



Contribution à l'optimisation du rendement d'électroluminescence des LED de puissance : décorrélation des différentes composantes du rendement

Dinh Chuong Nguyen

► To cite this version:

Dinh Chuong Nguyen. Contribution à l'optimisation du rendement d'électroluminescence des LED de puissance : décorrélation des différentes composantes du rendement. Science des matériaux [cond-mat.mtrl-sci]. Université Grenoble Alpes, 2017. Français. <NNT : 2017GREAY027>. <tel-01688825>

HAL Id: tel-01688825

<https://theses.hal.science/tel-01688825v1>

Submitted on 19 Jan 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



HAL Authorization

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : **PHYSIQUE DES MATERIAUX**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Dinh Chuong NGUYEN

Thèse dirigée par **Mathieu LEROUX**, chargé de recherche au **CRHEA/CNRS** et

encadrée par **David VAUFREY**, ingénieur de recherche au **CEA/LETI**

préparée au sein du **Laboratoire d'Electronique et de
Technologie de l'Information (LETI - CEA)**
dans l'**École Doctorale Physique**

Contribution à l'optimisation du rendement d'électroluminescence des LED de puissance : décorrélation des différentes composantes du rendement

Thèse soutenue publiquement le **15 mai 2017**,
devant le jury composé de :

Monsieur JOËL LEYMARIE

PROFESSEUR, UNIVERSITE CLERMONT-AUVERGNE, Rapporteur

Monsieur GEORGES BREMOND

PROFESSEUR, INSA LYON, Rapporteur

Monsieur NICOLAS GRANDJEAN

PROFESSEUR, ECOLE POLYTECHNIQUE FEDERALE DE LAUSANNE
SUISSE, Examineur

Monsieur LIONEL HIRSCH

DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION AQUITAINE,
Examineur

Monsieur JULIEN PERNOT

CHARGE DE RECHERCHE, UNIVERSITE GRENOBLE-ALPES,
Président du jury

Monsieur PHILIPPE GILET

DIRECTEUR TECHNIQUE, SOCIETE ALEDIA - GRENOBLE,
Examineur



THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

ECOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE

Spécialité : **Physique des matériaux**

Présentée par

Dinh Chuong NGUYEN

**Contribution à l'optimisation du rendement
d'électroluminescence des LED de puissance :
décorrélation des différentes composantes du rendement**

Directeur de thèse : **Mathieu LEROUX**

Encadrant de thèse : **David VAUFREY**

Thèse soutenue publiquement le **15 mai 2017** devant le jury composé de :

M. Joël LEYMARIE	Professeur, Université Clermont-Auvergne	Rapporteur
M. Georges BREMOND	Professeur, INSA Lyon	Rapporteur
M. Nicolas GRANDJEAN	Professeur, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne	Examineur
M. Lionel HIRSCH	Directeur de Recherche, CNRS – Bordeaux	Examineur
M. Julien PERNOT	Chercheur, Institut Néel	Président
M. Philippe GILET	Directeur Technique, Société Aledia - Grenoble	Examineur

Remerciements

Durant la réalisation de cette thèse au sein du CEA/LETI et du Laboratoire des Composants pour l'Eclairage (LCE), j'ai eu l'occasion de rencontrer et d'échanger avec de nombreuses personnes. Je voudrais tout d'abord m'adresser mon respect à mon encadrant et mon directeur de thèse pour leurs qualités scientifiques et pédagogiques. Pour les soutiens qu'ils m'ont apportés, je tiens à remercier :

- Mon encadrant David Vaufrey pour son accueil, son soutien, ses conseils, son optimisme et de nouvelles visions professionnelles et personnelles, au-delà des connaissances scientifiques et techniques,
- Mon directeur de thèse Mathieu Leroux pour les discussions, ses encouragements et en particulier ses critiques successives qui ont permis l'amélioration des différentes versions de ce travail,
- Le CEA Grenoble pour le financement et le déroulement de la thèse ; le CRHEA/CNRS pour les échantillons GaN,
- Mes collègues au Laboratoire des Composants pour l'Eclairage pour leur soutien, leurs encouragements et leur bonne humeur (ce qui ne manque jamais au laboratoire.),
- Mes amis doctorants et post-doctorants pour les bons conseils et les bons moments (parfois très intellectuels, sportifs et artistiques !),
- Mes amis Vietnamiens qui constituent ma deuxième famille à Grenoble (c'est surtout pour leurs bons plats),
- Mes copains d'université qui restent à mes côtés même à l'autre bout de la Terre (pas exactement, aucun d'entre eux n'habite en Océan Pacifique ou en Alaska, mais certains sont vraiment très loin...),
- Mes amis grenoblois pour des instants de détente et d'échange multiculturelle,
- Les amis que je connais grâce à Valoridoc et qui m'ont sans cesse encouragé lors des moments difficiles, par leur patience et tolérance, malgré leurs propres soucis,
- Enfin, mes parents, mon frère, la famille de mon oncle et mes proches (j'espère pouvoir un jour leur expliquer mes travaux).

Merci à tous !

Sommaire

Remerciements.....	i
Sommaire	i
Introduction.....	1
1 Description des LED à base de GaN	5
1.1 MATERIAU : GAN.....	5
1.1.1 Propriétés structurales	5
1.1.2 Propriétés électroniques	8
1.1.3 Propriétés optiques	8
1.2 DESCRIPTION DES STRUCTURES LED	9
1.2.1 Jonction p-n.....	9
1.2.2 Hétérojonction p-n.....	9
1.2.3 LED à puits quantiques.....	10
1.2.4 LED à puits quantiques et couche de blocage électronique	11
1.3 LES DIFFERENTES STRUCTURES DE LED	11
1.3.1 La notion de “spreading”	12
1.3.2 Conventional chip.....	16
1.3.3 Vertical thin film.....	18
1.3.4 Autres structures.....	19
1.4 LES CARACTERISTIQUES D’UNE LED	20
1.4.1 Les mesures électro-optiques.....	20
1.4.2 Le rendement d’une LED et ses composantes	24
1.4.3 Le droop	26
1.5 CONCLUSION	43
2 Les mécanismes ayant lieu dans une LED : modèles analytiques et simulations numériques	45
2.1 DESCRIPTION GÉNERIQUE	45
2.1.1 Injection	46
2.1.2 Transport.....	46
2.1.3 Génération et recombinaison.....	46
2.1.4 Extraction	47
2.1.5 Conversion.....	49
2.2 DESCRIPTION ANALYTIQUE DES MÉCANISMES	51
2.2.1 Les équations de base	52
2.2.2 Modèle de Shockley de diode/LED à basse tension (ou à faible injection).....	56
2.2.3 Modèle de diode/LED à haute tension (ou à forte injection)	57
2.2.4 Modèle SRH.....	60
2.2.5 Modèle de recombinaison radiative.....	61
2.2.6 Modèle de recombinaison Auger	62
2.2.7 Modèle d’ionisation par impact électronique	64
2.2.8 Modèle de recombinaison à la surface	65
2.2.9 Modèle de transition par effet tunnel.....	65
2.2.10 Conclusion sur la description analytique.....	67
2.3 SILVACO/ATLAS – MÉTHODES ET MODÈLES DISPONIBLES	67
2.3.1 La structure VTF étudiée	68
2.3.2 Les modèles physiques utilisés pour les simulations	69

2.4 STRATEGIE DE MODELISATION	72
2.4.1 Le cas particulier de l'étalement du courant ("spreading")	73
2.4.2 Le cas des recombinaisons de surface	75
3 Analyse d'une structure VTF par simulation	77
3.1 SCHEMA EQUIVALENT D'UNE LED	77
3.1.1 Schéma équivalent de base	77
3.1.2 Schéma équivalent raffiné	79
3.2 RESULTATS DE MODELISATION DE LA STRUCTURE VTF	81
3.2.1 La LED à l'équilibre	81
3.2.2 Caractéristique $J - V$ de la LED	85
3.2.3 Caractéristique $L - V$	93
3.2.4 Rendement de la LED	95
3.2.5 Les taux de recombinaison dans les différentes parties de la LED	98
3.2.6 Le courant de fuite	105
3.3 LES VARIATIONS DES PARAMETRES DE LA COUCHE DE BLOCAGE D'ELECTRONS	105
3.3.1 Les variations de la composition en aluminium dans la couche de blocage d'électrons	106
3.3.2 Les variations de l'épaisseur de la couche de blocage d'électrons ($x_{Al} = 0.15$)	112
3.3.3 Les variations du dopage de l'EBL ($x_{Al} = 0.15$ et $th_{EBL} = 0.04\mu m$)	117
3.3.4 Discussion dopage et épaisseur de l'EBL	125
3.3.5 Conclusion sur les variations des paramètres de la couche de blocage d'électrons	126
3.4 LES VARIATIONS D'AUTRES PARAMETRES	127
3.5 CONCLUSION	129
4 Introduction d'un modèle de dépendance de la mobilité des porteurs dans le GaN en fonction du champ électrique	131
4.1 METHODES DE CARACTERISATION DE LA VITESSE DES PORTEURS	132
4.1.1 Mesure de mobilité par effet Hall	132
4.1.2 Mesure de mobilité par magnéto résistance	134
4.1.3 Mesure de mobilité par temps de vol	135
4.1.4 Mesure de mobilité par fabrication de MOSFET	136
4.1.5 Méthodes 4 pointes	137
4.2 MOBILITE EN FONCTION DU CHAMP ELECTRIQUE DANS LES MATERIAUX	137
4.2.1 Exemples dans les autres matériaux	137
4.2.2 Le cas du nitrure de gallium	139
4.3 MESURES EXPERIMENTALES DE LA MOBILITE DES TROUS DANS GaN-P EN FONCTION DU CHAMP ELECTRIQUE	140
4.3.1 Description de l'expérience	141
4.3.2 Résultats des mesures	144
4.4 SIMULATION ATLAS EN INTRODUISANT UN MODELE DE MOBILITE DES PORTEURS DEPENDANT DU CHAMP ELECTRIQUE	154
4.4.1 Modèles de mobilité	154
4.4.2 Description des LED simulées	159
4.4.3 Les résultats de simulation en fonction de la vitesse de saturation des trous	161
4.5 CONCLUSIONS	165
5 Caractérisation par l'électroluminescence pulsée	167
5.1 DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE	167
5.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX	169
5.2.1 Exemple de mesures d'électroluminescence	169
5.2.2 La puissance optique	173
5.2.3 Le courant électrique	179

5.2.4 Etude de la durée de vie différentielle des porteurs.....	188
5.3 CONCLUSION	198
5.3.1 Résultats	198
5.3.2 Limites des études par électroluminescence pulsée.....	199
6 Conclusion et perspectives.....	201
Annexe A Les variations des paramètres de la couche de blocage d'électrons – taux de recombinaison à basses tensions ($V < V_a$)	207
A.1 LES VARIATIONS DE LA COMPOSITION EN ALUMINIUM DANS LA COUCHE DE BLOCAGE D'ELECTRONS	207
A.2 LES VARIATIONS DE L'ÉPAISSEUR DE LA COUCHE DE BLOCAGE D'ELECTRONS ($xAl = 0.15$)	208
A.2.1 Les recombinaisons SRH	208
A.2.2 Les recombinaisons radiatives et Auger	215
A.3 LES VARIATIONS DU DOPAGE DE L'EBL ($xAl = 0.15$ ET $thEBL = 0.04\mu m$)	215
Bibliographie	219

Introduction

En 2012, dans le rapport “Lighting the way: Perspectives on the global lighting market”, McKinsey&Company cite le résultat d’une enquête concernant des technologies viables économiquement en 2020. Selon l’enquête, l’éclairage à l’état solide (“solid-state lighting” ou SSL en langue anglaise) est la technologie la plus prometteuse, devant d’autres technologies telles que les énergies renouvelables. A l’horizon de l’année 2020, de fortes progressions du marché de l’éclairage à l’état solide sont indéniables en raison de nombreuses applications envisageables à mettre en place.¹

L’éclairage à l’état solide, ou SSL, consiste en l’éclairage par l’utilisation de diodes électroluminescentes (DEL) ou “light-emitting devices” (LED) en langue anglaise. Les LED sont une source d’éclairage alternative à d’autres sources classiques telles que les lampes à incandescence et possèdent plusieurs avantages, par exemple :

- Une consommation électrique plus efficace,[2]
- Une longue durée de vie (pouvant atteindre 50000h selon Osram²),
- Une possibilité d’être intégrées dans les circuits électroniques pour des applications d’affichage ou
- Un potentiellement faible coût de fabrication.[2]

La création de la lumière blanche pour l’éclairage est l’application principale des LED. Selon la méthode adoptée, cette application peut requérir des LED de différentes couleurs. L’éclairage à plusieurs LED présente l’avantage de quasiment supprimer, par principe, les pertes de rendement par cascade, inhérentes aux tubes fluorescents et aux LED à convertisseurs. Quelle que soit la méthode, les LED émettant la couleur bleue sont cruciales et représentent une brique technologique importante pour le développement des LED blanches.

Malgré leur importance, les LED bleues ont été inventées après les LED rouges (en 1962) et les LED vertes/oranges/jaunes (en 1971). En 1972, Herbert Paul Maruska³ a fabriqué la première LED bleue à base de nitrure de gallium (GaN) en utilisant une structure métal-isolant-semiconducteur (MIS).[3]–[6] Cependant, les premières LED bleues à base de jonction *p-n* en GaN n’ont été développées qu’au début des années 1990.[7] Leur fabrication a été rendue possible grâce au dopage de type p du GaN par le magnésium.[8]

¹ Certes, à plus long terme, en plaçant les énergies renouvelables derrière les autres technologies, la conclusion de cette enquête serait économiquement biaisée. La pénurie des énergies fossiles – prévue vers le début du XXII^e siècle[1] – devra renforcer les recherches en énergies renouvelables en première place, sans lesquelles des applications telles que l’éclairage ou le transport ne fonctionneront pas. Par exemple, en 2020, un tiers de la production d’énergies en Danemark serait d’origine d’énergie durable. Le Danemark vise également à ne plus dépendre d’énergie fossile en 2050. (source : <http://denmark.dk/en/green-living/strategies-and-policies/independent-from-fossil-fuels-by-2050/>)

² http://www.osram.com/osram_com/news-and-knowledge/led-home/professional-knowledge/led-basics/operating-life/index.jsp

³ En 1972, H. P. Maruska était un chercheur de l’entreprise RCA et faisait un doctorat à l’Université de Stanford.

En 2014, le prix Nobel de Physique⁴ a récompensé les professeurs Isamu Akasaki⁵, Hiroshi Amano⁶ et Shuji Nakamura⁷ pour l'invention des LED bleues à base de jonction $p-n$ en GaN.

L'invention des LED bleues à base de jonction $p-n$ ont permis aux LED blanches d'accéder au marché de l'éclairage. Selon le rapport mentionné précédemment de McKinsey&Company, le chiffre d'affaire global du marché de l'éclairage en 2020 est estimé à environ 100 milliard euros, dans lequel 60% pourrait provenir du marché d'éclairage par des LED. De plus, la part du marché de l'éclairage par des LED dans le marché d'éclairage global devrait croître dans les années suivantes du fait de différents facteurs technologique, économique et politique. Par exemple, le remplacement progressif des lampes à incandescence par des sources lumineuses plus efficaces est envisagé par plusieurs nations. L'Union Européenne a interdit la production et la vente des lampes à incandescence classiques à partir de l'année 2012.⁸ L'interdiction des lampes à incandescence halogène, initialement prévue pour l'année 2016, entrera en vigueur en 2018 en faveur des LED.⁹ De plus, des avancées scientifiques et technologiques permettraient également à réduire le coût de fabrication des LED. Les perspectives prometteuses du marché devront renforcer la recherche et développement des LED.

Cependant, en dépit des intérêts portés aux LED, les connaissances sur ces composants et surtout sur le matériau constituant les LED bleues – le nitrure de gallium ou GaN – restent incomplètes. Contrairement à d'autres matériaux semiconducteurs tels que le silicium, certains paramètres du GaN ne sont pas encore déterminés avec exactitude et causent des difficultés dans la compréhension des mécanismes internes des LED à base de GaN. De plus, la multiplicité et la complexité des phénomènes entrant en jeu dans le fonctionnement d'une LED impliquent une grosse confusion dans leur action sur les caractéristiques électro-optiques des LED. Ces incertitudes provoquent des débats intenses sur le fonctionnement des LED, notamment sur leur rendement.

Différentes approches peuvent être utilisées afin d'étudier les impacts qu'exercent les mécanismes ayant lieu dans les LED sur les caractéristiques électro-optiques de ces composants. Ces approches peuvent être classées en deux catégories : les caractérisations expérimentales et les simulations, qui se montrent complémentaires mais aussi parfois contradictoires.

Dans cet esprit, par le biais de simulations et de quelques mesures expérimentales, cette thèse vise à identifier les principaux mécanismes mis en œuvre dans une LED. Elle propose également d'évaluer l'impact de divers paramètres d'une LED afin de décorrélérer les effets, d'identifier leurs signatures spécifiques pour en finalité pouvoir proposer des voies d'amélioration aux technologues.

A titre d'exemple, la figure 0-1 ci-dessous illustre la superposition des caractéristiques électro-optiques de LED processées en interne sur une même plaque épitaxiée par un partenaire de projet.

A la vue de la figure 0-1, nul ne pourra ne pas s'interroger sur les différences notables de la caractéristique $J - V$ à basse tension (inférieure à 2V), mais également à plus haute tension

⁴ http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2014/press.html

⁵ Professeur à l'Université de Meijo (Nagoya, Japon) et l'Université de Nagoya (Nagoya, Japon).

⁶ Professeur à l'Université de Nagoya (Nagoya, Japon).

⁷ Professeur à l'Université de California, Santa Barbara (UCSB – Californie, Etats-Unis).

⁸ http://europa.eu/rapid/press-release_MEMO-09-368_en.htm

⁹ <https://ec.europa.eu/energy/en/news/phase-out-inefficient-lamps-postponed-1-september-2018>

(supérieure à 3V), de la caractéristique $L - V$, et des conséquences sur la caractéristique efficacité – densité de courant.

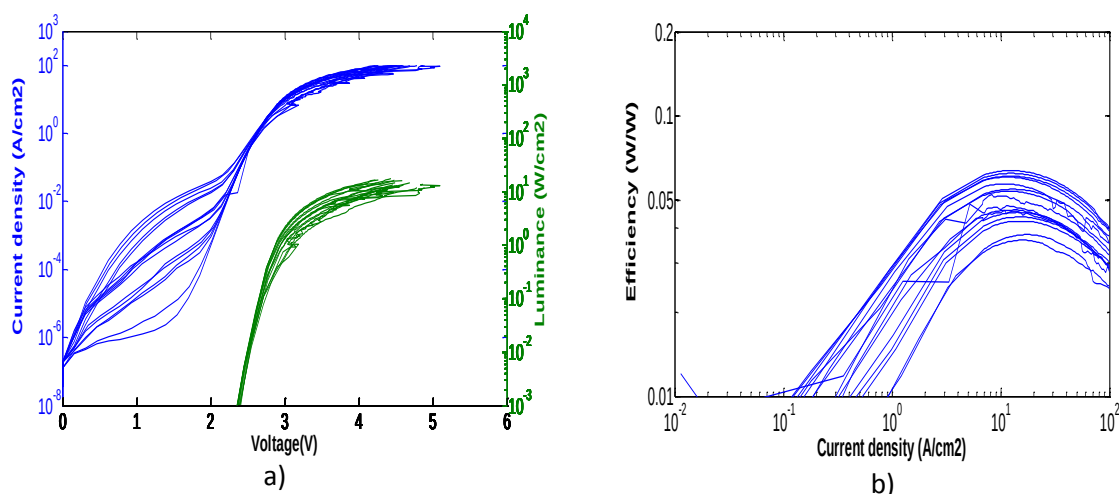


Figure 0-1 : Superposition de caractéristiques a) $J - V - L$ et b) $Efficiency - J$ de différentes LED traitées sur une même plaque épitaxiée.

