{DE} d'émetteur et de base, et son amplitude obéit à l'équation :

$$I_n(I_b) = 2.q.I_{DE}. \text{ En } 1\text{-HZ de bande passante (bandwidth)}. \quad (III - 14)$$

Dans lequel I_{DE} est donné par (III -1). D'une manière semblable, la source courant de bruit du collecteur est proportionnelle à I_{CT} et est ajoutée en parallèle à la source de courant I_{CT} . Les sources de courant ascendant et de bruit sont indépendants.

II -5 Extraction du modèle non-linéaire

un transistor (PV4E) est caractérisé. C'est une Structure qui montre un profil base évalué de composition, qui correspond au diagramme donnée sur la figure (II -7).

Les paramètres du circuit équivalent des phototransistors sont modélisés selon la technique décrite ci-dessus. Cependant, pour modéliser correctement le coefficient de réflexion base (voir la fig. (III -1)), une capacité $C_{f\ b-ext}$ doit être ajouté en parallèle à la résistance de base R_{b-ext} . les valeurs des composants qui constituent le modèle électrique, sont mentionnées dans le tableau (III-1).

Ce modèle est également utile pour simuler les paramètres S du petit signal optohyperfréquence du dispositif, ce qui sera défini plus tard ; et en conséquence, pour calculer et optimiser le gain de puissance optohyperfréquence du HPT.

composant	Description	Valeur
R_c	Résistance de collecteur.	10.2Ω
R_e	Résistance de l'émetteur.	5.6Ω
$R_{b\ ext}$	Résistance externe de base.	235Ω
R_{B1}	Résistance interne de base.	170Ω
R_{B2}	Résistance interne de base .	15.5Ω
n_E	Coefficient d'idéalité pour la diode base – émetteur.	1.2
n_C	Coefficient d'idéalité pour la diode base – collecteur.	1.11
n_{EL}	Coefficient d'idéalité pour la diode base – émetteur	4
n_{CL}	Coefficient d'idéalité pour la diode base – collecteur.	1.5
b_F	Gain courant direct.	94
b_R	Gain courant en inverse	0.04
I_{SF}	Courant de saturation du diode base – emetteur	0.02 pA
I_{SR}	Courant de saturation du diode base- collecteur	0.035 pA
C_2	Coefficient du diode émetteur .	210
C_4	Coefficient du diode collecteur.	350
R_{TH}	Résistance thermique.	2000 K/W
C_{TH}	Capacité thermique	1 K/J
X_T	Coefficient thermique du courant de saturation.	30
C_{JC0}	Capacité de la jonction B-C à $V_{bc}=0$.	35.2 pF
C_{JE0}	Capacité de la jonction B-E à $V_{bc}=0$.	48 pF
X	Coefficient de distribution du capacité base – collecteur.	0.05
V_f	Potentiel (établi) au niveau de la jonction.	0.825 V
m	Coefficient de transition capacitif.	0.5
R_{BR}	Coefficient d'ionisation	0.01
B_F	Coefficient d'ionisation	0.0012
C_M	Coefficient d'ionisation	10
N_{BR}	Coefficient d'ionisation	0.022
a	Réponsivité optique.	0.23
t	Constant de temps optique.	6 ps
$C_{jB\ ext}$	Capacité de base externe.	154 pF

Tab. III -1 : Valeurs des composants du modèle électrique de grand signal du HPT

III – Gain maximum d'un phototransistor

III – 1 Définitions des Trois Ports du HPT

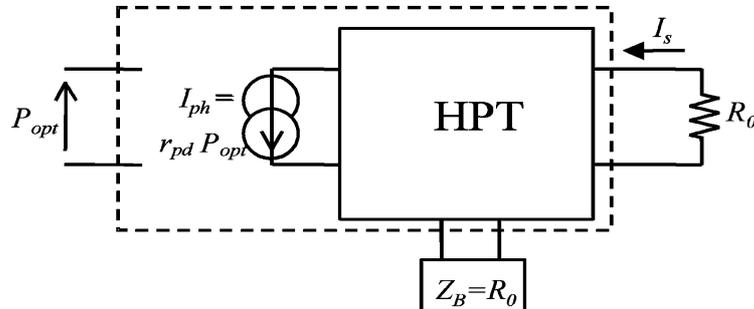


Figure (III -3) Modèle optoélectronique du HPT

Les conditions pour optimiser le gain entre l'entrée optique et le rendement électrique du transistor en fonction de l'impédance présentée aux deux sorties de la base et du collecteur sont décrits ici.