Bien que disposant de cartographies d'épaisseur et de photoluminescence de la plaque épitaxiée (figure 0-2 ci-dessous), il n'est pas évident d'identifier, ni même d'intuiter le ou les mécanismes à l'origine de ces variations.

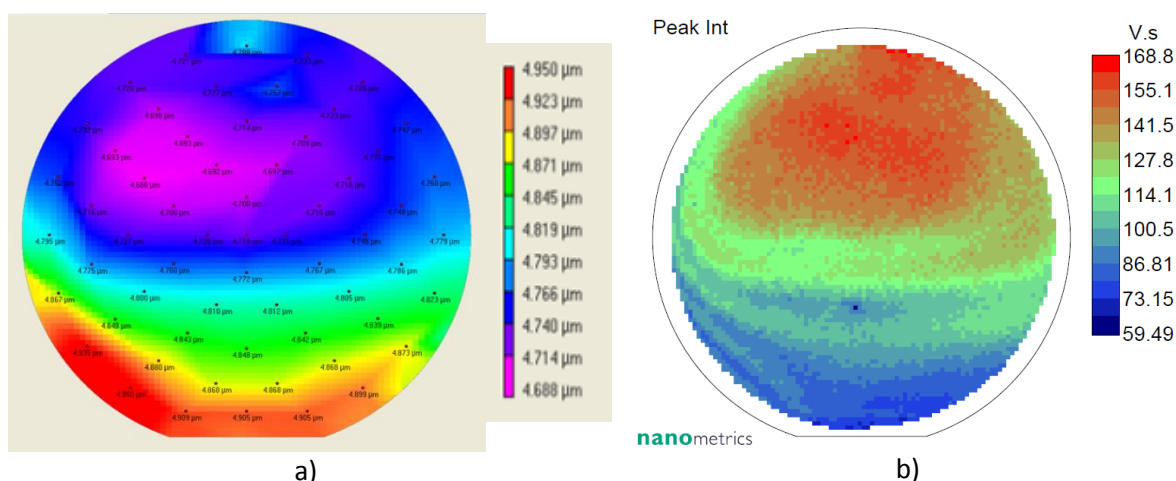


Figure 0-2 : Cartographie d'épaisseur (à gauche) et de l'intensité de photoluminescence (à droite) de la plaque épitaxiée utilisée pour fabriquer les LED de la figure 0-1.

Aussi, dans un esprit de recherche de LED à haute performance, il est important de pouvoir à l'issue de caractérisations usuelles telles que les caractéristiques $J - V - L$ des LED d'informer et ou orienter les équipes de technologues sur les moyens de remédier aux déficiences observées.

Ce travail de thèse est réalisé au sein du Laboratoire de Composants d'Eclairage (LCE) du CEA¹⁰ Grenoble-LETI¹¹ avec des échantillons de provenance interne, commerciale ou académique, notamment des échantillons fournis par le CRHEA/CNRS¹².

¹⁰ Commissariat à l'Energie Atomique

¹¹ Laboratoire d'Electronique et des Technologies de l'Information

¹² Centre de Recherche sur l'Hétéro-Epitaxie et ses Applications

Dans ce manuscrit, nous retrouvons dans le **chapitre 1** une description des LED à base de GaN. Les propriétés du matériau GaN et les différentes structures de LED sont présentées. Les caractéristiques électro-optiques des LED seront détaillées avant d'aborder la description de la thématique de cette thèse – les différents mécanismes ayant lieu dans une LED et leur potentiel impact sur le rendement de la LED. Deux mécanismes seront en particulier décrits : la fuite d'électrons de la partie émettrice d'une LED, les recombinaisons non-radiatives et en particulier les recombinaisons Auger. Ces deux mécanismes sont les deux hypothèses principales concernant l'origine de la chute à fort courant du rendement des LED à base de GaN, connue dans la communauté scientifique par le terme "droop". Nous verrons comment les équipes de recherche sont divisées sur le sujet de ce "droop" et les approches employées.

Le **chapitre 2** décrira, dans une première partie, analytiquement les caractéristiques des LED. Ce chapitre débutera par des descriptions génériques des principaux mécanismes présents dans un composant LED, notamment les mécanismes d'injection, de transport et de recombinaison. Ces derniers sont détaillés analytiquement par les équations et les modèles classiques de la physique des semiconducteurs. Cette étude analytique est également couplée à la présentation de modèles empiriques qui soulignent la nécessité de simplification des équations et également la quasi-impossibilité d'envisager une résolution analytique de la problématique LED. Dans une seconde partie, le chapitre 2 décrira les moyens de simulation numérique à notre disposition pour répondre à la thématique de cette thèse. Cependant, la simulation numérique se heurte également à la méconnaissance mentionnée ci-avant des paramètres requis pour traduire les mécanismes ayant lieu dans une LED. Aussi, une dernière partie du chapitre 2 exposera la mise en place d'une stratégie de simulation pragmatique consistant d'une part à minimiser le nombre de mécanismes introduits tant qu'il n'est pas observé un écart entre les résultats de simulation et des mesures expérimentales et d'autre part à réaliser des études paramétriques pour identifier autant que possible les signatures spécifiques de chaque mécanisme.

Le **chapitre 3** se focalise sur les résultats de simulation en les comparant autant que possible avec des mesures expérimentales. Les résultats de simulation souligneront entre autres que les quelques mécanismes introduits dans les simulations apportent une description approchée du comportement des LED. Cependant, la simulation s'avère défailante en particulier à très forte injection.

Aussi, le **chapitre 4** proposera une voie d'amélioration des simulations par introduction d'une variation de la mobilité des porteurs dans GaN en fonction du champ électrique. Puisqu'il n'existe pas encore, là non plus, de modèle établi pour la mobilité en fonction du champ électrique, le chapitre 4 décrira d'une part une tentative de mesure expérimentale de la variation de la mobilité des porteurs dans GaN en fonction du champ électrique. D'autre part, il décrira les modifications induites dans les résultats de simulation par l'introduction de cette potentielle voie d'amélioration de la modélisation.

Le **chapitre 5** présente une étude par électroluminescence pulsée, une méthode de caractérisation fréquentielle, sur des LED commerciales. L'étude des temps de montée et de descente des signaux électro-optiques, ainsi que l'étude de durée de vie différentielle des porteurs de charge dans une LED, fourniraient des informations supplémentaires concernant l'injection des porteurs dans la LED.

1 Description des LED à base de GaN

1.1 MATERIAU : GAN.....	5
1.1.1 Propriétés structurales.....	5
1.1.2 Propriétés électroniques	8
1.1.3 Propriétés optiques	8
1.2 DESCRIPTION DES STRUCTURES LED	9
1.2.1 Jonction p-n.....	9
1.2.2 Hétérojonction p-n.....	9
1.2.3 LED à puits quantiques.....	10
1.2.4 LED à puits quantiques et couche de blocage électronique	11
1.3 LES DIFFERENTES STRUCTURES DE LED	11
1.3.1 La notion de “spreading”	12
1.3.2 Conventional chip.....	16
1.3.3 Vertical thin film.....	18
1.3.4 Autres structures.....	19
1.4 LES CARACTERISTIQUES D’UNE LED	20
1.4.1 Les mesures électro-optiques.....	20
1.4.2 Le rendement d’une LED et ses composantes	24
1.4.3 Le droop	26
1.5 CONCLUSION	43

1.1 Matériau : GaN

Le nitrure de gallium (GaN)[9] est un semi-conducteur à gap direct et appartient à la famille des semiconducteurs III-nitrides avec d’autres matériaux comme le nitrure d’indium (InN) ou le nitrure d’aluminium (AlN). Les matériaux du groupe III-nitride peuvent former des alliages ternaires ((In,Ga)N, (Al,Ga)N), voire quaternaires (par exemple (In,Al,Ga)N), qui jouent des rôles importants dans les LED bleues et ultra-violettes (UV). L’utilisation du GaN dans des appareils d’éclairage (LED,[10] lasers[11]), d’affichage (écrans[12]) ou des transistors (HEMT[13]) s’accroît grâce aux bonnes propriétés structurales, électriques et optiques de ce matériau. Cette partie aborde succinctement les caractéristiques propices aux applications d’éclairage et particulièrement au fonctionnement des LED.

1.1.1 Propriétés structurales

Le nitrure de gallium (GaN), peut cristalliser en structure hexagonale wurtzite, en structure cubique zinc blende (le terme correct pour cette structure est sphalérite) et en structure NaCl¹³. [14] Comme d’autres matériaux semiconducteurs de la famille III-nitrides tels que le nitrure d’indium (InN) ou le nitrure d’aluminium (AlN), les liaisons entre les atomes du GaN sont partiellement des liaisons covalentes et des liaisons ioniques. [14] Soumis à des hautes pressions, les matériaux GaN, InN et AlN peuvent se cristalliser en la structure NaCl car la réduction des dimensions des mailles par la pression favorise les liaisons ioniques aux dépens des liaisons covalentes. [14] La structure NaCl ne peut pas se réaliser par les méthodes de croissance épitaxiales, contrairement aux structures wurtzite et zinc-blende.

¹³ Cette structure est aussi appelée “rock salt” en langue anglaise.

Les LED à base de GaN sont épitaxiées en phase wurzite, qui est la phase stable dans les conditions ambiantes, bien que certains groupes de recherche, par exemple Bayram *et al.*[15], proposent également la croissance de la phase zinc-blende afin d'éliminer la polarisation intrinsèque de la phase wurzite. En conséquence, ce travail de thèse se concentre sur la phase wurzite. Une présentation schématique d'une cellule élémentaire de la phase wurzite est donnée en figure 1-1.

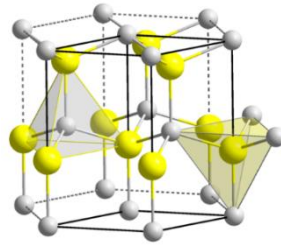


Figure 1-1 : Structure hexagonale de la phase wurzite de GaN. Les atomes de gallium et d'azote sont représentés par les sphères des deux couleurs.

Etant une structure hexagonale, la structure wurzite possède deux paramètres de mailles : la longueur d'un côté de l'hexagone basal de la maille (a) et la hauteur de la maille (c) et le paramètre interne (u) défini comme le rapport entre la longueur de la liaison anion-cation et la hauteur de la maille (c). Pour le GaN, les valeurs des paramètres de maille a et c sont respectivement $a = 3.199\text{\AA}$ et $c = 5.227\text{\AA}$, induisant un rapport $c/a \approx 1.634$ légèrement supérieur au rapport c/a de la structure hexagonale idéale $c/a = \sqrt{3/8} \approx 1.633$. [14] La valeur du paramètre interne u est 0.377, légèrement supérieure à la valeur dans une structure wurzite idéale ($3/8 = 0.375$). La conséquence des déviations des valeurs des rapports c/a et u de leurs valeurs idéales respectives est la différence entre la longueur des liaisons Ga-N. Dans un tétraèdre contenant un atome Ga lié à quatre atomes N (ou vice versa, voir la figure 1-1), la longueur de la liaison Ga-N perpendiculaire au plan basal est $1.971\text{\AA}$ et la longueur des autres liaisons Ga-N dans le tétraèdre est $1.955\text{\AA}$. [14]

Différents plans de la structure wurzite sont illustrés en figure 1-2, par exemple le plan c (0001) ou plan basal, le plan a ($11\bar{2}0$) et le plan m ($1\bar{1}00$). Les directions associées à ces plans sont respectivement les directions $[0001]$, $[11\bar{2}0]$ et $[1\bar{1}00]$ (voir le chapitre 1 de la référence [9]). Les croissances du matériau GaN se réalisent souvent sur le plan c .

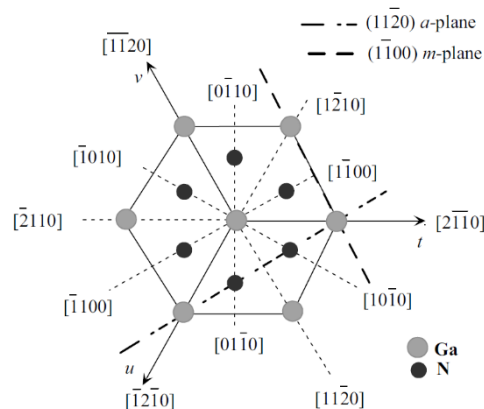


Figure 1-2 : Différentes directions parallèles au plan basal de la structure wurzite. Les plans a ($11\bar{2}0$) et m ($1\bar{1}00$) sont normaux au plan basal de la structure wurzite. [9]

Par convention, la direction $[0001]$ ou $+c$ dans le cristal GaN wurtzite est définie par un vecteur perpendiculaire au plan basal, d'origine un atome de gallium pointé vers l'atome d'azote le plus proche (chapitre 3.1 de la référence [16]). Dans une structure zinc blende (cubique), les plans miroirs parallèles à (110) induisent l'identité de quatre liaisons du tétraèdre par symétrie. Ce n'est pas le cas dans une structure hexagonale qu'est la wurtzite. Par conséquent, un cristal GaN wurtzite est polaire.[14], [17] La figure 1-3 illustre la polarité du cristal GaN wurtzite. Si la direction $[0001]$ est pointée vers la surface du cristal, le cristal est dit « de polarité gallium (Ga) ». Si la direction $[0001]$ est pointée dans le sens inverse, le cristal est dit « de polarité azote (N) ».[17], [18]

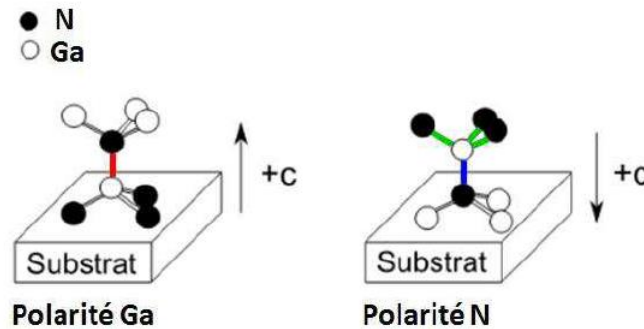


Figure 1-3 : Schéma illustrant la polarité du GaN wurtzite.[19] La direction $[0001]$ (ou $+c$) se dirige d'un atome de gallium (cercle blanc) à l'atome d'azote (cercle noir) le plus proche dans le sens perpendiculaire au plan basal.

Cependant, les notions de polarité Ga et N ne signifient pas que les surfaces des cristaux correspondants se terminent toujours respectivement par les atomes de gallium et d'azote. Si nous considérons une structure de surface qui entraîne un nombre minimum de liaisons pendantes¹⁴, la surface du cristal GaN de polarité Ga (de polarité N) est composée d'atomes de gallium (d'azote) ayant une liaison pendante (chapitre I.1.2 de la référence [19]). Cette configuration est intuitive car l'énergie de surface est d'autant plus faible que le nombre de liaisons pendantes est réduit. Pourtant, dans le GaN wurtzite, l'énergie d'une surface composée d'atomes de gallium est toujours inférieure à celle d'une surface composée d'atomes d'azote.[20] Ce résultat est valable même si chaque atome de la surface de gallium possède trois liaisons pendantes et que chaque atome de la surface d'azote n'en possède qu'une.[20] Ainsi, un cristal de polarité N peut également se terminer par un plan d'atomes de gallium ayant trois liaisons pendantes (chapitre I.1.2 de la référence [19]). La surface de GaN se termine indépendamment de la polarité (chapitre 3.1 de la référence [16]) et souvent par les atomes de gallium.[21]–[23]

Contrairement au plan c , les plans a et m sont dits non polaires (ils sont parallèles à la polarisation).

En plus des plans polaires et non-polaires, les plans semi-polaires attirent progressivement l'attention, par exemple le plan $(11\bar{2}2)$ dans la figure 1-4 ci-après. Romanov *et al.*[24] montrent théoriquement que pour des couches d'(In,Ga)N et d'(Al,Ga)N déposées sur une couche de GaN suivant certaines orientations semi-polaires, la différence de la polarisation totale peut être éliminée.

¹⁴ "Dangling bonds" en langue anglaise.

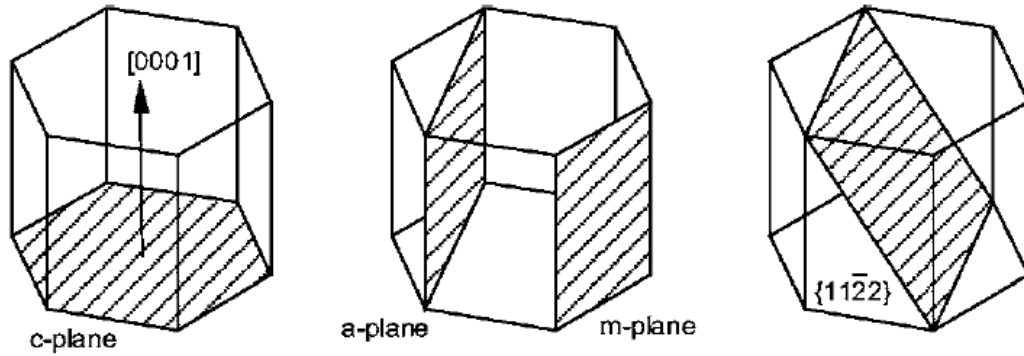


Figure 1-4 : Exemple de plan polaire, non-polaire et semi-polaire de la structure wurtzite.[24]

1.1.2 Propriétés électroniques

Le GaN est un matériau semiconducteur qui possède une bande interdite directe¹⁵ de 3.41eV à la température ambiante (voir la figure 1-5). Ces valeurs de la bande interdite permettent des applications optoélectroniques dans la gamme de l'UV proche ou de la lumière bleue telles que des diodes électroluminescentes, des diodes laser ou des capteurs de lumière.[14]

Les mobilités des électrons et des trous dans le GaN dépendent de divers paramètres, par exemple de la température[26] ou de la concentration des porteurs.[27] Les valeurs rapportées dans la littérature de ces mobilités sont dispersées, la mobilité maximum des électrons à la température ambiante étant environ $1000\text{cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ (GaN non intentionnellement dopé) et la mobilité des trous inférieure à $20\text{cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$.