Dans le domaine optoélectronique, la réponse d'un phototransistor est habituellement prise comme étant le rapport du courant de sortie sur la puissance optique à l'entrée représentée par la figure (III – 3). Ce rapport exprime la responsivité et qui est donnée par l'expression :

$$\Gamma_{HPT} = \frac{I_s}{P_{opt}} \quad (\text{III -15})$$

et en décibels

$$\Gamma_{HPT,dB} = 20 \cdot \log\left(\frac{I_s}{P_{opt}}\right). \quad (\text{III -16})$$

Dans un phototransistor, la photodiode est directement reliée au transistor.

Aucun outil n'est défini pour optimiser la responsivité en fonction des impédances chargeant la base et le collecteur. Une solution dérive de l'utilisation d'un outil de calcul et de caractérisation du domaine des micro-ondes : les paramètres S.

En effet, pour réaliser cette optimisation, un phototransistor peut être considéré comme trois-ports, comme montré dans la fig.(III – 4), qui devrait être définie par ces paramètres S. Le port 2 est l'entrée optique, le port 1 est un port électrique entre la base et l'émetteur, et le port 3 est un port électrique entre le collecteur et l'émetteur.

III – 2 Les paramètres S du phototransistor

III – 2 – 1 Introduction

L'utilisation des paramètres S (Scattering parameters) en hyperfréquence est liée à la difficulté de mesurer des tensions et des courants dans ce domaine de fréquence. Il est plus facile en effet de mesurer des puissances (détecteurs quadratiques)[22].

La définition de l'accès optique ainsi réalisée permet d'ajouter à l'information de courant, une information de puissance, et ainsi de présenter le phototransistor sous la forme d'un triport électrique équivalent possédant une puissance électrique équivalente d'entrée optique, ce qui permet de reproduire l'utilisation du formalisme des ondes de Kurokawa.

III -2 – 2 Définition des paramètres S

a_1, b_1, a_3, b_3 sont les ondes de la puissance de Kurokawa et les a_2, b_2 sont l'incident équivalent et la puissance réfléchiée ondulée représentant l'enveloppe de la puissance optique à ce port.

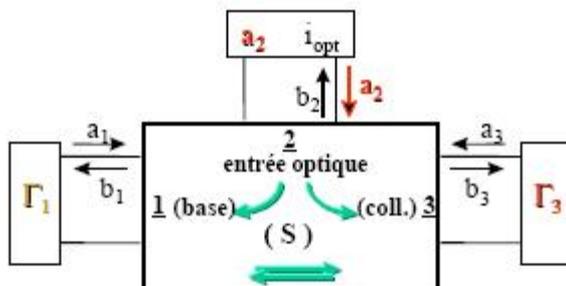


Fig.III -4 : Représentation schématique du triport équivalent du phototransistor[15]

Ce formalisme est notamment à l'origine de la mise en place de nombreux outils de conception des circuits électriques microondes qui vont pouvoir ainsi être mis en place pour le cas du phototransistor. Il traduit la propagation du signal à travers une ligne et sa réflexion sur les charges d'extrémités selon une onde incidente a_i et une onde réfléchiée b_i . Ces deux ondes sont reliées, d'une part aux ondes de courant et de tension par le système d'équations (III -17), d'autre part aux puissances incidentes et réfléchies selon le système d'équations (III -18).

- Relations entre ondes de Kurokawa / onde de tension et onde de courant à un accès i [22] :

$$\begin{cases} a_i = \frac{v_i + R_0 \cdot i_i}{2 \cdot \sqrt{R_0}} \\ b_i = \frac{v_i - R_0 \cdot i_i}{2 \cdot \sqrt{R_0}} \end{cases} \quad (\text{III -17})$$

-Relations entre ondes de Kurokawa et puissances incidente et réfléchiée sur un accès i :

$$\begin{cases} P_{inc,i} = \frac{1}{2} \cdot |a_i|^2 \\ P_{réfl,i} = \frac{1}{2} \cdot |b_i|^2 \end{cases} \quad (\text{III -18})$$

Tout le signal microonde porté par voie optique est absorbé dans le phototransistor, aucun retour du signal sur la fibre n'est possible. La description de ce point est assurée par l'égalité de l'impédance caractéristique de la ligne microonde simulant la fibre et de l'impédance d'entrée du phototransistor. Ces deux impédances ont pour valeur R_0 , fixée à 50Ω .

On trouve ainsi :

$$b_2 = 0 \quad \text{et} \quad a_2 = \sqrt{R_0} \cdot I_{opt} \quad \text{a} \quad P_{opt}$$

L'onde incidente a_2 porte intégralement I_{opt} l'information sur la puissance optique transportée.

L'expression de ces ondes, pour l'ensemble du triport que représente le phototransistor,

mène alors à l'établissement des paramètres S opto-microondes suivant [22] :

$$\begin{cases} b_1 = S_{11} \cdot a_1 + S_{12} \cdot a_2 + S_{13} \cdot a_3 \\ b_2 = S_{21} \cdot a_1 + S_{22} \cdot a_2 + S_{23} \cdot a_3 \\ b_3 = S_{31} \cdot a_1 + S_{32} \cdot a_2 + S_{33} \cdot a_3 \end{cases} \quad (\text{III -19})$$

Ces neuf paramètres constituent les paramètres S opto-microondes, dont quatre sont purement électriques, S_{11} , S_{13} , S_{31} et S_{33} . Ces quatre derniers sont les paramètres S électriques extraits par la mesure en phase d'obscurité. Puisqu'aucun retour du signal microonde ne revient de la base vers l'entrée optique, ni du collecteur vers l'entrée optique, S_{21} et S_{23} sont nuls. Il en est de même du coefficient S_{22} en tenant compte de la condition $b_2=0$ précédemment déduit. Seuls deux paramètres purement opto-microondes sont donc à évaluer, il s'agit de S_{12} , traduisant le transfert de puissance de l'entrée optique vers la base, et S_{32} , traduisant le transfert direct de l'entrée optique vers la sortie collecteur.

III –3 Optimisations des impédances de charges

Le phototransistor se comporte comme un hexapôle ou triporte dont l'analyse en puissance permet de considérer l'influence simultanée de la charge de sortie et de la charge sur la base. La Figure (III-4) fournit une description schématique de celui-ci permettant de rappeler les conventions de numérotation utilisées.

La puissance délivrée à la charge du collecteur s'exprime alors de la façon suivante :

$$P_{s,zb}(Z_0) = \frac{1}{2} |b_3|^2 - \frac{1}{2} |a_3|^2 = \frac{1}{2} (1 - |\Gamma_3|^2) |b_3|^2 \quad (\text{III} - 20)$$

Tandis que la puissance électrique équivalente d'entrée s'exprime par :

$$P_{\text{entrée}} = \frac{1}{2} |a_2|^2 \quad (\text{III} - 21)$$

Le gain en puissance opto-microonde $G_{p,opt}$ est alors donné par :

$$G_{p,opt} = \left(1 - |\Gamma_3|^2\right) \left|\frac{b_3}{a_2}\right|^2 \quad (\text{III} - 22)$$

L'utilisation du système (III -19), simplifié par la présence de la ligne nulle S_{21} , S_{22} , S_{32} , dans la matrice S , fournit l'expression complète suivante :

$$G_{p,opt} = G_1 \cdot G_0 \cdot G_2 = \left|\frac{1 - M \cdot \Gamma_1}{1 - S_{11} \cdot \Gamma_1}\right|^2 \cdot |S_{32}|^2 \cdot \frac{1 - |\Gamma_3|^2}{|1 - sp_3 \cdot \Gamma_3|^2} \quad (\text{III} - 23)$$

Où M est une combinaison linéaire des paramètres S et où sp_3 représente le coefficient de réflexion du phototransistor en charge vu du côté du collecteur :

$$M = S_{11} - S_{31} \cdot S_{12} / S_{32} \quad \text{et} \quad sp_3 = S_{33} \frac{1 - D \cdot \Gamma_1}{1 - S_{11} \cdot \Gamma_1}, \quad \text{ou} \quad D = S_{11} - S_{31} \cdot S_{13} / S_{33}$$

La formulation du gain en puissance ainsi obtenue rappelle fortement celle d'un transistor quadripôle dans le cas unilatéral. $G_0 = |S_{32}|^2$ traduit le transfert principal en puissance de l'entrée optique vers le collecteur, alors que G_1 décrit, selon Γ_1 , l'influence de l'impédance de la charge de la base. Le terme G_2 décrit, quant à lui, l'influence de l'impédance de charge sur le collecteur selon Γ_3 . Ce dernier fait intervenir le coefficient de réflexion en charge sp_3 vu de la sortie du phototransistor.

La valeur de l'impédance de charge optimale pour le collecteur est alors obtenue pour Γ_3 égal au complexe conjugué de sp_3 . Ceci définit la condition d'adaptation du

phototransistor à sa charge de sortie. On peut alors définir un gain disponible opto-microonde $G_{p,opt}$ tel que :

$$G_{p,opt} = G_1 \cdot G_0 \cdot G_2 = \left| \frac{1 - M \cdot \Gamma_1}{1 - S_{11} \cdot \Gamma_1} \right|^2 \cdot |S_{32}|^2 \cdot \frac{1 - |\Gamma_3|^2}{1 - |sp_3|^2} \quad (\text{III -24})$$

$$= G_1 \cdot G_0 \cdot G_{2,max} \Big|_{\Gamma_1}$$

Le gain disponible opto-microonde est donc le gain en puissance $G_{p,opt}$ dont la composante G_2 a été maximisée par $\Gamma_3 = sp_3$. [15]

Bien que sp_3 soit dépendant de Γ_1 , Il reste remarquable que la variation induite soit négligeable, de telle manière que seul le terme G_1 porte l'influence de l'impédance de charge appliquée sur la base.