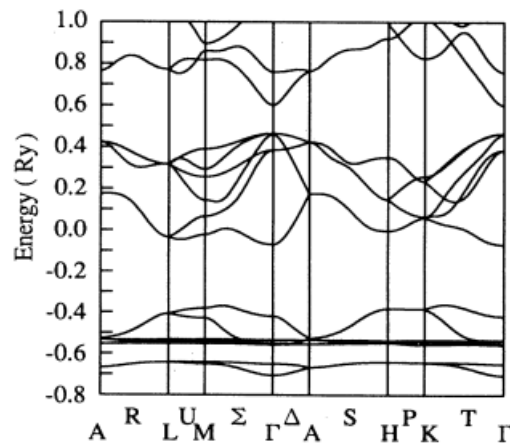


Figure 1-5 : Structure de bande électronique de GaN wurtzite.[28]

1.1.3 Propriétés optiques

Le GaN est un matériau transparent. Des mesures de l'indice de réfraction et du coefficient d'absorption du GaN ont été publiées. L'indice de réfraction du GaN est environ 2.85 pour une longueur d'onde de 362nm (énergie de photon de 3.42eV) et environ 2.3 pour une longueur d'onde

¹⁵ Une bande interdite (ou "gap") est directe lorsque le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont situés au même point de l'espace des k . Lorsque ces extrema sont situés en des points différents de l'espace des k , la bande interdite est indirecte (chapitre 1.2.3.b de la référence [25]).

de 827nm (énergie de photon de 1.5eV).[29] La figure 1-6 ci-dessous illustre les indices de réfraction et le coefficient d'absorption du GaN en fonction de la longueur d'onde.[29]

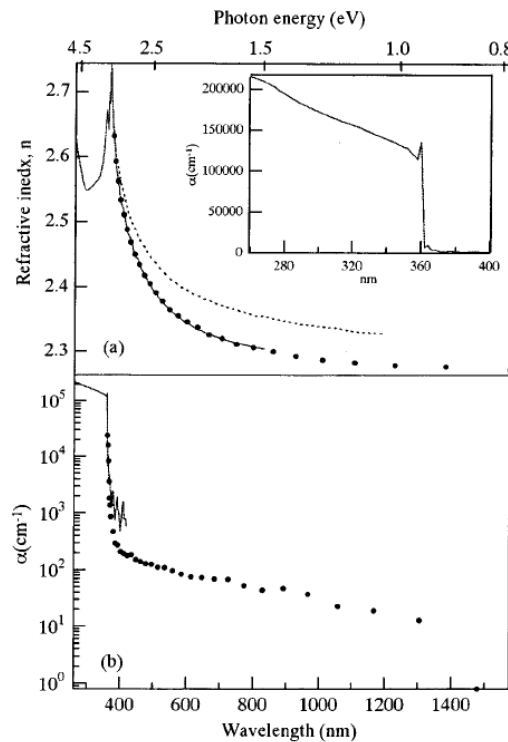


Figure 1-6 : Indice de réfraction et coefficient d'absorption du nitrure de gallium sur saphir en fonction de la longueur d'onde et/ou de l'énergie à la température ambiante.[29]

Ces valeurs d'indice de réfraction sont suffisamment importantes pour induire des difficultés d'extraction des photons des structures à base de GaN, notamment des réflexions totales internes (voir le chapitre suivant), comme le suggère J. Piprek dans le chapitre 10.4.2 de la référence [30].

1.2 Description des structures LED

1.2.1 Jonction $p-n$

Initialement, les LED consistaient en des homojonctions $p-n$, c'est-à-dire la mise en contact intime de deux parties d'un même semiconducteur respectivement dopées n et dopé p . Pour qu'une LED émette de la lumière, les concentrations des électrons et des trous doivent être élevées pour optimiser le taux de recombinaison radiative. Les concentrations de porteurs s'amplifient avec l'introduction de porteurs « hors d'équilibre » lorsque la LED est soumise à une tension ou à un courant directs. La zone où les électrons et les trous se recombinent se nomme la zone active. La largeur de la zone active dépend du matériau constituant l'homojonction, du profil et des concentrations des dopants dans les deux parties de la jonction.

1.2.2 Hétérojonction $p-n$

Une hétérojonction $p-n$ est constituée de deux semiconducteurs de nature différente, par conséquent de largeur de bande interdite différente, respectivement dopés n et p .

Une double hétérostructure consiste en la juxtaposition de deux hétérojonctions. Une double hétérostructure est ainsi composée d'une zone active insérée entre deux régions de confinement. La

bande interdite des régions de confinement est plus large que la bande interdite de la zone active, permettant d'atteindre des concentrations de porteurs plus élevées dans la zone active que dans les régions de confinement. Dans les LED, les puits quantiques sont des doubles hétérostructures (chapitre 7.1 de la référence [10]).

1.2.3 LED à puits quantiques

Toujours dans l'esprit de concentrer les porteurs, sont finalement apparues les LED à puits quantiques. La formation des puits quantiques permet de réduire la largeur de la zone active à quelques nanomètres.[31] Pour renforcer la concentration des porteurs dans les puits quantiques, l'énergie de la bande interdite du matériau composant les puits est inférieure à celle du matériau constituant la jonction $p-n$. En conséquence, les porteurs de charge sont confinés plus efficacement par les puits quantiques et leurs concentrations y sont très élevées. Dans les LED à base de GaN, l'alliage (Ga,In)N constitue les puits quantiques. Plus la composition d'indium est élevée, plus l'énergie de la bande interdite de l'alliage (Ga,In)N est faible.

Bien que l'insertion des puits quantiques vise à confiner les porteurs de charge, à cause des désaccords de polarisation (spontanée et piézoélectrique) induits par les interfaces (Ga,In)N/GaN, des champs électriques importants (de l'ordre du $10^6 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$) sont présents dans les puits quantiques en (Ga,In)N. Ces champs électriques déplacent les fonctions d'onde des électrons et des trous aux deux côtés opposés du puits quantique, réduisant le taux de recouvrement de leurs fonctions d'onde (effet Stark confiné – voir les chapitres 1.C et 8.C de la référence [31]). Cependant, l'effet Stark confiné est d'autant moins important que la largeur du puits quantique est faible, typiquement inférieure à 3 nm (chapitre 8.C de la référence [31]).

Dans les LED, des puits quantiques sont insérés entre les parties dopée n et dopée p . Le nombre de puits quantiques est quasiment proportionnel à l'intensité optique d'une LED, comme l'illustre la figure 1-7. A une intensité de courant donnée, nous constatons une augmentation de l'intensité optique avec le nombre de puits quantiques (QW – “quantum well” en Anglais) dans les LED à base de GaInAs.

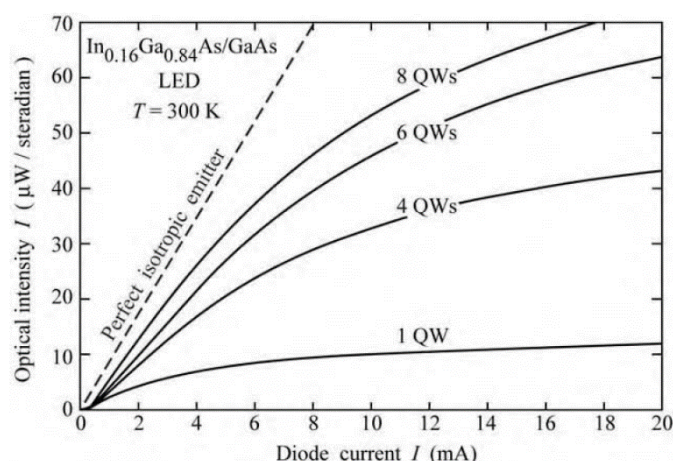


Figure 1-7 : Exemple de l'intensité optique d'une LED en (In,Ga)As en fonction de l'intensité du courant électrique et du nombre de puits quantiques.[10] L'intensité optique étant une fonction sous-linéaire du courant, le rendement des LED (In,Ga)As chute en fonction du courant comme celui des LED (In,Ga)N.

Une fois générés dans les puits quantiques, les photons peuvent s'échapper de la LED pour contribuer au flux lumineux. Cependant, une partie de ces photons peut également être absorbée par le substrat ou le contact métallique (chapitre 5.1 de la référence [10]). Parallèlement, à cause du grand indice de réfraction du GaN (environ 2.53 pour une longueur d'onde de 400nm à 300K)[14] les photons peuvent également être piégés à l'intérieur de la LED du fait des réflexions totales. Ainsi, une fraction des photons générés ne s'échappent pas de la LED et le taux d'extraction, c'est-à-dire le rapport du nombre de photons capables de s'extraire de la LED par rapport au nombre total de photons générés dans la structure LED, est inférieur à l'unité.[10]

1.2.4 LED à puits quantiques et couche de blocage électronique

Outre les puits quantiques, les LED, notamment celles à base de GaN, disposent souvent de couche de blocage d'électrons¹⁶ (chapitre 4.10 de la référence [10]) ou des barrières pour électrons afin de limiter le déplacement d'un éventuel surplus d'électrons de la zone active vers la partie dopée p . Ainsi, la couche de blocage d'électrons se situe entre ces deux zones. Souvent, une LED ne nécessite pas de couche de blocage de trous car la mobilité des trous est en général très faible en comparaison de la mobilité des électrons et le courant de fuite des trous est négligeable (chapitre 4.10 de la référence [10]). Les couches de blocage d'électrons sont à base de matériau dont l'énergie de la bande interdite est plus importante que celle du ou des matériaux constituant la jonction $p-n$. Dans les LED à base de GaN, ces barrières sont en (Ga,Al)N dopé p dont la valeur de la bande interdite augmente avec la proportion d'aluminium dans l'alliage.

La figure 1-8 illustre schématiquement l'empilement d'une LED à base de GaN pourvue de puits quantiques et d'une couche de blocage d'électrons.

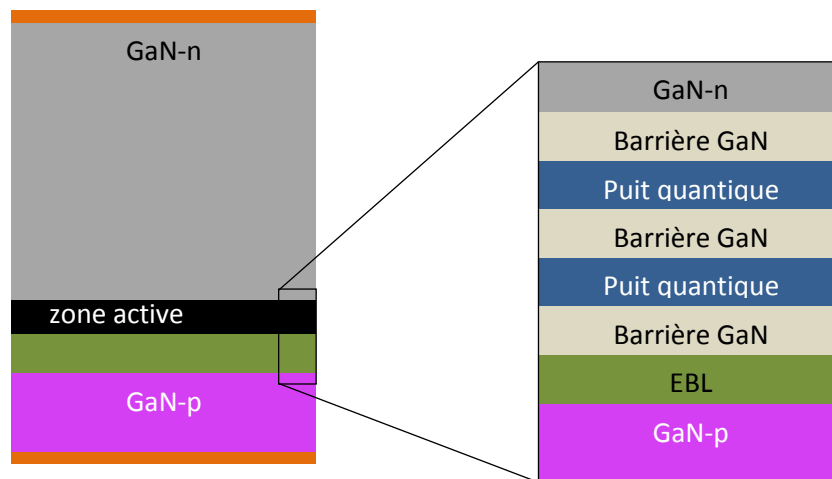


Figure 1-8 : Représentation schématique en coupe transverse de l'empilement d'une LED pourvue de deux puits quantiques et d'un EBL.

1.3 Les différentes structures de LED

Les LED existent sous différentes formes reconnaissables en particulier par l'agencement de leurs électrodes. Cependant pour les distinguer judicieusement et percevoir leurs avantages et inconvénients, il est préférable d'introduire au préalable une notion importante des LED, l'étalement ou "spreading".

¹⁶ "Electron-Blocking Layer" (EBL) en langue anglaise.

1.3.1 La notion de “spreading”

Dans la figure 1-8 illustrant schématiquement une LED, les électrodes couvrent la totalité de la surface des deux faces opposées de la LED. Dans la pratique, au moins une des électrodes n’occupent qu’une partie de la surface d’une face de la LED afin de permettre l’extraction des photons. En effet, les électrodes sont généralement composées de métaux qui présentent l’avantage de conduire efficacement le courant mais le désavantage d’être faiblement transparents à faible épaisseur (inférieure à $100nm$) et totalement opaques pour les épaisseurs supérieures.

La conséquence d’une couverture partielle d’une des faces de la LED par une électrode est qu’inévitablement le courant injecté n’est pas distribué de manière homogène dans le plan de la LED. Lorsqu’il est injecté par le contact de plus faible surface, il est indispensable que le courant se distribue autant que possible dans le plan de la LED avant d’alimenter la plus grande surface possible de la zone active en porteurs. Dans le cas contraire, la densité du courant serait très élevée dans le volume ombré par le contact de plus petite surface et très faible dans les volumes adjacents. Autrement dit, une part significative de la surface serait sous-alimentée.

La distribution du courant s’avère fonction des différentes propriétés électriques des couches composant la LED. De plus, la distribution du courant dans une LED est également une fonction du régime d’injection comme l’illustre schématiquement la figure 1-9 ci-dessous.

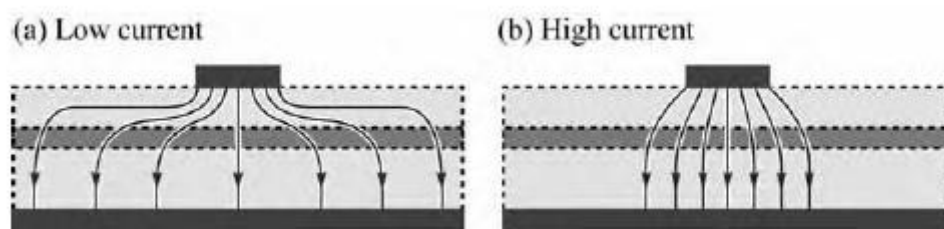


Figure 1-9 : Coupe schématique transversale de la distribution du courant dans une jonction p-n avec une injection de courant verticale à faible courant (a) et fort courant (b).[10]

Pour caractériser l’étalement du courant ou “spreading” en langue anglaise, les scientifiques ont introduit la notion de longueur de “spreading” qui traduit la distance nécessaire dans une LED afin que la densité de courant décroisse latéralement depuis son maximum d’un facteur $1/e$.

Pour comprendre la notion de « longueur de spreading », considérons la figure 1-10 (page 13). Soit J_0 la densité du courant injecté sous le contact et $J(X)$ la densité du courant à une position X quelconque. Lorsque la densité du courant $J(X)$ égale J_0/e , la distance entre la position $x = X$ et le bord du contact $x = r_c$ correspond à la « longueur de spreading » L_s . Ainsi, L_s caractérise la décroissance latérale de la densité de courant dans une LED : plus L_s est élevée, plus la densité de courant est distribuée de manière homogène sur toute la surface de la LED. La première expression de cette longueur a été établie par Thompson (équation (1.1)).[10], [32]

$$L_s = \sqrt{\frac{tn_{idéal}k_B T}{\rho J_0 q}} \quad (1.1)$$

Dans l’équation (1.1), t et ρ sont respectivement l’épaisseur et la résistivité de la couche dite de “spreading”, $n_{idéal}$ le facteur d’idéalité de la LED, et J_0 la densité du courant dans la couche active

à la verticale d'un bord de la cathode. La longueur de "spreading" est directement proportionnelle à la racine carrée de l'épaisseur de la couche de "spreading", comme illustré schématiquement en figure 1-11 (page 14).

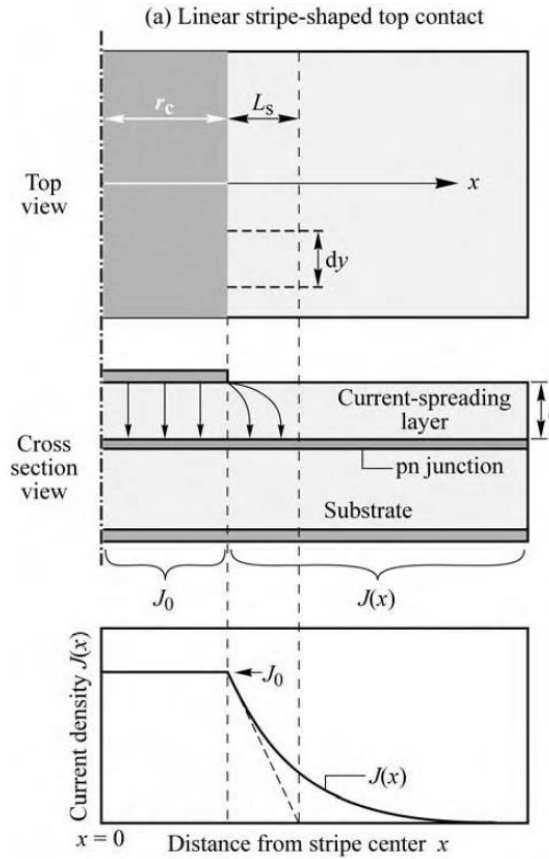


Figure 1-10 : Coupe transverse schématique du "spreading" dans une LED. Le premier schéma illustre une vue de dessus de la LED. Le second schéma, un profil de l'empilement des couches avec les lignes de courant. Le dernier illustre la densité du courant en fonction de la position latérale.[10]

L'expression de Thompson est valable lorsque la tension appliquée à la LED est faible. Pour établir l'expression (1.1), on considère un courant vertical dans la couche de "spreading" passant par une surface $L_s dy$ (voir la figure 1-11 à la page 14) et on suppose que la chute de tension dans cette couche est de l'ordre de $n_{ideal} k_B T / q$. Ainsi, selon la loi d'Ohm :

$$I = J_0 L_s dy = \frac{n_{ideal} k_B T}{q} \frac{tdy}{L_s \rho} \quad (1.2)$$

De l'expression (1.2) on retrouve l'expression de la longueur de "spreading" de l'expression (1.1).

La deuxième expression de la longueur de "spreading" est proposée par Guo et Schubert dans l'hypothèse d'une résistance de la partie GaN-n négligeable (équation (1.3)).[10], [33]

$$L_s = \sqrt{\frac{(\rho_c + \rho_p t_p) t_n}{\rho_n}} \quad (1.3)$$

Dans l'expression (1.3), ρ_c est la résistance de l'anode, ρ_p et ρ_n sont respectivement la résistivité des matériaux GaN-p et GaN-n, t_n et t_p les épaisseurs des couches de GaN-n et de GaN-p.

Dans ce modèle, Guo et Schubert ne considèrent pas de zone non intentionnellement dopée. Le schéma des courants de “spreading” utilisé pour établir l’expression (1.3) est illustré en figure 1-12. Considérons $J(0)$ la densité du courant circulant dans un plan perpendiculaire à l’axe x et en $x = 0$ et $J(X)$ la densité du courant à une position quelconque X . Lorsque la densité du courant $J(X)$ égale $J(0)/e$, la distance entre les positions $x = X$ et $x = 0$ correspond à la « longueur de spreading » L_s .