III – 3 - 1 Calcul des paramètres S

Dans cette étape on calcule les paramètres S qui entre dans l'expression du gain à partir du schéma électrique présenté sur la figure (III -1) et les données des valeurs illustrés dans le tableau (III -1).

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1} = \frac{V_1 - R_0 \cdot i_1}{V_1 + R_0 \cdot i_1} = \frac{V_{BE} - R_B \cdot i_B}{V_{BE} + R_B \cdot i_B}.$$

Avec:

$$R_B = \frac{R_{b,ext}}{1 + R_{b,ext} \cdot j \cdot c \cdot W} + R_{b1} + R_{b2} = \frac{235}{1 + j \cdot 235 \cdot 2\pi \cdot 154} + 170 + 15.5 =$$

$$\frac{235 + 185.5 \cdot (1 + j \cdot 72380p)}{1 + j \cdot 72380p} = \frac{420.5 + j \cdot 13.4p \cdot 10^6}{1 + j \cdot 72380p}$$

$$R_B = 1.85 \cdot 10^2 - j \cdot 1.03 \cdot 10^{-3}.$$

$$V_{BE} = 0.112 \text{ V}$$

$$S_{11} = \frac{0.112 - (1.85 \cdot 10^2 - j \cdot 1.03 \cdot 10^{-3}) \cdot 10 \cdot 10^{-6}}{0.112 + (1.85 \cdot 10^2 - j \cdot 1.03 \cdot 10^{-3}) \cdot 10 \cdot 10^{-6}}$$

$$S_{11} = 0.93 + j \cdot 17.43 \cdot 10^{-8}$$

$$S_{32} = \frac{b_3}{a_2} = \frac{(V_3 - R_{03} \cdot i_3) \cdot \sqrt{R_{02}}}{(V_2 + R_{02} \cdot i_2) \cdot \sqrt{R_{03}}} = \frac{(V_{CE} - R_c \cdot i_c) \cdot \sqrt{R_{02}}}{(V_{CB} + R_{02} \cdot i_{ph}) \cdot \sqrt{R_c}}.$$

Avec :

$$R_{02}=50\Omega$$

$$S_{31} = \frac{b_3}{a_1} = \frac{(V_{CE} - R_c \cdot i_c) \sqrt{R_B}}{(V_{BE} + R_B \cdot i_B) \sqrt{R_c}} = \frac{(1.6 - 10.2 * 8 * 10^{-3}) \sqrt{1.85 * 10^2 - j * 1.03 * 10^{-3}}}{(0.112 + (1.85 * 10^2 - j * 1.03 * 10^{-5})) \sqrt{10.2}}$$

$$S_{31} = (4.12 + j * 37.67) \sqrt{1.85 * 10^2 - j * 1.03 * 10^{-3}}$$

$$S_{12} = \frac{b_1}{a_2} = \frac{(V_{BE} - R_B \cdot i_B) \sqrt{R_{02}}}{(V_{CB} + R_{02} \cdot i_{ph}) \sqrt{R_B}}$$

$$S_{13} = \frac{b_1}{a_3} = \frac{(V_{BE} - R_B \cdot i_B) \sqrt{R_c}}{(V_{CE} + R_c \cdot i_c) \sqrt{R_B}} = \frac{(0.112 - (1.85 * 10^2 - j * 1.03 * 10^{-3}) * 10 * 10^{-6}) \sqrt{10.2}}{(1.6 + 10.2 * 8 * 10^{-3}) \sqrt{1.85 * 10^2 - j * 1.03 * 10^{-3}}}$$

$$= (8.4 * 10^{-4} + j * 0.046 * 10^{-7}) \sqrt{1.85 * 10^2 - j * 1.03 * 10^{-3}}$$

$$S_{33} = \frac{b_3}{a_3} = \frac{V_{CE} - R_c \cdot i_c}{V_{CE} + R_c \cdot i_c} = \frac{1.6 - 10.2 * 8 * 10^{-3}}{1.6 + 10.2 * 8 * 10^{-3}} = 0.902$$

III – 3 -2 Optimisation de l'impédance de base du HPT

L'étape finale est d'optimiser le gain G_1 , qui est une fonction de Γ_1 , pour cela il est possible de repérer le pôle en fonction de Γ_1 , dans le diagramme de Smith.

La figure (III – 4) montre que G_1 a un pôle et un zéro (pôle = $\frac{1}{S_{11}}$, zéro = $\frac{S_{32}}{S_{32} \cdot S_{11} - S_{31} \cdot S_{12}}$) en

dehors de la pièce de $\text{Re}(\Gamma_1) > 0$ du diagramme de Smith, l'impédance de charge de base est, donc une vraie partie négative.

La valeur maximum de G_1 est obtenue pour Γ_1 Purement réactif situé sur le cercle correspondant à $\text{Re}(\Gamma_1) = 0$ et à $|\Gamma_1| = 1$.

Ce qui concorde avec notre résultat figure(III – 5).

$$\text{Où } \frac{1}{S_{11}} = \Gamma_1 = -j \cdot 1.1, \quad |\Gamma_1| = 1, \quad \text{Re}(\Gamma_1) = 0$$

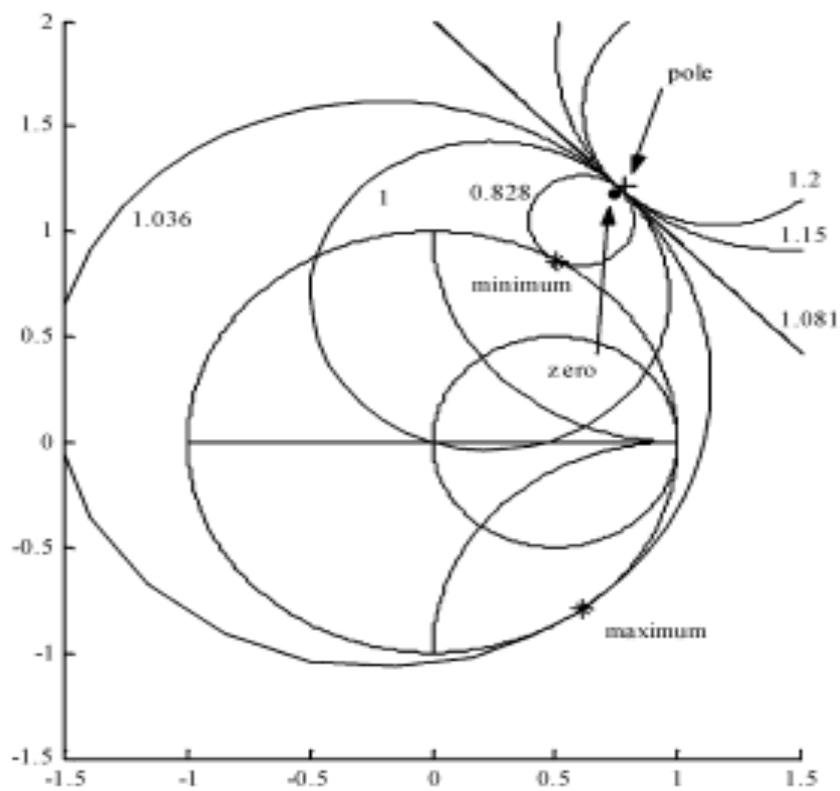


Fig III - 4 Le tracé du pole du gain optique G_1 en fonction de l'impédance de base Γ_1 dans l'abaque de Smith à 32GHz et à ($V_{ce}=1.6V$, $I_b=10\text{ mA}$, et $P_{opt,dc}=165\text{ mW}$).[15]