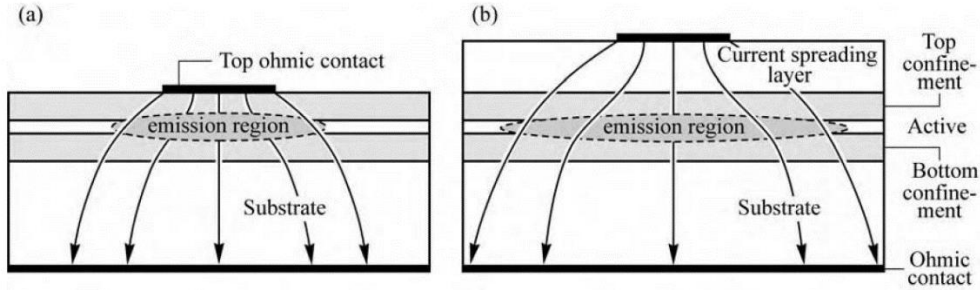


Figure 1-11 : Coupe transverse schématique d’une LED a) en l’absence d’une couche de “current spreading” et b) en présence d’une couche de “current spreading”. En présence de cette couche, le courant est distribué sur une plus grande surface de la LED et en particulier de la couche active.[10]

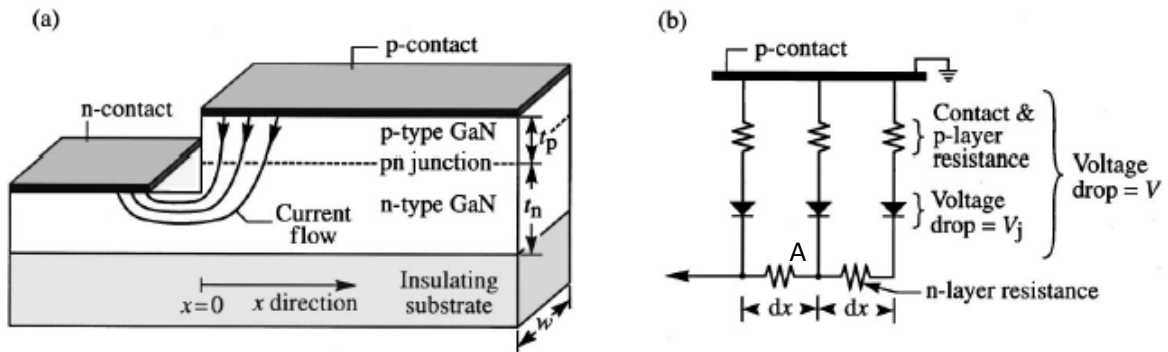


Figure 1-12 : Représentation schématique d’une LED CC avec des exemples de lignes de courant (a) et le circuit équivalent utilisé pour les calculs (b). Puisque le courant est concentré près de la cathode, la densité de courant est très élevée à cette position. En s’éloignant de la cathode, la densité du courant diminue.[10]

Soit V la chute de tension entre l’anode et la cathode, dV la chute de tension entre deux positions situées sur un même plan horizontal, séparées d’une distance de dx , et V_j la chute de tension aux bornes de la jonction p - n . Considérons des courants verticaux passant par une surface $w dx$, et le point A dans la partie dopée n du circuit équivalent de la figure 1-12-b. Selon la loi de Kirchhoff, la somme des courants au point A est nulle :

$$\left(\frac{dV}{R_n}\right)_{\text{sortant}} = \left(\frac{dV}{R_n}\right)_{\text{entrant}} + I_0 \left[\exp\left(\frac{qV_j}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (1.4)$$

Remplaçant les expressions de la résistance $R_n = \rho_n dx / w t_n$ et du courant de saturation $I_0 = J_0 w dx$ dans l’expression (1.4), ρ_n , w et t_n étant la résistivité, la largeur et l’épaisseur de la partie dopée n , on obtient :

$$\left(\frac{dV}{\rho_n \frac{dx}{wt_n}} \right)_{\text{sortant}} = \left(\frac{dV}{\rho_n \frac{dx}{wt_n}} \right)_{\text{entrant}} + wdxJ_0 \left[\exp\left(\frac{qV_j}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (1.5)$$

L'équation (1.5) peut s'écrire :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{\rho_n}{t_n} J_0 \left[\exp\left(\frac{qV_j}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (1.6)$$

La relation entre les chutes de tension V et V_j s'écrit :

$$V = R_v wdxJ_0 \exp\left(\frac{qV_j}{k_B T}\right) + V_j \quad (1.7)$$

Dans l'équation (1.7), R_v est la résistance totale de la partie dopée p et de l'anode. Notons que la résistance de la partie dopée n est supposée négligeable. L'expression de la résistance R_v est :

$$R_v = \rho_p \frac{t_p}{wdx} + \rho_c \frac{1}{wdx} \quad (1.8)$$

Remplaçant les expressions (1.7) et (1.8) dans l'expression (1.6), on obtient l'équation différentielle suivante :

$$\begin{aligned} \frac{q}{k_B T} (\rho_c + \rho_p t_p) J_0 \exp\left(\frac{qV_j}{k_B T}\right) \left[\frac{d^2V_j}{dx^2} + \frac{q}{k_B T} \left(\frac{dV}{dx} \right)^2 \right] + \frac{d^2V_j}{dx^2} \\ = \frac{\rho_n}{t_n} J_0 \left[\exp\left(\frac{qV_j}{k_B T}\right) - 1 \right] \end{aligned} \quad (1.9)$$

Supposons que $V_j \gg k_B T/q$ et que $\frac{q}{k_B T} (\rho_c + \rho_p t_p) J_0 \exp\left(\frac{qV_j}{k_B T}\right) = \frac{q}{k_B T} R_v I \gg 1$, c'est-à-dire que la LED est en régime résistif, l'équation (1.9) est simplifiée à :

$$\frac{d^2V_j}{dx^2} + \frac{q}{k_B T} \left(\frac{dV_j}{dx} \right)^2 = \frac{\rho_n}{(\rho_c + \rho_p t_p) t_n} \frac{k_B T}{q} \quad (1.10)$$

La résolution de l'équation (1.10) donne l'expression de V_j . Remplaçant l'expression de V_j dans l'expression de la densité du courant $J = J_0 \exp(qV_j/k_B T)$, on obtient l'expression $J(x) = J(0) \exp(-x/L_s)$ avec L_s déjà donnée dans l'expression (1.3) : $L_s = \sqrt{(\rho_c + \rho_p t_p) t_n / \rho_n}$.

L'expression de Guo et Schubert (équation (1.3)) n'est valable que pour des points de fonctionnement de la caractéristique I (ou J) – V de la LED situés dans le régime résistif, c'est-à-dire à forte injection ou haute tension. En revanche, si la tension appliquée est plus faible, c'est-à-dire qu'elle correspond à un point de fonctionnement de la LED dans son régime exponentiel, l'expression (1.3) n'est plus valide et l'expression (1.1) de Thompson doit être utilisée.

Des couches d'étalement (ou de "spreading") sont principalement utilisées dans les LED à émission par la face haute (voir le chapitre 8.1 de la référence [10]). Par exemple, les LED (Ga,As)P peuvent disposer d'une couche d'étalement en (Ga,As)P dont la composition en phosphore est supérieure à celle de la zone active (chapitre 8.1 de la référence [10]). Sur les LED (Al,Ga,In)P, la couche

d'étalement peut être en GaP ou (Al,Ga)As (chapitre 8.1 de la référence [10]). Pour les LED (Ga,In)N/GaN, l'oxyde d'indium et d'étain (ITO) peuvent constituer les couches d'étalement.[34]

Plusieurs configurations de LED existent, chaque configuration possède ses propres avantages et inconvénients.[2], [35], [36] La partie 1.3.2 présentera la configuration "Conventional Chip" CC et la partie 1.3.3 la configuration "Vertical Thin Film" VTF. Les autres configurations seront brièvement mentionnées dans la partie 1.3.4.

1.3.2 Conventional chip

Le schéma d'une structure "conventional chip" (CC) est donné en figure 1-13. Dans le cas présent, sur un substrat en saphir (Al_2O_3) sont successivement épitaxiées une couche de GaN non intentionnellement dopée, une couche de GaN dopée n , une zone de puits quantiques en (Ga,In)N, une couche de blocage d'électrons (EBL) en (Ga, Al)N et une couche de GaN dopée p . Au-dessus de la couche GaN- p est déposée une couche de "spreading" afin d'homogénéiser le courant injecté. Ensuite, une partie du GaN- p et de la zone active sont gravées pour exposer le GaN- n . L'anode occulte une faible portion de la surface de la LED couverte par une couche de "spreading" tandis que la cathode est formée sur la surface exposée de GaN- n .

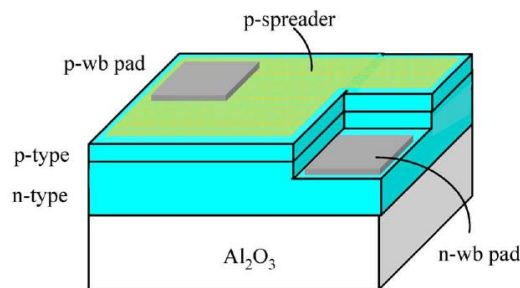


Figure 1-13 : Schéma d'une structure "conventional chip".[2]

Bien que la fabrication des LED CC soit relativement aisée,[37] des problèmes liés aux fonctionnements de ces LED se posent.

Un des problèmes majeurs rencontré dans la structure CC est le "current crowding". En dépit d'une homogénéisation par la couche de "spreading", le courant traversant la LED se concentre majoritairement dans la région adjacente à l'ouverture par gravure de la LED permettant de former les contacts (chapitre 8.3 de la référence [10]). Le "current crowding" peut également exister autour des électrodes. Il s'agit alors d'une zone traversée par de fortes densités de courant et donc d'une zone de faiblesse et d'échauffement de cette configuration de LED.

Un second problème de la configuration CC est le "spreading", selon l'expression (1.3) de la « longueur de spreading » L_s :

$$L_s = \sqrt{\frac{(\rho_c + \rho_p t_p) t_n}{\rho_n}}$$

Mathématiquement, pour homogénéiser la densité du courant sur toute la surface de la LED, il serait souhaitable :

- De diminuer la résistivité du matériau GaN- n ,

- D'augmenter les épaisseurs t_n de GaN-n gravé et t_p de la couche de GaN-p et
- D'augmenter les résistances de contact ρ_c et ou la résistivité ρ_p du matériau GaN-p.

Cependant, augmenter les paramètres t_n , t_p , ρ_c ou ρ_p amplifie les pertes ohmiques et décale les tensions de fonctionnement de la LED vers de plus hautes tensions. De plus, des couches épitaxiées plus épaisses augmentent le coût de fabrication. Aussi n'est-il envisageable que de diminuer la résistivité du matériau GaN-n, par exemple en augmentant le dopage et éventuellement d'accroître l'épaisseur de GaN-n gravée puisque les pertes ohmiques induites sont plus modestes du fait de la faible résistivité de GaN-n. Par ailleurs, le dopage du GaN-n est majoré [38] et ne peut atteindre une valeur infiniment grande. Par conséquent, il faut trouver un compromis entre l'efficacité thermique, la minimisation des tensions de fonctionnement et la réduction du "current crowding". Une solution alternative, entre autres, consiste en l'utilisation d'électrodes inter-digitées.[10] Un exemple d'électrodes inter-digitées est présenté dans la figure 1-14.

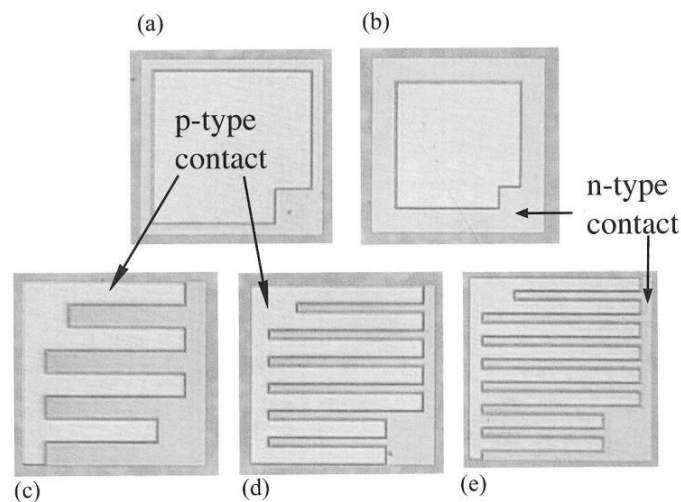


Figure 1-14 : Exemple d'une LED CC avec des électrodes inter-digitées vue de dessus. Les anodes sont marquées par une couleur moins foncée. Les figures a) et b) sont les schémas des LED CC avec des électrodes carrées. Les figures b), c) et d) représentent des variantes de LED CC avec des électrodes inter-digitées de tailles différentes[39].

Une structure LED CC avec des électrodes inter-digitées (figure 1-14-c, d et e) distribue le courant de manière plus homogène que la structure avec des contacts carrés (figure 1-14-a et b), et limite également les effets du "current crowding". Les avantages des électrodes inter-digitées contribuent à l'amélioration de la distribution du courant et du rendement de la LED.[39] Il est donc souhaitable de maximiser la surface des électrodes inter-digitées. Cependant, puisque la plupart des matériaux constituant les contacts ne sont pas transparents, l'augmentation de la surface des électrodes inter-digitées réduit la surface émissive de la LED, ainsi limitant l'intensité optique. Par conséquent, il est nécessaire de trouver une surface d'électrode inter-digitée optimale pour le compromis entre la distribution de courant et l'ombrage de la surface émissive par les électrodes.

Un autre problème de la structure CC est l'échauffement de la LED en fonctionnement.[2] A cause du faible coefficient de conductivité thermique du saphir (environ $30W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ [40] à 300K, (pour comparaison le coefficient du Si à 300K est $156W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$)[41], la chaleur générée par la LED ne peut pas être dissipée efficacement à travers le substrat de saphir. En conséquence, le rendement total de la LED est influencé par des effets thermiques,[2] par exemple une augmentation du taux de

recombinaisons non radiatives, ou une décroissance de la mobilité des porteurs en fonction de la température.[42]

1.3.3 Vertical thin film

Un exemple schématique d'une structure "Vertical Thin Film" (VTF) est illustré en figure 1-15. Dans une structure VTF, l'ordre d'empilement des couches composant la LED est inversé en comparaison de celui d'une LED CC car la technologie de réalisation inclut une étape de détachement du substrat de croissance et un retournement avec collage sur un nouveau support. En conséquence, la couche de GaN-*p* se situe en-dessous de la couche active (MQW) et de la couche de GaN-*n*. Contrairement à la structure CC dont les électrodes se situent sur la même face de la LED, les électrodes d'une structure VTF se trouvent face à face : l'anode (identifiée dans la figure 1-15 par le terme "reflective metal bond") est déposée au-dessus de la couche GaN-*p* avant l'étape de retournement et la cathode au-dessus de la couche GaN-*n* après l'étape de retournement.

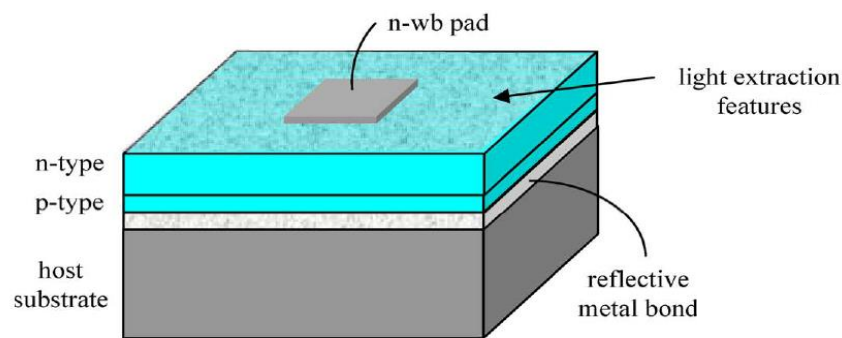


Figure 1-15 : La structure "vertical thin film" (VTF) d'une LED.[2]

La structure VTF offre un avantage majeur résidant dans la possibilité de former un contact anodique très réfléchissant couvrant intégralement ou quasi intégralement la face libre de GaN-*p*. Par conséquent, il est potentiellement envisageable de former un composant émettant sur la quasi intégralité de sa face supérieure, surtout si le contact cathodique est transparent.

La structure VTF possède également des avantages pour l'extraction de la lumière.[2] Lors de la fabrication d'une LED VTF, après le détachement de la LED du substrat, la surface de GaN-*n* épitaxiée est libre et peut être rugosifiée ou texturée afin de diminuer les réflexions totales à l'interface air/GaN-*n* (l'indice de réfraction du GaN est 2.29 à 300K)[43] et extraire les photons qui pourraient sinon être piégés. Ainsi, l'efficacité d'extraction d'une structure VTF peut atteindre 75%.[44]

Cependant dans la structure VTF, du fait de l'électrode de petite surface, le courant n'est pas injecté de manière homogène dans le plan de la LED (voir la partie 1.3.1) et il existe donc également un problème de "spreading". Cependant contrairement à la structure CC, le "spreading" peut être assurée par la couche de GaN-*n* puisqu'elle présente une très faible résistivité et une plus grande épaisseur. En effet, dans une structure VTF, l'intégralité de l'épaisseur de la couche de GaN-*n* épitaxiée, et non seulement l'épaisseur gravée de GaN-*n* comme dans le cas de la configuration CC, doit être prise en compte pour déterminer la longueur de "spreading". Ainsi, la longueur de "spreading" d'une configuration VTF est intrinsèquement plus importante que celle d'une configuration CC (selon les expressions (1.1) et (1.3)).

Une solution alternative et/ou complémentaire à la couche dite de “spreading” consiste à distribuer des cathodes sur le GaN-*n*. Cependant, cette solution, bien qu’aisée à mettre en œuvre, tout comme pour la configuration CC, opacifie une part de la face d’émission de la LED et contribue à dégrader le coefficient d’extraction global de la LED.

Dans une structure CC, l’existence d’un substrat (saphir) peut limiter la dissipation de la chaleur générée par la LED en fonctionnement[2] et peut réduire le rendement total de la LED. Dans une structure VTF, les paramètres du substrat (matériau, épaisseur) peuvent être choisis de manière à optimiser la dissipation de chaleur.

1.3.4 Autres structures

Certaines autres structures de LED existent mais ne seront pas étudiées dans ce manuscrit.

La structure “Flip Chip” (FC – voir la figure 1-16) ressemble à une structure “conventional chip” (CC) renversée. Les contacts électriques sont alors disponibles en face arrière, tandis que l’émission est en face supérieure. L’avantage majeur de la structure FC réside principalement dans le fait qu’elle s’affranchit de câblage par fil (“wire bonding” en langue anglaise), et réduit ainsi l’inductance parasite causée par les fils.

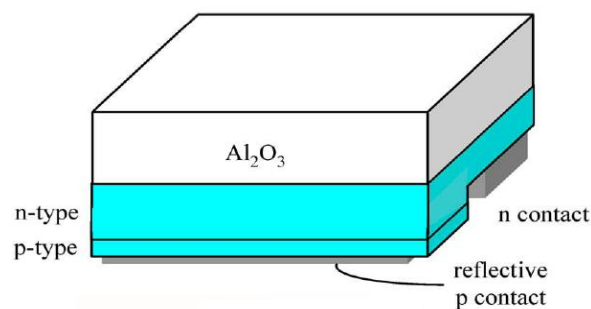


Figure 1-16 : Représentation schématique d’une structure flip-chip.[2]

Une autre structure est la structure “Thin-Film Flip-Chip” (TFFC). Cette structure est dérivée de la structure FC, l’empilement est également renversé mais le substrat de croissance est détaché des couches épitaxiées comme illustré dans la figure 1-17 ci-dessous.

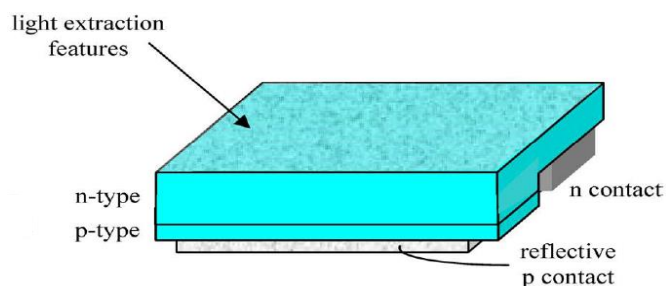


Figure 1-17 : Représentation schématique d’une structure “thin-film flip-chip” (TFFC).[2]

Eventuellement, la surface libre de la couche GaN-*n* est rugosifiée, texturée ou structurée afin de favoriser l’extraction des photons de la LED.[45] D’après Krames, l’efficacité d’extraction des photons de la structure TFFC peut atteindre 80%[2], c’est-à-dire être plus élevée que celle de la structure VTF.