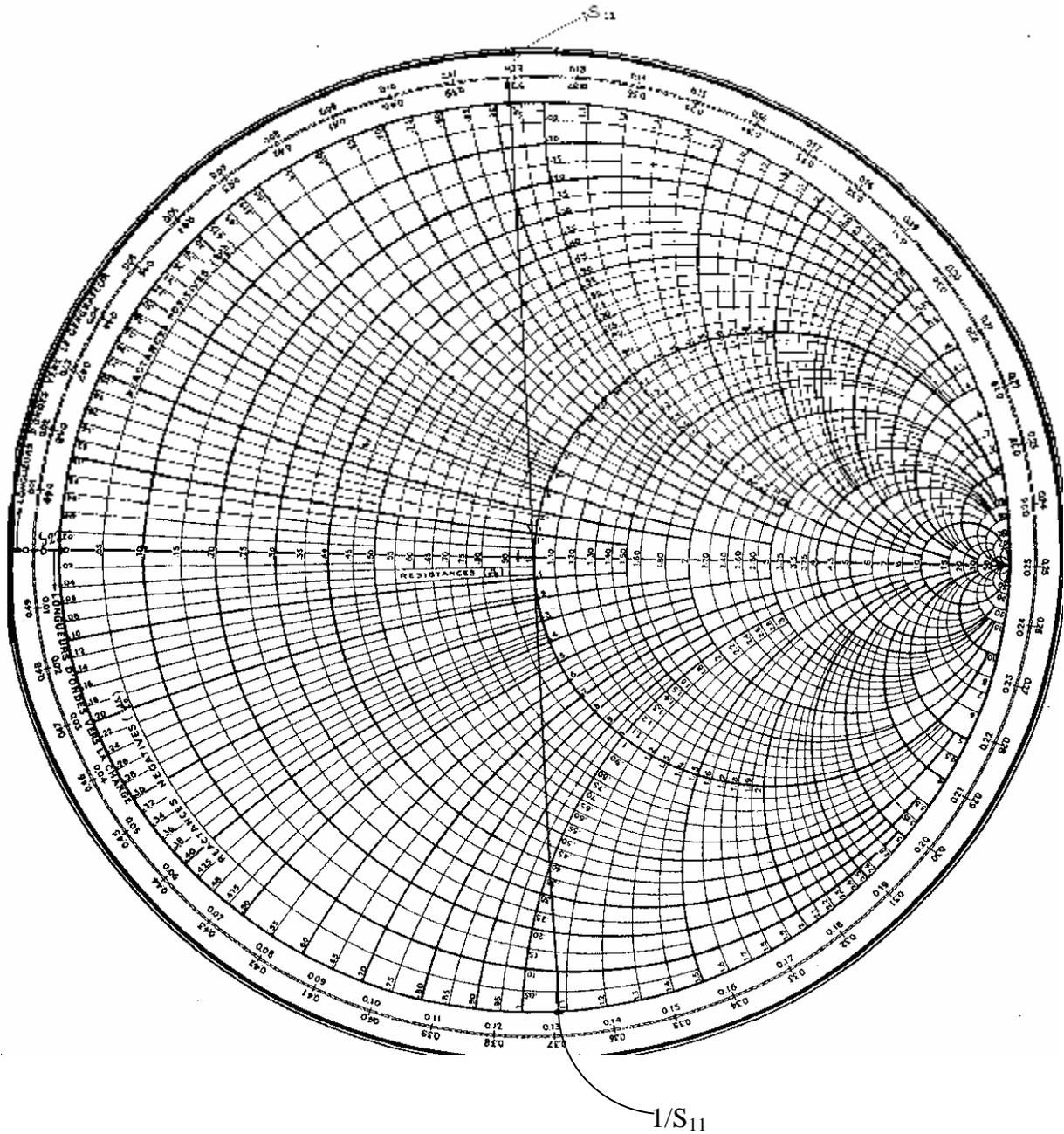


Fig. III -5 : Le tracé du pôle du gain optique G_1 en fonction de l'impédance de base Γ_1 dans l'abaque de Smith (résultat de notre travail) à 32GHz et à ($V_{ce}=1.6V$, $I_b=10\text{ mA}$, et $P_{opt,dc}=165\text{ mW}$).

IV Conclusion

Nous avons étudié le schéma électrique non linéaire (modèle d'Ebers-Moll) du HPT, ainsi L'analyse en puissance de son comportement sera notamment définie et détaillée pour

calculer le gain optique, en se basant sur la définition des structures tri-ports optohyperfréquences. Les paramètres S du HPT sont définis et calculés à partir du schéma électrique équivalent, et sont ensuite liés au gain optique du HPT. La fin de ce chapitre consiste à la représentation des coefficients de réflexion sur l'abaque de Smith pour éviter la lourdeur des calculs afin d'optimiser le gain optique.

Comme résultat de ce chapitre, on conclut : pour que le gain optique soit maximal on doit brancher une impédance de type réactif (self) au niveau du port de la base (Γ_{self}).

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Ce mémoire présente la simulation physique du phototransistor a hétérojonction InP/InGaAs,

Une première étape consiste à justifier le choix du phototransistor a hétérojonction InP/InGaAs, comme composant a modéliser, par la présentation des différents photodétecteurs qui existent en optoélectronique, ainsi que la comparaison entre ces derniers a montré que seulement le HPT peut accéder au domaine millimétrique, et la localisation du phototransistor dans le module de réception dans une chaîne de transmission par fibre optique pour comprendre l'utilité de ce dernier.

Nous avons tout d'abord décrit le fonctionnement de base du HPT par la programmation de l'équation de poisson et des équations de continuités des électrons et des trous. En langage Matlab, nous avons appliqué la méthode des différences finies pour linéariser, les équations différentielles établies, sur 300 points. La méthode utilisée pour résoudre le système obtenu est celle de Gauss.

De ces simulations nous avons pu montré que la puissance optique peut être représentée sous forme d'un courant injecté dans la base I_{ph} .

Un modèle d'Ebers-Moll modifié non linéaire du phototransistor bipolaire est proposé Ce dernier tient compte des bruits électrique et optique, et du comportement thermique du phototransistor.

A partir du schéma équivalent non linéaire, il a été possible d'extraire les paramètres S « optohyperfréquences ». Et surtout, entre l'entrée optique et la sortie microonde, Il était alors possible d'évaluer le gain maximum «optohyperfréquence » qui peut être obtenu avec un phototransistor en fonction des impédances microondes présentées au collecteur et à la base du phototransistor.

Donc nous avons optimisé le fonctionnement du HPT par optimisation de l'impédance de base,

Nous avons fait l'étude du phototransistor en tant que triport et nous avons montré qu'il est possible de faire varier le gain en puissance du phototransistor en fonction de la puissance appliquée sur la base, pour une sortie du collecteur adaptée à la fréquence du signal

micro-onde. Ainsi la puissance en sortie est une fonction de l'impédance de base pour une puissance optique d'entrée constante. Il est alors possible de déterminer quelle est la meilleure impédance à présenter sur la base, Qui est dans notre travail une impédance selfique c'est-à-dire le gain optique sera maximal lorsqu'on branche une impédance réactif (self) au niveau du port de la base ($\Gamma_{i= self}$).

Donc l'étape principale de cette étude est la présentation de la méthode qui définit les paramètres S optohyperfréquence, par lesquels nous avons pu évaluer le gain en puissance optohyperfréquence de notre type de phototransistor.

Pour les applications nécessitant des tensions de fonctionnement plus élevées, on peut envisager un DHPT avec un collecteur entièrement ou partiellement en quaternaire InGaAsP. Celui-ci doit permettre d'obtenir une tension de claquage plus élevée tout en jouant le rôle de couche de Confinement optique. Un tel composant pourrait fonctionner jusqu'aux fréquences comprises entre 40 GHz et 60 GHz. [1]

BIBLIOGRAPHIE

Bibliographie

[1] Contribution a l'étude et a l'optimisation de composants optoélectroniques. Thèse présentée à l'université des sciences et technologies de Lille, pour obtenir le titre de docteur de l'université, Spécialité : Electronique, Par Vincent Magnin, Soutenue le 22 octobre 1998.

[2] Télécommunications optiques, par Lecoy, Pierre Paris : Editions Hermès, 1992.

[3] Les Télécommunications par fibres optiques, Collection Technique et Scientifique des Télécommunications, par Joindot, Irène et Michel Paris : Dunod et CNET-ENST, 1996.

[4] "Les techniques de l'ingénieur", Techniques de l'ingénieur, Paris, 1999.

[5] <http://www.abcelectronique.com/divers/dossiers/photodetecteurs>.

[6] Etude d'un photodetecteur PIN en Germanium et en alliage SiGe, pour obtenir le diplôme de magister en électronique par Benzeghda sabah université de constantine.

[7] Etude des matériaux semi-conducteurs III-V Application à la conversion photovoltaïque Par: Benaïcha Mouna, magistère en physique option : physique des matériaux métalliques et semi-conducteurs, université de batna.

[8] <http://fr.wikipedia.org/wiki/Semi-conducteur>.

[9] physique des semi-conducteur et des composants électroniques, H. Mathieu 3^{ème} édition Masson (1996).

[10] <http://www.eudil.fr/eudil/bbsc/bip/bip320.htm>.

[11]

http://fr.wikipedia.org/wiki/Transistor_bipolaire#Principe_de_fonctionnement.

[12] Broad band amplifiers for high data rates using InP/InGaAs double heterojunction bipolar transistor. thèse pour l'obtention un grade de doctorat .Karle Schneider, université de Fridericana Karlsruhe genehmigte.

[13] Contribution à l'étude et à la modélisation de phototransistor bipolaires a hétérojonction SiGe/Si pour les application opto- microondes, Par Jean-Luc Polleux.

Thèse pour obtenir le grade de docteur. le 24 octobre 2001.

[14] Ecole d'Eté d'Optoelectronique Physique des semiconducteurs III –V.

S. Laval. Institut d'Electronique Fondamentale, CNRS (URA 022), Bat. 220. Université Paris Sud, F-91405 Orsay Cedex, France.

[15] Optimization of InP–InGaAs HPT Gain: Design of an Opto-Microwave Monolithic Amplifier. Jean-Luc Polleux, Member, IEEE, Laurent Paszkiewicz, Anne-Laure Billabert, Member, IEEE, Jacques Salset, IEEE Transactions on microwave theory and techniques, VOL. 52, N° 3, march 2004.