1.4 Les caractéristiques d'une LED

1.4.1 Les mesures électro-optiques

Dans cette partie, des exemples des caractéristiques électrique ($I - V$) et optique ($L - V$) d'une LED à base de GaN sont brièvement présentés. Les descriptions détaillées de ces caractéristiques seront explicitées dans le chapitre suivant.

1.4.1.1 La caractéristique électrique $I - V$ ou $J - V$

La densité du courant J passant par la LED en fonction d'une tension V peut être modélisée par l'expression de Shockley pour une diode idéale (1.11) :[31]

$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (1.11)$$

L'équation (1.11) implique que :

- Le courant en inverse, c'est-à-dire correspondant à des tensions négatives, tend vers une valeur asymptotique lorsque la tension diminue. Lorsque la valeur absolue de la tension V devient très grande par rapport à $k_B T/q$, l'expression (1.11) se simplifie à $J \approx -J_s$.
- Le courant en direct, correspondant à des tensions positives, croît exponentiellement avec la tension appliquée à la LED. Pour des valeurs de la tension V suffisamment grandes, la densité du courant est approchée par l'expression : $J \approx J_s \exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right)$.

L'expression (1.11) est établie théoriquement pour des diodes et plus particulièrement une jonction $p-n$ en l'absence de recombinaison dans la zone de charge d'espace. En réalité, les mesures expérimentales ne suivent pas exactement cette expression mais sont souvent modélisées par l'une des expressions ci-dessous (1.12).

$$J = J_s \exp\left(\frac{qV}{n_{ideal} k_B T}\right) \text{ ou } J = J_s \exp\left(\frac{qV}{E_A}\right) \quad (1.12)$$

La première expression introduit un facteur d'idéalité n_{ideal} . Le facteur d'idéalité caractérise l'écart à la théorie d'une diode contrôlée par un courant dont la pente de la caractéristique $\log I(V)$ est fonction de la température. Le facteur d'idéalité est souvent introduit afin de prendre en compte les effets d'autres mécanismes électriques, tels que les recombinaisons dans la zone de charge d'espace, qui ne sont pas considérés lors de l'établissement de l'expression de Shockley (1.11). Comme le présente le chapitre suivant, s'il existe des centres de recombinaison dans la zone de charge d'espace, selon le modèle de Sah-Noyce-Shockley,[46] le facteur d'idéalité est égal à 2. Pour des diodes réelles, la valeur de n_{ideal} , rapportée dans la littérature scientifique, varie largement, pouvant atteindre 7 dans des diodes GaN/(Ga,In)N (chapitre 4.2 de la référence [10]).

Cependant, dans certains cas, la pente de la caractéristique $\log I(V)$ est quasiment indépendante de la température. Le courant peut ainsi être modélisé en tenant compte d'une recombinaison assistée par effet tunnel,[47]–[49] caractérisée par une énergie E_A , comme la deuxième expression de (1.12). Selon la référence [50], cette énergie semble peu dépendante de la température et pourrait être caractéristique pour des LED (qui sont à la base des diodes) dans lesquelles la densité des défauts est élevée.

Pour raffiner le modèle d'une diode et surtout le rendre plus réaliste, des résistances parasites en parallèle R_p et en série R_s sont introduites. La résistance R_p peut être causée par des mécanismes

de fuite dûs à l'imperfection d'une diode fabriquée, par exemple les dislocations[51] et la résistance R_s traduit le fait que les matériaux composant la diode ne disposent pas d'une conductivité infinie.

L'expression (1.13) modélise la relation $I - V$ du schéma équivalent d'une diode, dans le cas d'un facteur d'idéalité, illustrée en figure 1-18.

$$I - \frac{V - IR_s}{R_p} = I_s \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{n_{ideal}k_B T}\right) \quad (1.13)$$

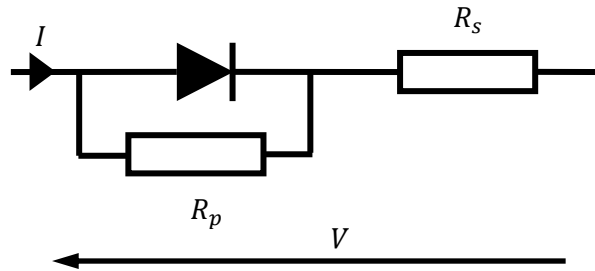


Figure 1-18 : Modèle d'une diode avec des résistances parasites.

L'avantage de l'expression (1.13) réside dans sa simplicité pour modéliser une diode empiriquement. Cependant, cette expression ne permet pas d'établir une relation analytique entre le courant I (ou la densité du courant J) et la tension V . En effet, résoudre analytiquement l'équation (1.13) conduit à l'utilisation de la fonction W de Lambert¹⁷ dont les valeurs ne peuvent être approchées que numériquement.

La forme de la caractéristique $I - V$ d'une diode selon l'expression (1.13) est illustrée en gras en figure 1-19. Les courbes en pointillé modélisent les caractéristiques des résistances R_p , R_s et de la diode en fonction de la tension V .

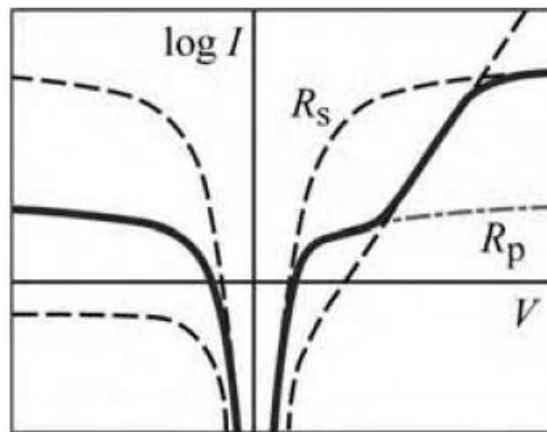


Figure 1-19 : Caractéristique $I - V$ d'une diode en prenant en compte les résistances R_p et R_s . [10]

Comme l'illustre la figure 1-19, à faibles tensions, lorsque la diode n'est pas passante, le courant circulant dans la résistance R_p domine le courant total. A hautes tensions, le courant passant

¹⁷ <http://mathworld.wolfram.com/LambertW-Function.html>

la résistance R_p est négligeable devant le courant total. La valeur de la résistance R_p peut être empiriquement déterminée par l'expression (1.14) (chapitre 4.1 de la référence [10]).

$$R_p = \left. \frac{dV}{dI} \right|_{V \ll k_B T / q} \quad (1.14)$$

De même, la résistance R_s peut être déterminée par une expression similaire à hautes tensions (chapitre 4.1 de la référence [10]).

$$R_s = \left. \frac{dV}{dI} \right|_{\text{haute tension}} \quad (1.15)$$

La résistance R_s peut être mesurée autrement, en appliquant l'expression (1.13). Si la résistance R_p est très importante, l'expression (1.13) peut être simplifiée en l'expression (1.16).

$$I = I_s \exp \left(\frac{q(V - IR_s)}{n_{ideal} k_B T} \right) \quad (1.16)$$

d'où

$$\frac{dV}{dI} = R_s + \frac{n_{ideal} k_B T}{q} \frac{1}{I} \quad (1.17)$$

En traçant $I \times dV/dI$ en fonction de I , la pente de la courbe à forte injection est égale à la valeur de la résistance R_s .

Le modèle (1.13) est souvent employé pour décrire la caractéristique d'une LED alors qu'un modèle plus rigoureux devrait introduire nombres de mécanismes supplémentaires comme par exemple les recombinaisons dans la zone de charges d'espace. Il suppose de plus que les résistances série et parallèle sont ohmiques (nous verrons que ce n'est pas le cas de la résistance série, par effet Poole Frenkel). Bien que ce modèle permette la détermination empirique des résistances d'une diode, il ne facilite pas l'étude théorique des propriétés électriques.

1.4.1.2 La caractéristique $L - V$ et $L - I$ (ou $L - J$)

Comme son nom l'indique, une LED ("Light Emitting Device" en langue anglaise) émet de la lumière si elle est suffisamment alimentée électriquement, c'est-à-dire que la tension appliquée doit excéder une tension seuil propre à la LED. Pour les LED à base de GaN, cette tension seuil est théoriquement proche de $3V$, qui est du même ordre de grandeur que la tension de diffusion V_{bi} de jonction $p-n$ de ces LED, déterminée par l'expression (1.18).

$$q \times V_{bi} = E_g - k_B T \exp \left(\frac{N_v N_c}{N_a N_d} \right) \quad (1.18)$$

Dans l'expression (1.18), $q \times V_{bi}$ est appelée le potentiel interne de la jonction, E_g est la largeur de la bande interdite du GaN, N_c et N_v les densités d'états effectives dans les bandes de conduction et de valence, N_d et N_a les concentrations des dopants dans les parties n et p de la jonction.

Pour une jonction $p-n$ à base de GaN, en remplaçant les valeurs respectives de E_g , N_c , N_v , q , k_B du GaN dans l'équation (1.18), la valeur de la tension de diffusion V_{bi} à la température ambiante (300K) est une fonction des dopages : $V_{bi} = 0.025 \ln(N_d \times N_a) + 1.164(\text{eV})$. Par exemple, pour des dopages N_d et N_a de $5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ et $5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$, respectivement, la tension de diffusion est

environ $3.37V$. Cependant, les LED utilisées dans ce travail émettent bien que la tension appliquée soit plus faibles que $3V$.

Un exemple de la caractéristique $L - I - V$ est illustré en figure 1-20, L étant le flux lumineux. Il est à noter que le flux lumineux L (courbe continue en bleu) reste négligeable pour des tensions inférieures à une tension seuil, puis augmente exponentiellement en fonction de la tension appliquée avec une pente de $q/k_B T$ ($2.1V$ à $2.5V$) et semble saturer à hautes tensions. Ce comportement est similaire au comportement de la caractéristique $I - V$ (courbe en pointillé en noir). Le courant I augmente exponentiellement, avec une pente de $q/5k_B T$ dans un premier régime ($1.3V$ à $2.3V$) et une pente de $q/1.5k_B T$ dans un deuxième régime ($2.3V$ à $2.5V$) puis sature à des tensions supérieures à $2.5V$. Le premier régime de la caractéristique $I - V$ est non-radiatif. La presque cohérence entre le deuxième régime de la caractéristique $I - V$ et le régime exponentiel de la caractéristique $L - V$ suggère que le deuxième régime de la caractéristique $I - V$ correspond, au moins partiellement, aux recombinaisons dans les puits quantiques.

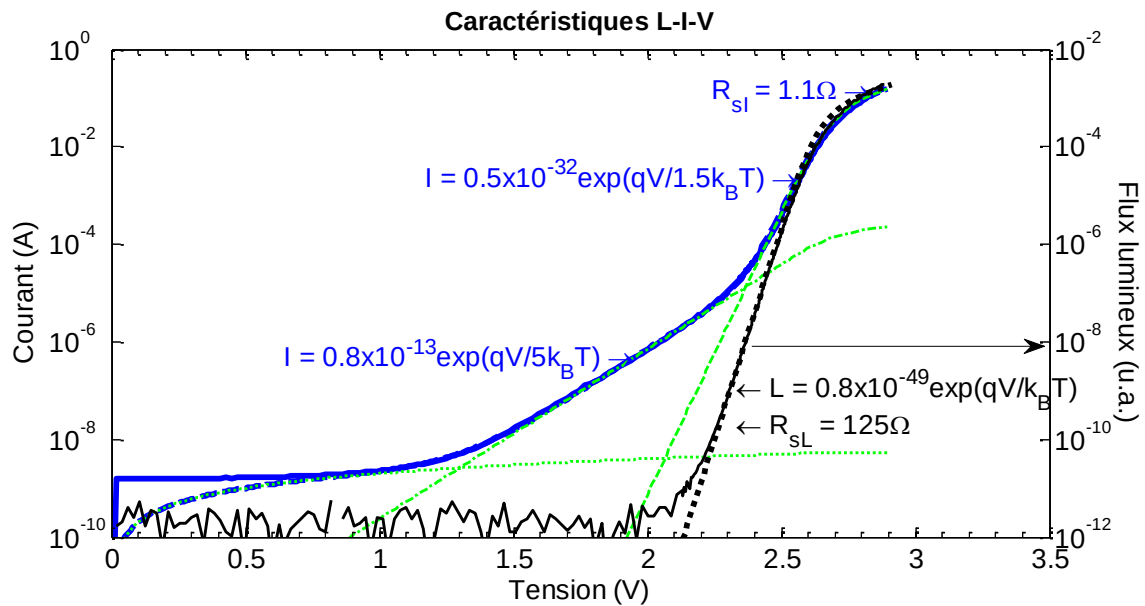


Figure 1-20 : Exemple de caractéristique $L - I - V$ de la LED DA1000 étudiée. Le flux lumineux (courbe continue en bleu) non nul pour des tensions inférieures à environ $2.4V$ correspond au bruit de fond de la mesure.

Idéalement, chaque électron injecté dans une LED devrait générer un photon et l'efficacité de la LED devrait être égale à l'unité. En réalité, l'efficacité d'une LED n'atteint pas l'unité à cause de diverses pertes à l'intérieur de la jonction et des zones neutres. En conséquence, le rapport entre le nombre de photons générés et le nombre d'électrons injectés est inférieur à l'unité. De plus, à haute tension ce rapport diminue à cause de l'intensification des pertes. Ainsi, le flux lumineux L n'est qu'une fonction sous-linéaire du courant I , comme l'illustre la figure 1-21.

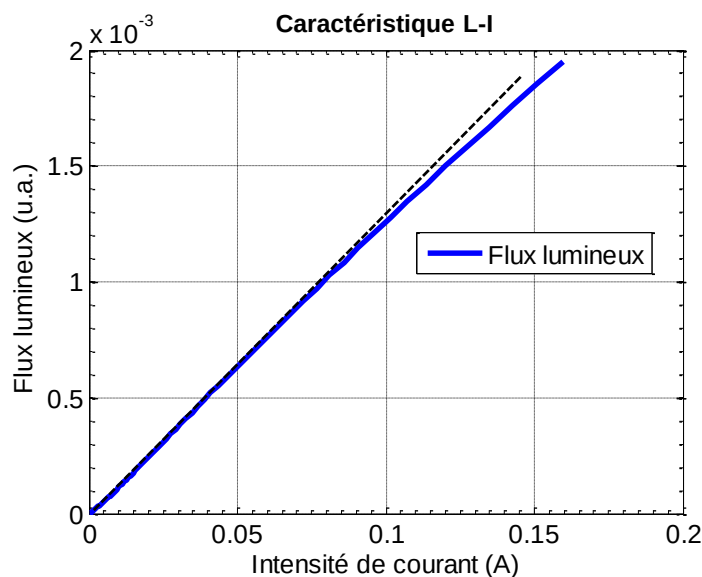


Figure 1-21 : Exemple de caractéristique $L - I$ de la LED DA1000 caractérisée dans ce travail. Le flux lumineux L est une fonction sous-linéaire du courant I .

1.4.2 Le rendement d'une LED et ses composantes

Comme mentionné dans la partie précédente, le rendement d'une LED, atteint rapidement un maximum pour ensuite décroître en fonction de la tension appliquée. Ce rendement ne concerne que la conversion des électrons en photons et se nomme le *rendement quantique interne* (IQE pour "internal-quantum efficiency" en langue anglaise). Le rendement quantique interne est généralement déterminé à l'aide de l'équation (1.19) (chapitre 5.1 de la référence [10]). Dans l'équation (1.19), P_{int} est la puissance optique émise par la zone active de la LED.

$$IQE = \eta_{int} = \frac{\text{nombre de photons émis par seconde}}{\text{nombre d'électrons injectés par seconde}} = \frac{P_{int}/(h\nu)}{I/q} \quad (1.19)$$

Cependant une fois généré, un photon peut ne pas être extrait de l'empilement formant la LED et ne pas contribuer au flux lumineux effectivement mesurable. Par exemple, le substrat ou les contacts peuvent absorber des photons. Autre exemple, à cause d'un fort indice de réfraction du GaN, les matériaux composant l'empilement de la LED peuvent également guider des photons par réflexion totale. L'ensemble de ces pertes de photons sont quantifiées par le *rendement d'extraction* (EXE – "extraction efficiency" en langue anglaise) et par l'équation (1.20) (chapitre 5.1 de la référence [10]). Dans l'équation (1.20), P est la puissance optique émise à l'extérieur de la LED et P_{int} la puissance optique émise par la zone active.

$$EXE = \eta_{extraction} = \frac{\text{nombre de photons sortant de la LED}}{\text{nombre de photons émis dans la LED}} = \frac{P/(h\nu)}{P_{int}/(h\nu)} \quad (1.20)$$

Afin qu'une LED émette des photons, des électrons et des trous doivent atteindre la zone active de la LED, c'est-à-dire les multiples puits quantiques. En traversant les différentes parties de la LED pour atteindre la zone active, les porteurs de charge peuvent échapper au processus de recombinaison-émission d'un photon en empruntant diverses voies de recombinaison non radiative (ou radiative, avec émission d'un photon n'ayant pas la bonne longueur d'onde), par exemple les recombinaisons Shockley-Read-Hall (SRH). Alors, le rendement d'une LED comporte également un terme caractérisant la capacité d'un couple électron-trou à atteindre la zone active pour s'y

recombinaison. Ce terme, le *rendement d'injection* de la LED, est également, par principe, inférieur à l'unité (1.21) (chapitre 5.1 de la référence [10]).

$$\eta_{injection} = \frac{\text{nombre d'électrons injectés dans la zone active}}{\text{nombre d'électrons injectés dans la LED}} \quad (1.21)$$

Puisque les termes précédemment décrits caractérisent des étapes en série dans le processus de conversion d'une puissance électrique en puissance optique, le rendement global d'une LED sera alors le produit de l'ensemble des processus en série.

Le produit du rendement quantique interne, du rendement d'extraction et du rendement d'injection est appelé le *rendement quantique externe* (EQE – “external quantum efficiency” en langue anglaise), et caractérise le nombre de photons émis à l'extérieur de la LED par électrons injectés dans la LED.

$$\eta_{ext} = \eta_{int} \times \eta_{extraction} \times \eta_{injection} \quad (1.22)$$

Une autre quantité importante exprime le rapport entre la puissance optique émise par une LED et la puissance électrique fournie à cette LED et se nomme l'efficacité à la prise (*wall-plug efficiency* – WPE),

$$WPE = \frac{P}{IV} \quad (1.23)$$

Dans ce travail de thèse, le rendement quantique interne (IQE) et le rendement d'injection sont étudiés, l'extraction étant supposée constante. D'après la littérature, l'IQE d'une LED peut être mesurée électriquement (par l'électroluminescence)[52] ou optiquement (par photoluminescence). En pratique, la caractérisation optique est plus largement utilisée que la méthode électrique.

Selon la méthode choisie, la détermination de l'IQE fournit différentes informations.

Par voie électrique, Kivisaari *et al.*[52] ont proposé une méthode de détermination de l'IQE en prenant en compte le transport des porteurs dans une LED sous l'influence d'une tension. L'IQE est calculée à partir du flux optique et du courant électrique fourni à la LED par une méthode directe, utilisant la puissance lumineuse de la LED correspondant au maximum d'EQE. Par des calculs mathématiques l'IQE et le rendement d'extraction $\eta_{extraction}$ peuvent être extraits des données de l'EQE, notamment en utilisant les valeurs maximales de l'EQE et du courant de recombinaison radiative (dénommées η_m et P_m dans la référence [52]).

Par voie optique, les porteurs de charge sont générés directement à l'intérieur de la zone active au lieu d'être injectés depuis les contacts. L'échantillon est pompé par des pulses de photons. L'absorption d'un photon crée une paire électron-trou dans la zone active qui peut soit s'échapper de cette zone[53] et contribuer à un courant de fuite, soit se désexciter radiativement ou non. A l'extinction du pulse de photons, la luminescence de l'échantillon décroît exponentiellement. Cette décroissance de la luminescence est caractérisée par la durée de vie radiative (τ_r) et la durée de vie non-radiative (τ_{nr}) des porteurs. L'IQE est alors calculé à l'aide de l'expression (1.24).[25], [31]

$$IQE = \frac{\frac{1}{\tau_r}}{\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}}} \quad (1.24)$$

Cette méthode est aussi appelée la *photoluminescence résolue en temps* (TRPL ou “time-resolved photoluminescence” en Anglais). Les calculs sont détaillés par Kim *et al.*[54] et Murotani *et al.*[55] Contrairement à la méthode de mesure d’IQE électrique, la méthode TRPL suppose que les électrons et les trous sont générés de manière équilibrée dans la zone active. Certes, des fuites existent mais comme le constatent Lim *et al.*[53], ces fuites seraient négligeables aux basses températures (par exemple à 8K d’après la référence [53]). Par conséquent, la balance de charge dans la zone active d’une LED soumise à une mesure de TRPL peut être supposée équilibrée.

1.4.3 Le droop

Comme mentionné dans la partie 1.4.1.2, le rendement (ou l’IQE) d’une LED diminue lorsque la tension appliquée (ou le courant injecté) augmente. En général, la caractéristique IQE-densité de courant d’une LED est composée de deux parties, comme l’illustre la figure 1-22.

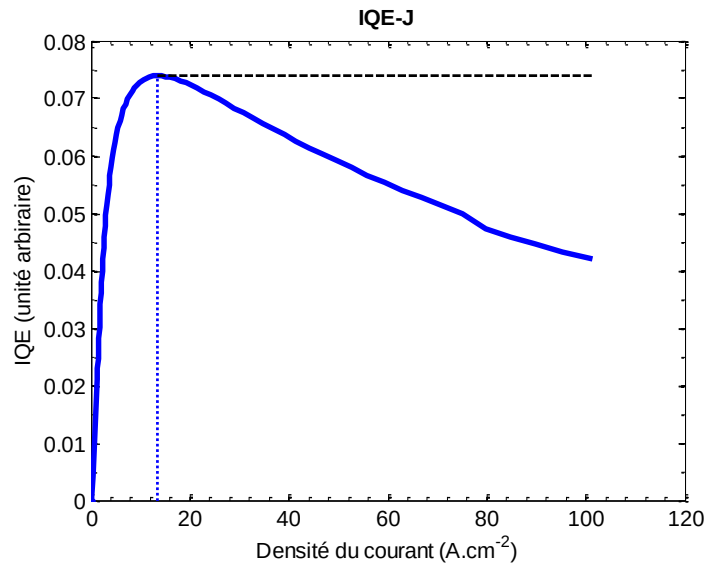


Figure 1-22 : Exemple d'une caractéristique $IQE - J$ (LED DA 1000).

- Pour les densités du courant comprises entre 0 et une valeur nommée J_{EffMax} (en l'occurrence approximativement $15 A.cm^{-2}$), le rendement de la LED augmente rapidement de 0 à une valeur maximale. Idéalement, la valeur maximale de l'IQE devrait être égale à 1.
- Au-delà de J_{EffMax} , le rendement chute lentement avec la densité du courant, au lieu de rester constant en suivant la ligne noire en pointillés de la figure 1-22, c'est-à-dire conserverait le même taux de conversion d'électrons en photons que pour la densité de courant J_{EffMax} . L'écart entre la caractéristique d'IQE de la LED réelle et la caractéristique d'IQE de la LED souhaitée représente la chute du rendement de la LED réelle, souvent connue par le terme “droop” en langue anglaise.

L'existence du droop est une problématique critique des LED à base de GaN. Pour des applications d'éclairage, les LED à base de GaN étant des dispositifs semiconducteurs, i.e. chers, doivent fonctionner à haute injection, typiquement à des densités de courant de l'ordre de $100 A.cm^{-2}$ ou plus. Or, à haute densité de courant, le rendement des LED est fortement réduit par rapport à sa valeur maximale, comme illustré en figure 1-22. En conséquence, comprendre la cause

de la perte de rendement d'une LED et réduire cette perte est un des thèmes les plus abordés par différents groupes de recherche dans le monde.

1.4.3.1 Mécanismes induisant le droop

Divers mécanismes sont proposés comme étant la principale cause de la chute du rendement quantique interne des LED. Les publications scientifiques privilégient deux mécanismes pour expliquer la chute de l'IQE : les recombinaisons non-radiatives Auger et la fuite des porteurs de charge de la zone active.

1.4.3.1.1 Les recombinaisons Auger

Les recombinaisons Auger sont largement suspectées d'être la cause principale de la chute d'IQE des LED à base de GaN. Le mécanisme Auger implique trois porteurs :

- Soit deux électrons et un trou (un électron et un trou se recombinent et transfèrent l'énergie de cette recombinaison à un électron – processus eeh),
- Soit deux trous et un électron (un électron et un trou se recombinent et transfèrent l'énergie à un trou – processus ehh).

Le porteur qui reçoit l'énergie de la recombinaison change de niveau d'énergie. Ce processus est appelé une recombinaison Auger directe. La conservation du moment cristallin k exige que les particules participant aux recombinaisons Auger aient une énergie cinétique non nulle, d'où une énergie de seuil ε_{th} de l'ordre de l'énergie de la bande interdite E_g du matériau (chapitre II.2 de la référence [56]). Ainsi, la probabilité du processus de recombinaison Auger directe est proportionnelle à $\exp(-\varepsilon_{th}/k_B T)$ et est très faible dans des matériaux de large bande interdite.

Cependant, un phonon ou une impureté peut fournir un moment cristallin suffisant pour éliminer ou compenser l'énergie de seuil des recombinaisons Auger directes. Il s'agit de perturbation du deuxième ordre de l'interaction électron-phonon (chapitre II.8 de la référence [56]). Ce processus est appelé une recombinaison Auger indirecte. Dans des semiconducteurs purs, les recombinaisons Auger assistées par des phonons sont les plus importantes. Dans des semiconducteurs fortement dopés, les recombinaisons assistées par des impuretés sont prédominantes. Les schémas des processus eeh direct et indirect sont illustrés en figure 1-23.

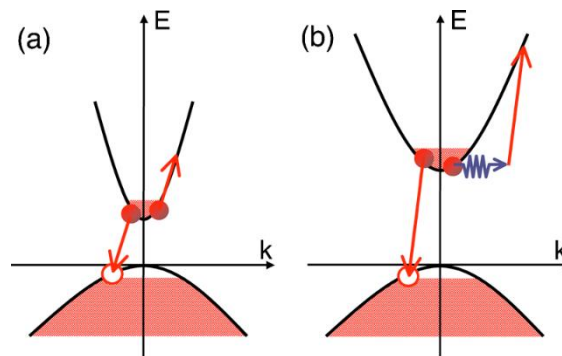


Figure 1-23 : Schémas des processus de recombinaison Auger eeh a) direct et b) indirect.[57]

Le taux de recombinaison Auger est donné par l'expression (1.25) (chapitre 1.12 de la référence [9], chapitre II.1 de la référence [56]).

$$R_{Auger} = C_n(n^2 p - nn_i^2) + C_p(p^2 n - pn_i^2) \quad (1.25)$$

Dans l'équation (1.25), C_n et C_p sont respectivement des coefficients des recombinaisons Auger eeh et ehh . Les termes n , p et n_i représentent respectivement les concentrations des électrons, des trous et des porteurs intrinsèques du matériau. A haute tension, si les concentrations des électrons et des trous sont comparables ($n \approx p$) ; le taux des recombinaisons Auger dans une LED peut être considéré comme proportionnel au cube de la concentration des porteurs de charge, n^3 . En conséquence, l'impact des recombinaisons Auger ne se manifeste qu'à haute tension ou forte injection de courant. A cause de leur nature non-radiative, les recombinaisons Auger sont mises en cause dans la chute d'IQE des LED à base de GaN.

En 2008, utilisant un modèle microscopique basé sur les équations de Bloch et de diffusion[58], Hader *et al.*[59] ont simulé l'ampleur des recombinaisons Auger **directes intra-bandes**¹⁸ dans le système (Al,Ga,In)N et conclu que les pertes induites par l'effet Auger sont trop faibles pour être responsables de la perte de rendement des LED. En effet, les coefficients des recombinaisons Auger **directes intra-bandes** dans le GaN sont de l'ordre de $10^{-34} \text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$ et insuffisants pour avoir un impact sur les caractéristiques électriques d'une LED pour des densités de courant inférieures à $10^4 \text{A} \cdot \text{cm}^{-2}$. En 2009, en incluant les recombinaisons Auger **directes inter-bandes**¹⁹, Delaney *et al.*[60] ont calculé les coefficients Auger direct dans (Ga,In)N par la théorie de la fonctionnelle de la densité (FP-DFT ou "first-principles density functional theory" en langue anglaise) et rapporté des valeurs aussi élevées que $2 \times 10^{-30} \text{cm}^6 \text{s}^{-1}$ lorsque l'énergie de la bande interdite est environ 2.5eV , ce qui permettrait aux processus Auger de devenir la principale cause de la chute d'IQE. Toutefois, ce coefficient se réduit significativement, pouvant atteindre $10^{-34} \text{cm}^6 \text{s}^{-1}$, si la largeur de bande interdite est supérieure à 2.5eV .

En 2011, en prenant les recombinaisons Auger phonon-assistées en compte, Kioupakis *et al.*[57] ont conclu à des valeurs plus élevées du coefficient Auger **indirect** qui sont de l'ordre de $10^{-31} \text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$ pour des valeurs de bande interdite de 2eV à 3.5eV (voir la figure 1-24). Les valeurs calculées théoriquement de Kioupakis *et al.* sont en bon accord avec les valeurs mesurées expérimentalement par Galler *et al.*[61] réalisées en 2012. Les coefficients des recombinaisons Auger **indirectes** assistées par des phonons ou des variations de la composition de l'alliage, calculées par Kioupakis *et al.*, sont illustrés en fonction de la largeur de la bande interdite dans la figure 1-24 ci-après.

¹⁸ Dans une recombinaison Auger eeh directe intra-bande, l'électron dans la bande de conduction la plus basse reçoit l'énergie de la recombinaison et se déplace à un niveau d'énergie dans la même bande.[60]

¹⁹ Dans une recombinaison Auger eeh directe inter-bande, l'électron dans la bande de conduction la plus basse reçoit l'énergie de la recombinaison et se déplace à un niveau d'énergie dans la deuxième plus basse bande de conduction.[60]

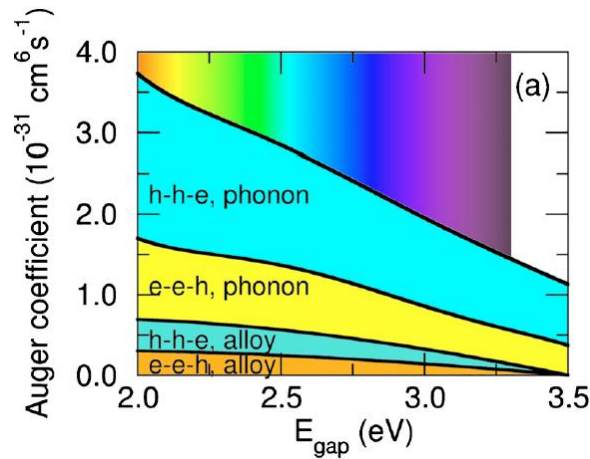


Figure 1-24 : Les coefficients des recombinaisons Auger assistées par des phonons ou des variations de la composition de l'alliage ("alloy") dans le matériau InGaN.[62]

Les valeurs de ces coefficients sont de l'ordre de $10^{-31} \text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$, soit plus d'un ordre de grandeur plus élevées que celles des coefficients des recombinaisons Auger **directes** citées précédemment. Les valeurs trouvées par Galler *et al.*[61] varient entre 3 et $4 \times 10^{-31} \text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$. D'autres valeurs expérimentales du coefficient de recombinaisons Auger indirectes sont également rapportées : Brendel *et al.*[63] trouvent une valeur d'environ $1.8 \times 10^{-31} \text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$ et Scheibenzuber *et al.*[64] une valeur d'environ $4.5 \times 10^{-31} \text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$.

En 2013, Iveland *et al.*[65], par mesure directe des électrons émis dans le vide par une LED sous injection électrique, ont conclu que les processus Auger sont à l'origine de la chute d'IQE. Le schéma de bande de l'expérience d'Iveland *et al.* est illustré par la figure 1-25 et sera expliqué dans les paragraphes suivants.

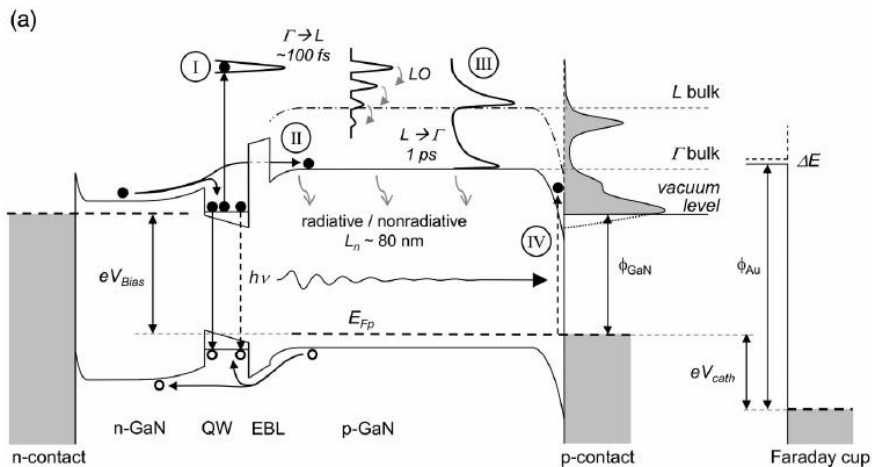


Figure 1-25 : Le schéma de bande de l'expérience réalisée par Iveland *et al.*[65]

L'échantillon, composé de 8 puits quantiques, est placé sous vide et sa surface césée (afin de diminuer le travail de sortie des électrons). Sous l'influence d'une injection électrique, certains électrons dans l'échantillon peuvent s'échapper du puit quantique (QW) pour atteindre le contact *p* par différentes méthodes : franchir la barrière d'énergie (EBL) par effet tunnel ou par émission thermo-ionique (processus II de la figure 1-25). Ces électrons perdent leur énergie en arrivant au

contact p (processus IV) et sont appelés des électrons « froids », leur vitesse thermique étant de l'ordre de 10^5 cm.s^{-1} .

D'autres électrons, nommés électrons « chauds » possèdent des énergies largement supérieures à celles des électrons « froids », peuvent être créés par les recombinaisons Auger eeh dans le puits quantique (processus I) et occupent différents niveaux de la bande de conduction (processus III). Si ces électrons ne perdent pas totalement leur énergie en arrivant à l'interface GaN- p /vide, ils peuvent s'échapper à la surface du GaN- p et être récoltés par un détecteur placé face à l'échantillon.

Le spectre d'émission électronique mesuré par Iveland *et al.* est illustré en figure 1-26 (page 30). Le pic d'émission à haute énergie (environ 2 eV) correspondant aux électrons « chauds » apparaît à partir d'un courant de 4 mA (densité de courant de 1.6 mA.cm^{-2}). Selon Iveland *et al.*, la recombinaison Auger est le seul mécanisme capable de générer ces électrons, avec les hypothèses suivantes :

- A l'issue des recombinaisons Auger, ces électrons « chauds » sont excités de la vallée Γ (au centre de la zone de Brillouin) à des vallées satellites (notées « L ») dans la bande de conduction.
- L'énergie correspondant à ces vallées « L » est suffisamment élevée pour que les électrons « chauds » ne perdent pas totalement leur énergie avant d'atteindre la surface du GaN- p . Ainsi, les électrons « chauds » détectés à la sortie du GaN- p seraient originaires de ces vallées « L », et générés par les recombinaisons Auger.
- Le champ électrique à la surface du GaN- p n'excite pas des électrons (processus IV dans la figure 1-25) à un niveau suffisamment élevé pour être considérés comme des électrons « chauds ». Les électrons accélérés par ce champ à l'extérieur du GaN- p sont considérés « froids ».

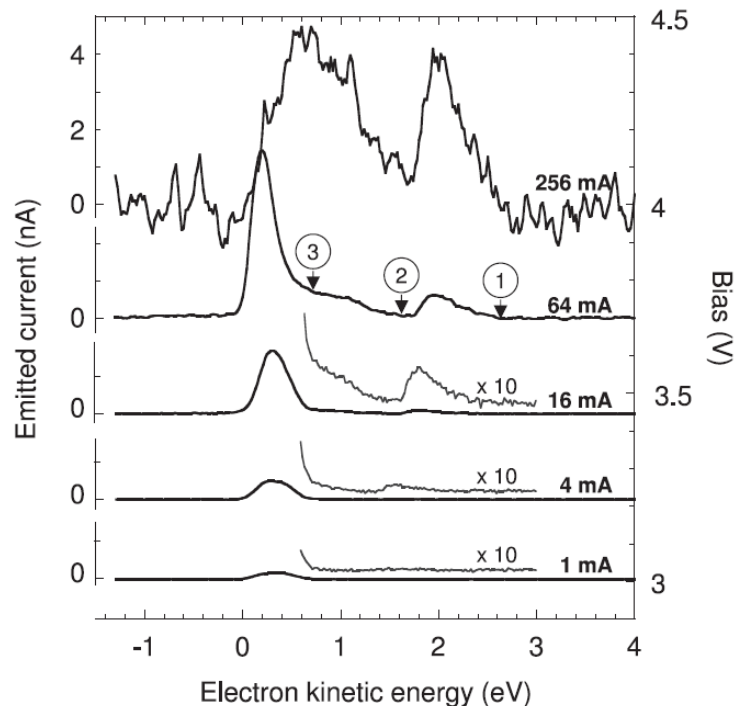


Figure 1-26 : Spectre d'émission électronique mesuré par Iveland *et al.* en fonction de l'énergie des électrons à des intensités de courant de 1 mA , 4 mA , 16 mA , 64 mA et 256 mA (densité de courant respectivement de 0.4 mA.cm^{-2} , 1.6 mA.cm^{-2} , 6.4 mA.cm^{-2} et 102.4 mA.cm^{-2}). Deux pics d'émission existent et correspondent à des électrons

froids (faible énergie, marquée 3) et des électrons chauds (énergie élevée, marquée 1). Les électrons correspondant au pic intermédiaire (marqué 2) sont de même origine que les électrons chauds.[65]

Le pic d'émission à environ $0.5eV$ correspond aux électrons « froids » (à faible énergie), probablement générés par la réabsorption des photons émis à la surface de l'échantillon.[65], [66] Le pic d'émission à environ $2eV$ est lié aux recombinaisons Auger.