[16] Contribution à l'étude physique et à l'optimisation des phototransistors bipolaires à hétérojonction à l'aide d'outils de Simulation numérique : Application au développement d'un schéma équivalent grand signal du phototransistor, N. Chennafi Thèse de doctorat, CNAM-Paris, 5 juillet 1999.

[17] Analyse numérique 2, MATH2180, 2005-2006, Alphonse Magnus, Institut de Mathématique Pure et Appliquée, Université Catholique de Louvain.

[18] Méthodes Numériques Appliquées Avec nombreux problèmes résolus en Fortran 77
A. Gourdin, M. Boumahrat.

[19] <http://www.ilemaths.net/encyclopedie/>.

[20] Faculté des Sciences de Luminy, Algorithmique et programmation en langage C
Problème n° 1, Résolution d'un système linéaire (méthode de Gauss).

[21] Suitability of InP window layers for InGaAs solar cells

Raj K. Jain NASA Lewis (now Glenn) Research Center, Cleveland, OH 44135, USA

3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion May 11-18.2003 Osoh, Japan.

[22] Multiports method for the measurement of the scattering parameters of N-Ports

Ilona Rolfes and Burkhard Schiek, *Member, IEEE*

IEEE Transactions on microwave theory and techniques, VOL. 53, N° 6, june 2005.

Résumé

Dans notre travail Nous avons essayée d'étudier un phototransistor a hétérostructure optohyperfréquence avec l'accent sur la définition du gain de puissance optohyperfréquence. En premier lieu, nous présentons les simulations physiques et électrique d'un InP/InGaAs (HPT), qui permet l'analyse du comportement du phototransistor, par la résolution numérique de l'équation de poisson et celles de continuité des électrons et des trous. De cette simulation et de mesures tant électriques qu'optiques, nous présentons la puissance optique sous forme d'un courant injecté entre la base et le' collecteur, nous avons ensuite établi un modèle à grand signal, les paramètres S du HPT sont d'abord définis et rapprochés(liés) ensuite au gain de puissance à petit signal optohyperfréquence du phototransistor. Enfin nous traçons sur l'abaque de Smith les coefficients de réflexion qui figurent dans l'expression du gain optique pour optimiser celui-ci par le choix de la charge optimale situé au niveau de la base.

Mots Clés :

phototransistor a hétérostructure (HPT), le gain optohyperfréquence, les paramètres S, modélisation d'un phototransistor.

Abstract

We have studied an opto-microwave monolithic amplifier with emphasis on the definition of the optomicro-wave power gain. First, we present an electrical and physical simulations of an InP/InGaAs heterostructure phototransistor (HPT), which enable the structural analysis of the composition of the phototransistor. With the numerical resolution of the Poisson's equation and continuity's equation of electrons and holes. From these simulations and from both electrical and optical measurements, we represent the optical power with an electrical current injected in the base, we next established a large-signal model, S-parameters of the HPT are first defined and then related to the small-signal opto-microwave power gain of the phototransistor.

Finally we draw in the Smith chart, the reflection coefficients which enter in the optical gain's expression in order to optimize the optical gain, by the choice of the optimum impedance represented in the base

Key Terms:

heterostructure phototransistor (HPT), opto-microwave power gain, S-parameters, phototransistors modeling.

ملخص

في هذا العمل قمنا بدراسة ترونزستور ضوئي بوصلة غير متجانسة أوبتوميكروموجة مع تخصيص التعريف بالربح بالاستطاعة، أولاً قدمنا البرمجة الكهربائية للترونزستور الضوئي بوصلة غير متجانسة InP/InGaAs. الذي يهدف الى دراسة تغيرات وضعية الترونزستور الضوئي، و ذلك بحل رقمي لمعادلة بواصون ومعادلات الاستمرارية للالكترونات و الثقوب. و من هذه الحسابات الكهربائية و الضوئية، قمنا بتمثيل الطاقة الضوئية على شكل كمية كهرباء موضوعة بين المجمع والقاعدة. ثم قمنا بإنشاء نموذج كهربائي للإشارات الكبيرة، الوسائط (س) للترونزستور الضوئي قد عرفت ثم ربطت بعبارة الربح بالاستطاعة أوبتوميكروموجة. وأخيراً قمنا برسم الوسائط (س) الانعكاسية في الأباك لسميث لنستنتج قيمة الحمولة الموضوعة في القاعدة التي تعطي أكبر قيمة للربح الضوئي.

الكلمات الدالة

InP/InGaAs الترونزستور الضوئي بوصلة غير متجانسة، تشكيل الترونزستور الضوئي، الربح أوبتوميكروموجة، الوسائط (س).