Les intensités des courants d'électrons émis dans le vide et du flux lumineux émis par la LED sont caractérisées et illustrées en fonction de l'intensité du courant électrique dans la figure 1-27 (page 31).

Dans la figure 1-27-a, les intensités des courants des électrons « froids » et des électrons « chauds » sont représentées par les triangles pointant respectivement vers le bas et vers le haut, l'intensité lumineuse par des cercles vides. L'ordonnée correspondant au courant d'électron est à droite et celle correspondant à l'intensité lumineuse est à gauche. La ligne continue représente l'intensité lumineuse souhaitée en absence du "droop". A une intensité lumineuse donnée, l'écart entre le courant réel (cercle vide) et le courant sans le "droop" (ligne continue) est appelée le courant « supplémentaire » (SC) ou le courant "droop".

Dans la figure 1-27-b, le courant des électrons « chauds » (qui sont générés par les recombinaisons Auger) est illustré en fonction du courant "droop" par des triangles et présente une forte corrélation linéaire. Le rapport entre le courant des électrons « chauds » et le courant "droop" est de l'ordre de 10^{-6} et correspond à la valeur estimée par Iveland *et al.* en tenant compte de :

- Une fraction de 1% du courant participant à l'émission qui n'est pas ombré par le contact,
- Un facteur 1/2 d'électrons « chauds » détectés car la moitié de ces électrons sont émis dans la direction opposée à la surface de l'échantillon, donc au détecteur,
- Une fraction importante d'électrons « chauds » se recombinant dans l'échantillon sans atteindre le détecteur et
- Une efficacité d'émission de l'ordre d'environ 10^{-3} puisque la césiation de la surface de l'échantillon n'est pas optimisée.

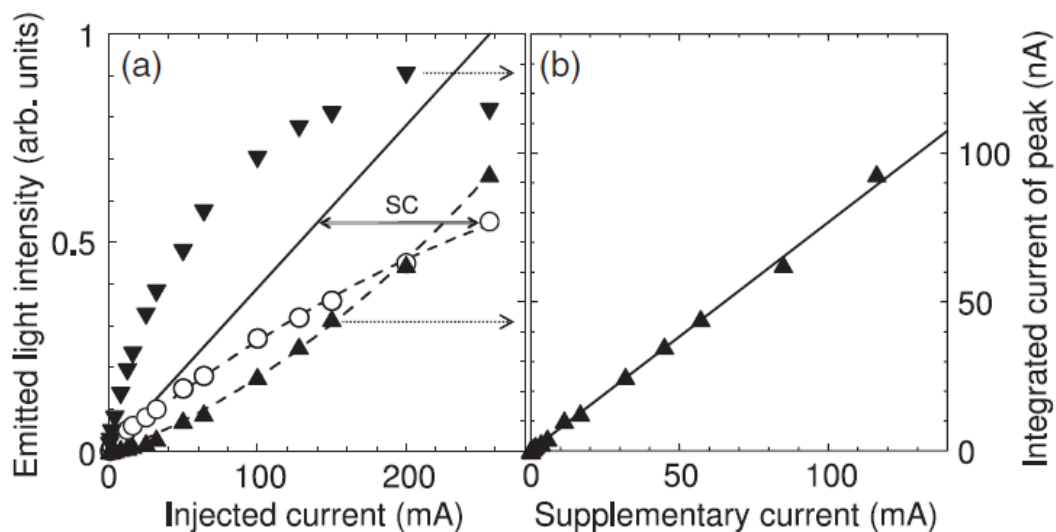


Figure 1-27 : a) L'intensité du courant des électrons « froids » (triangle plein pointant vers le bas, axe vertical à droite), l'intensité du courant des électrons « chauds » (triangle plein pointant vers le haut, axe vertical à droite) et l'intensité du

flux lumineux (cercle vide, axe vertical à gauche) en fonction de l'intensité du courant. b) L'intensité du courant de droop en fonction du courant des électrons « chauds » (triangle, axe vertical à droite).[65]

En conséquence, Iveland *et al.* concluent que les recombinaisons Auger sont la cause principale du “droop” dans les LED à base de GaN.

Cependant, Bertazzi *et al.*[67] remettent en question les résultats d'Iveland *et al.*, montrant que :

- La première hypothèse qu'utilisent Iveland *et al.* est probablement la seule qui est justifiée. Des vallées « L » existent dans le matériau GaN. L'écart entre ces niveaux d'énergie et l'énergie de la bande de conduction est entre 2.25eV et 3.1eV .
- Les électrons créés par les recombinaisons Auger dans ces vallées « L » peuvent se désexciter au niveau le plus bas de la bande de conduction suffisamment vite avant d'atteindre la surface du GaN-*p*.
- Par simulation, le champ électrique à la surface du GaN-*p* peut s'étendre sur 10nm et atteindre une valeur maximale de $6\text{MV}.\text{cm}^{-1}$. Sous l'effet du champ électrique, les électrons de toute nature (générés par l'effet Auger ou fuyant de la zone des puits quantiques) sont suffisamment accélérés afin de créer le pic d'émission à haute énergie observé en figure 1-26. Ce pic d'émission semble lié à la courbure de bande à la surface du GaN-*p* au lieu des énergies des vallées « L » dans la bande de conduction, comme le supposent Iveland *et al.* Par conséquent, l'hypothèse que ce pic ne peut être généré que par les électrons issus des recombinaisons Auger d'Iveland *et al.* ne semble pas valable.

Ainsi, les arguments de Bertazzi *et al.* remettent en question les hypothèses de travail de Iveland *et al.* et, en conséquence, la conclusion sur le rôle majeur des recombinaisons Auger sur le “droop”.

Binder *et al.*[68] et les chercheurs de l'entreprise OSRAM ont également suggéré que la chute du rendement dans les puits quantiques InGaN est imputable aux recombinaisons Auger, et ce par voie de photoluminescence. Le schéma de l'expérience de Binder *et al.*[68] est illustré en figure 1-28. Les échantillons étudiés disposent de puits quantiques UV (correspondant à une longueur d'onde de 390nm) séparés l'un de l'autre par des puits quantiques verts (longueur d'onde de 540nm). Sous l'influence d'un pompage photonique d'une longueur d'onde de 450nm , des paires électron-trou sont créées dans les puits quantiques verts. Une proportion de ces électrons et trous s'échappe de ces puits quantiques, grâce aux recombinaisons Auger, pour se recombiner avec d'autres porteurs dans les puits quantiques UV adjacents. Le taux des recombinaisons Auger dans les puits quantiques verts est supposé proportionnel à l'intensité du flux lumineux émis par les puits quantiques UV.

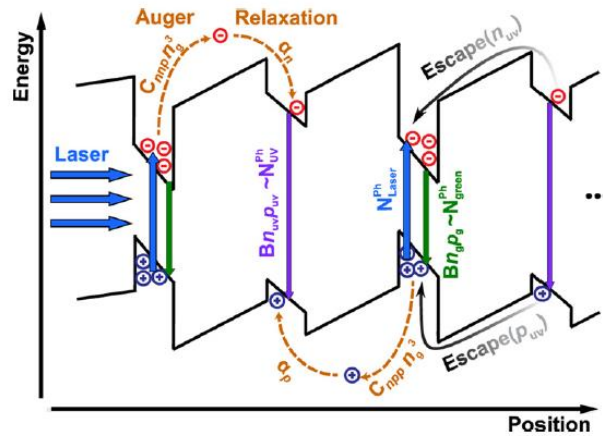


Figure 1-28 : Le schéma de l'expérience réalisée par Binder *et al.* Sous l'effet d'un laser UV, des paires électron-trou sont générées dans les puits quantiques verts. Une partie de ces électrons et trous sont excités par l'effet Auger, se déplacent dans un puit quantique UV adjacent et se recombinent radiativement dans ce puits. L'intensité du flux UV éventuellement émis est supposé proportionnelle au taux de recombinaisons Auger dans les puits quantiques verts.[68]

En mesurant l'intensité du flux UV, Binder *et al.*[68] constatent que dans les puits quantiques verts, environ 1% de la chute du rendement peut être imputée aux recombinaisons Auger. Cependant, d'après Binder *et al.*, le rapport réel devrait être plus élevé si l'on considère les pertes d'électrons et de trous lors des déplacements de ces porteurs d'un puit quantique vert vers un puits quantique UV. Basé sur ces résultats, Binder *et al.*[68] concluent que les recombinaisons Auger sont la cause principale de la chute du rendement des LED.

En 2014, toujours dans le but d'étudier l'origine du "droop", Murotani *et al.* (équipe du professeur Amano²⁰)[55] ont réalisé des caractérisations de photoluminescence résolue en temps (TRPL) sur une LED GaN/(Ga,In)N à 5K et à 300K. Pour estimer les durées de vie radiative et non-radiative de la photoluminescence, Murotani *et al.* utilisent l'équation (1.24). Les résultats montrent que **la durée de vie radiative** diminue avec l'intensité d'excitation et est quasiment constante à forte excitation, impliquant que la chute d'IQE n'est pas liée à une réduction du taux de recombinaison radiative. En revanche, à forte excitation, **la durée de vie non-radiative** diminue avec l'intensité d'excitation (voir la figure 1-29-a) à 5K aussi bien à 300K (figure 1-29-b).

²⁰ Prix Nobel de Physique en 2014.

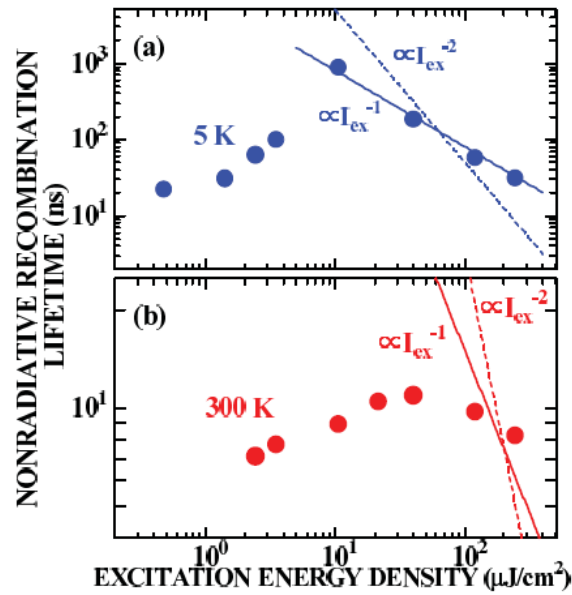


Figure 1-29 : La durée de vie non-radiative de l'échantillon caractérisé par Murotani à 5K et 300K. Les droites continues et en pointillé illustrent respectivement les relations $\tau_{nr} \propto I_{ex}^{-1}$ et $\tau_{nr} \propto I_{ex}^{-2}$. [55]

De plus, la décroissance de la durée de vie non-radiative en fonction de l'intensité d'excitation illustrée dans la figure 1-29 peut être modélisée par une loi $\tau_{nr} \propto I_{excitation}^{-1}$ à 5K (ligne continue dans la figure 1-29-a. A 300K (figure 1-29-b), cette loi est caractérisée par un exposant inférieur à -1 . Cependant, une décroissance de la durée de vie non-radiative régie par les recombinaisons Auger suivrait une loi $\tau_{nr} \propto I_{excitation}^{-2}$ (ligne discontinue). Ainsi, Murotani *et al.* [55] suggèrent que la chute d'IQE des LED ne peut s'expliquer simplement par des recombinaisons Auger. La détermination de l'ampleur des recombinaisons Auger dans la chute d'IQE nécessite des études plus approfondies. [69]

1.4.3.1.2 La fuite des porteurs de charge de la zone active

Le deuxième mécanisme largement évoqué comme cause de la chute d'IQE est la fuite des porteurs de la zone active à cause d'un déséquilibre des charges (en langue anglaise "overflow"). Ce mécanisme est résumé par la figure 1-30.

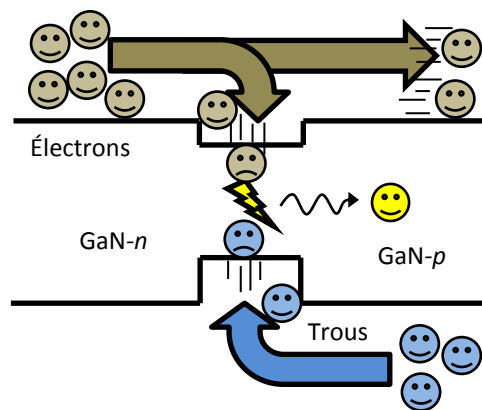


Figure 1-30 : Schéma des courants de transport et du courant de fuite dans une LED.

Le déséquilibre des porteurs dans une LED à base de GaN s'apprécie, entre autres, par les différences de mobilité entre les trous et les électrons. En effet, dans GaN, la mobilité des trous est de l'ordre de $10 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, [14], [70], [71] largement inférieure à la mobilité des électrons qui peut

varier entre 200 et $1400\text{cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$. [14], [72]–[74] De par leur mobilité importante dans le GaN, les électrons sont plus susceptibles de s'échapper de la zone active que les trous.

Les hauteurs de barrières s'opposant à la circulation des trous et des électrons pourraient également contribuer au déséquilibre des porteurs. Ces barrières sont d'une part formées par la différence de largeur des bandes interdites, ou l'offset de bande, de deux matériaux adjacents. Pour les électrons (les trous) cet offset est appelé l'offset de bande de conduction (ΔE_c) (l'offset de bande de valence ΔE_v). D'autre part, à ces offsets de bande s'ajoutent les barrières énergétiques causées par les champs de polarisation, [69] et l'ionisation des dopants. [75] Les barrières induites par les contacts aux électrodes ne provoquent qu'un décalage de tension de fonctionnement d'une LED et ne sont généralement pas prises en compte.

Dans la littérature, la barrière pour les électrons est souvent plus élevée que celle pour les trous, impliquant que la différence entre les hauteurs des barrières serait favorable pour une fuite de trous. En effet, par simulation, Ünlü *et al.* [76] calculent les rapports entre les offsets des bandes de conduction (ΔE_c) et de valence (ΔE_v) pour les interfaces GaN/(Ga,In)N et GaN/(Ga,Al)N. Le rapport $\Delta E_c/\Delta E_v$ est $0.4/0.6$ pour l'interface GaN/(Ga,In)N et $0.78/0.22$ pour l'interface GaN/(Ga,Al)N. Par des mesures de photoluminescence, Westmeyer *et al.* [77] proposent un rapport $\Delta E_c/\Delta E_v$ de $0.57/0.43$ pour l'interface GaN/AlN. Ainsi, les barrières (Ga,Al)N devraient s'opposer au transport des électrons plus efficacement qu'au transport des trous. Autrement dit, le courant de fuite d'électrons devrait être plus faible que le courant de fuite de trous. Cependant, dans les LED à base de GaN, le courant de fuite de trous semble être négligeable par rapport au courant de fuite d'électrons (chapitre 4.10 et 7.4 de la référence [10], chapitre 13.5.2 de la référence [78]) d'autant plus que dans la zone active la concentration des électrons est largement supérieure à celle des trous.

Dans une LED à base de GaN, un excès d'électrons dans la zone active impacte négativement le rendement de la LED. Le surplus d'électrons sortant de la zone active se dirige vers l'anode sous l'action du champ électrique présent dans la couche de GaN-*p* et peut se recombiner non radiativement avec des trous dans la couche de GaN-*p*. Afin de restreindre la fuite d'électrons, maintenant quasi systématiquement une barrière (Ga,Al)N dite de blocage électronique est introduite entre la zone active et la couche de GaN-*p* des LED. Cependant, cette barrière, difficile à réaliser, ne garantit pas un blocage total.

Par des simulations de la fuite des porteurs renforcée par un champ de polarisation dans les multiples puits quantiques, en 2007, M.-H. Kim *et al.* [69] ont suggéré que les fuites d'électrons pourraient être la cause dominante de la chute de l'efficacité d'une LED. Ce champ de polarisation peut être causé par des charges de polarisation à l'interface entre les matériaux GaN, (Ga,In)N ou (Ga,Al)N. A l'aide du simulateur APSYS, en variant les compositions d'indium et d'aluminium des puits quantiques et des barrières, Kim *et al.* [69] modélisent les structures de bandes de différentes LED (voir la figure 1-31).

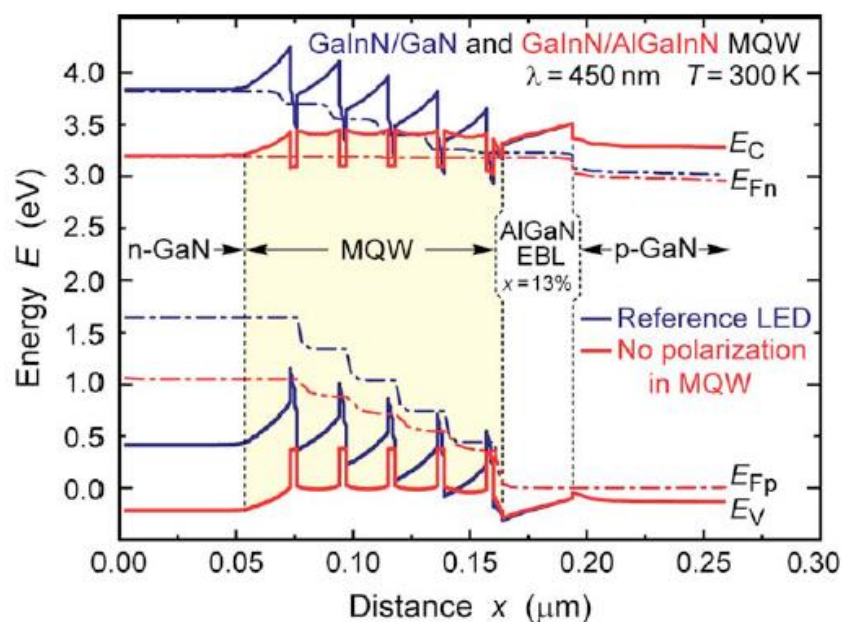


Figure 1-31 : Structures de bande à 350mA de LED à barrières GaN (bleu) et à barrières (Al,Ga,In)N (rouge) modélisées par Kim *et al.*[69] En ajustant les compositions d'aluminium et d'indium dans les barrières (Al,Ga,In)N, Kim *et al.* neutralisent les charges de polarisation aux interfaces des puits quantiques. Ainsi, les barrières triangulaires de la structure (Ga,In)N/GaN n'existent pas dans la structure (Ga,In)N/(Al,Ga,In)N. Par conséquent, par rapport à la tension de polarisation de la structure de référence (Ga,In)N/GaN, la tension de polarisation à 350mA de la structure (Ga,In)N/(Al,Ga,In)N est inférieure.

Les barrières d'énergie en GaN entre les puits quantiques en (Ga,In)N de la LED « de référence » (en bleu) dans la figure 1-31 sont triangulaires à cause du champ de polarisation induit par le désaccord de polarisation entre les matériaux GaN et (Ga,In)N. Afin que les électrons puissent dépasser ces barrières triangulaires, une large tension est nécessaire. Par ailleurs, à cause du champ de polarisation, à une intensité de courant de 350mA, la bande de conduction de la partie GaN-*n* est plus élevée que celles de la partie GaN-*p*, favorisant une fuite d'électrons vers le GaN-*p*. En remplaçant les barrières en GaN par les barrières en (Al,Ga,In)N (en rouge), les polarisations dans la zone des puits quantiques sont réduites et les barrières d'énergie deviennent plus plates. En conséquence, la bande de conduction du GaN-*n* est moins élevée que celle du GaN-*p*, réduisant le courant de fuite d'électrons vers le GaN-*p*.

Kim *et al.*[69] font également varier la composition de la couche de blocage d'électrons (EBL). Comme illustré en figure 1-31, à cause du champ de polarisation, la bande de conduction de l'EBL en (Ga,Al)N est courbée, réduisant la barrière effective pour les électrons. En présence du matériau quaternaire (Al,Ga,In)N à la place du matériau (Ga,Al)N, ce champ de polarisation est minimisé, ainsi les électrons sont bloqués plus efficacement. Les rendements calculés des LED avec les barrières et la couche de blocage en (Al,Ga,In)N sont comparés aux rendements de référence dans la figure 1-32 (page 37).

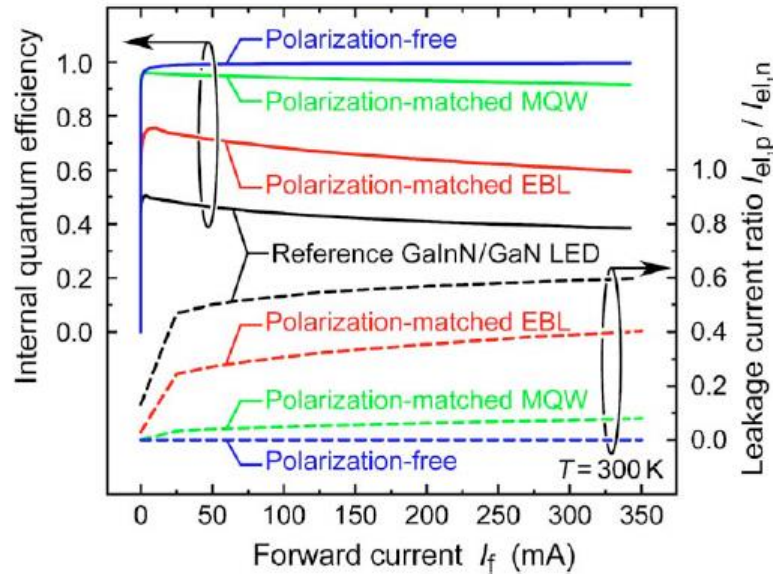


Figure 1-32 : Les rendements quantiques internes (axe vertical à gauche) et les rapports (axe vertical à droite) entre le courant de fuite d'électrons ($I_{el,p}$) et le courant total d'électrons ($I_{el,n}$) des LED sans aucun champ de polarisation (bleu), sans champ de polarisation dans les puits quantiques (vert), sans champ de polarisation dans la couche de blocage d'électrons (rouge) et de la LED « de référence » (noir).[69]

Les rendements quantiques internes (lignes continues) et les courants de fuite (lignes discontinues) des LED simulés par Kim *et al.*[69] sont illustrés en fonction de l'intensité du courant en figure 1-32. Le rendement d'une LED « souhaitable » tracé en bleu augmente avec le courant et ne chute pas. Le rendement de la LED « de référence » en noir est le plus faible et possède la plus forte chute en fonction du courant. En réduisant le champ de polarisation aux interfaces de l'EBL (courbe en rouge), le rendement de la LED en fonction du courant augmente à une valeur maximale plus élevée que celle de la LED « de référence ». Cependant la pente de la chute ne s'améliore pas. En réduisant le champ de polarisation dans la zone des puits quantiques (courbe en vert), le rendement de la LED augmente davantage, et la pente devient moins raide. Inversement, le courant de fuite de la LED « de référence » (courbe en noir) est le plus important. Le courant de fuite diminue lorsque la polarisation dans l'EBL est atténuée (courbe en rouge). Le courant de fuite est au plus faible quand les différences de polarisation dans la zone des puits quantiques (courbe en vert) est réduite. En conséquence, Kim *et al.*[69] concluent que la fuite d'électrons facilitée par les champs de polarisation dans la zone active d'une LED est responsable de la chute du rendement.

En 2008, en comparant les propriétés optiques et électriques des LED disposant de barrières (Al,Ga,In)N avec des LED à barrières GaN, Schubert *et al.*[79] ont expérimentalement souligné le rôle du champ de polarisation dans la chute du rendement. Les rendements expérimentaux d'une LED GaN/(Ga,In)N et d'une LED disposant de barrières (Al,Ga,In)N en fonction du courant sont illustrés en figure 1-33 (page 38). Le rendement de la LED GaN/(Ga,In)N chute drastiquement après avoir atteint la valeur maximale. En revanche, bien que la valeur maximale du rendement de la LED (Al,Ga,In)N/(In,Ga)N soit plus faible que celle de la LED GaN/(In,Ga)N, la chute du rendement est moins prononcée lorsque le courant augmente et son efficacité à fort densité de courant (supérieure à 50 A.cm^{-2}) est meilleure.

D'autres travaux supportant une fuite d'électrons renforcée par un fort champ de polarisation ont également été publiés.[80]–[82]

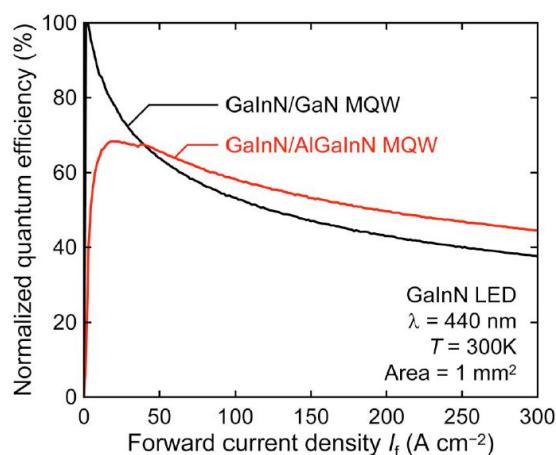


Figure 1-33 : Les rendements relatifs d'une LED GaN/(Ga,In)N (noir) et d'une LED GaN/(Al,Ga,In)N (rouge) en fonction de l'intensité du courant, normalisés au rendement maximal de la LED GaN/(Ga,In)N (courbe noire). Le rendement maximal de la LED avec les barrières (Al,Ga,In)N est moins élevé mais la chute du rendement de cette LED est plus faible par rapport à la LED GaN/(Ga,In)N.[79]

Une nouvelle approche invoquant des mesures en température a été récemment rapportée. En 2015, afin d'étudier l'origine du "droop", Jung *et al.*[83] ont établi le profil thermique d'une LED à différentes densités de courant. Le schéma de l'expérience de Jung *et al.*[83] est illustré en figure 1-34. L'échantillon LED est clivé pour exposer les couches épitaxiées. Par microscopie thermique à balayage (SThM pour "scanning thermal microscopy" en langue anglaise, voir la référence [84]), une pointe en Au:Cr²¹ mesure les flux thermiques en fonction de la position dans les couches épitaxiées lorsqu'un courant est injecté. Un circuit électronique traite le signal reçu.

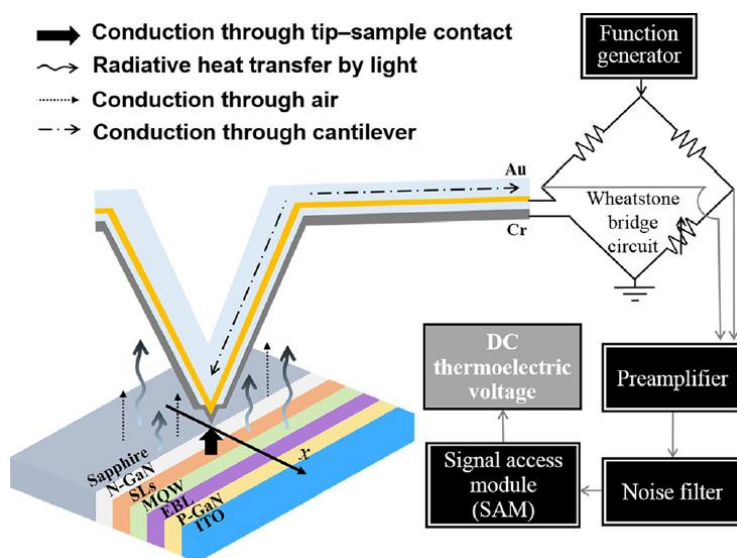


Figure 1-34 : Schéma du profilage thermique d'une LED de Jung *et al.*[83] Le générateur de fonction chauffe la pointe de mesure afin de compenser des effets parasites survenus lors des mesures, par exemple le transfert thermique par l'air de l'échantillon à la pointe de mesure ou le changement topographique de l'échantillon, selon le principe de la méthode "Null-Point Scanning Thermal Spectroscopy" (NP SThM).[84]–[87]

²¹ AuCr est chimiquement inerte, par exemple aux solutions de gravure pour silicium : "[...] since the noble metal withstands the silicon etchant (EDP) better than aluminium." (page 40, H. Bau, N. F. DeRooy, and B. Kloeck, *Sensors, 7 a Comprehensive Survey*. Weinheim: Wiley-VCH, 1993.)

Premièrement, le rendement quantique externe (EQE) de l'échantillon LED est mesuré. Le rendement (non illustré ici) augmente et atteint la valeur maximale à la densité de courant de $3.48 A.cm^{-2}$ puis décroît. Deuxièmement, le profil thermique de l'échantillon est établi à quatre densités du courant : $3.48 A.cm^{-2}$ (correspondant au pic du rendement), $10.02 A.cm^{-2}$, $15.38 A.cm^{-2}$ et $22.09 A.cm^{-2}$ (correspondant à la chute du rendement). Les profils de température à ces densités du courant sont respectivement présentés dans la figure 1-35.

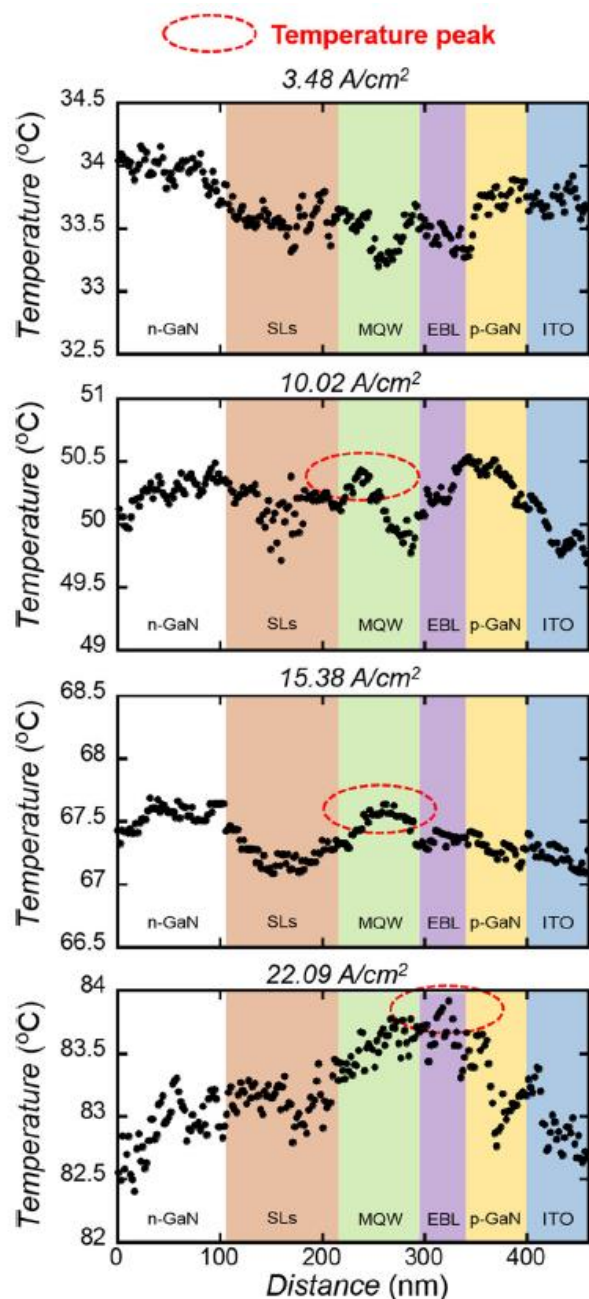


Figure 1-35 : Profils thermiques de l'échantillon LED caractérisé par Jung *et al.*[83] respectivement à $3.48 A.cm^{-2}$, $10.02 A.cm^{-2}$, $15.38 A.cm^{-2}$ et $22.09 A.cm^{-2}$. Lorsque la densité du courant augmente, le pic de température se déplace vers le GaN-p.

A $3.48 A.cm^{-2}$, aucun pic de température n'existe car à cette densité du courant, le rendement de l'échantillon est maximal et les pertes thermiques sont faibles. Lorsque la densité du courant augmente à $10.02 A.cm^{-2}$ et $15.38 A.cm^{-2}$, le rendement de la LED chute et un pic de

température apparaît dans la zone des multiples puits quantiques (MQW). Ce pic de température peut être imputable aux recombinaisons non-radiatives SRH et Auger dont l'énergie se dissipe sous forme de chaleur. A 22.09 A.cm^{-2} , le pic de température se déplace vers la couche de blocage d'électron (EBL). Ce pic est probablement causé par les électrons fuyant la zone des multiples puits quantiques et se recombinant avec les trous présents dans la couche EBL ou la partie GaN-*p*. De ces résultats, Jung *et al.*[83] ont supposé qu'à haute densité de courant, la fuite des électrons pourrait devenir la cause principale de la chute du rendement.

Cependant, Jung *et al.* ont également admis que le courant des électrons fuyant la zone des multiples puits quantiques n'est qu'une des possibles causes du pic de température dans la couche EBL. Des électrons « chauds » créés par les recombinaisons Auger dans la zone des puits quantiques peuvent se thermaliser, ou s'échapper de cette zone, et se déplacer en direction de la partie GaN-*p* (d'après Iveland *et al.*[65]). Une partie de ces électrons peuvent se recombiner avec les trous dans l'EBL avant d'atteindre la partie GaN-*p* et contribuer au pic de température dans la couche EBL observé par Jung *et al.* Dans ce cas, les électrons de fuite et les électrons créés par les recombinaisons Auger sont indiscernables.

Toujours dans le but d'étudier l'origine du "droop", Han *et al.*[50] ont réalisé des mesures d'électroluminescence en fonction de la température sur deux échantillons commerciaux possédant différentes densités de dislocations. Les résultats des mesures en température de Han *et al.* suggèrent que :

- Dans l'échantillon avec une densité de dislocations plus élevée, la chute du rendement de la LED est liée aux courants de fuite assistés par l'effet tunnel et les dislocations.
- Dans l'échantillon avec une densité de dislocations plus faible, la chute du rendement de la LED est liée aux courants de fuite au-dessus de la couche EBL. Ces courants peuvent être causés par les champs de polarisation dans la zone des puits quantiques,[69], [79] l'asymétrie entre les propriétés de transport des électrons et des trous,[88] ou la saturation du taux de recombinaison radiative.[89]–[91]

Ainsi, les courants de fuite sont suggérés comme la cause de la chute du rendement des échantillons de Han *et al.*[50]

Notons que les résultats récemment publiés semblent suggérer que les recombinaisons Auger et la fuite des porteurs de charge de la zone active soient les deux faces d'une même pièce. En effet, lors de la mesure du courant des électrons chauds émis à la surface du GaN-*p*, Iveland *et al.*[65] impliquent que ces électrons – créés par les recombinaisons Auger dans le puits quantique – possèdent suffisamment d'énergie pour s'échapper du puits quantique, franchir la barrière de blocage d'électrons et se déplacer vers l'anode. Parallèlement, lors du profilage de la température dans un échantillon LED, Jung *et al.*[83] admettent que les électrons « chauds » générés par les recombinaisons Auger dans le puits quantique peuvent être à l'origine du pic de température observé dans la couche de blocage d'électrons. De plus, le mécanisme de recombinaison Auger *eeh* étant plus important que le mécanisme *ehh* (d'après Nirschl *et al.*[92]), la recombinaison Auger est d'autant plus importante que la quantité des électrons excède celle des trous dans la zone active d'une LED. Dans cette configuration, une fuite d'électrons est également favorisée. Ainsi, la chute du rendement d'une LED pourrait être provoquée par un déséquilibre de la balance des charges dans la zone active dont les effets intermédiaires comprendraient les recombinaisons Auger et la fuite d'électrons.

1.4.3.1.3 D'autres mécanismes induisant la chute du rendement

En dehors de ces deux principales écoles de pensée, plusieurs groupes ont indiqué d'autres mécanismes pouvant conduire à la chute du rendement d'une LED, par exemple les recombinaisons non-radiatives au niveau des dislocations[93], l'auto-échauffement à forte injection.[94] En isolant les dislocations d'un échantillon par une barrière de potentiel, Hangleiter *et al.*[93] réduisent les recombinaisons non-radiatives dans ces dislocations et améliorent le rendement radiatif de l'échantillon. Cao et Arthur[94] montrent que les pertes thermiques causées par exemple par la distribution non-homogène de la densité de courant ("current crowding" en langue anglaise) dans une LED CC impacte le rendement de la LED. Malyutenko et Bolgov[95] suggèrent également que le "current crowding" dans une LED CC est responsable de la chute du rendement. Récemment, Huang *et al.*[96] ont souligné l'effet du "current crowding" sur la chute de rendement dans une LED de structure CC. Lorsque la distribution de courant, par conséquent celle de porteurs, sont homogènes sur la largeur de la LED, le rendement de la LED s'améliore. Les études de distribution de courant dans des LED verticales (de structure VTF) ont également été effectuées et confortent cette approche.[97]–[100] Une faible injection de trous à cause de la barrière énergétique de la couche de blocage d'électrons (EBL) et de la masse effective des trous peut accentuer la chute de l'IQE.[101]–[103]

1.4.3.2 Le modèle ABC

Afin de modéliser des mesures d'IQE et d'étudier la cause de la chute du rendement des LED, un modèle simplifié a été établi et s'avère largement utilisé. Ce modèle est nommé ABC selon les coefficients A , B et C présents dans son expression $J = qd(An + Bn^2 + Cn^3)$. Les coefficients A , B et C représentent respectivement les coefficients censés modéliser respectivement les recombinaisons Shockley-Read-Hall (SRH), radiative et Auger. Les paramètres q et d sont la charge unitaire et l'épaisseur de la LED modélisée.

Le modèle ABC possède des avantages et des inconvénients pour l'étude des caractéristiques des LED. Ce modèle peut modéliser le rendement quantique interne d'une LED et en déduire l'amplitude de chacun des mécanismes de recombinaison. Le rendement quantique interne (IQE) est modélisé par l'équation (1.26).

$$IQE = \frac{Bn^2}{An + Bn^2 + Cn^3} \quad (1.26)$$

Le modèle ABC est critiqué pour la simplification des mécanismes présents dans une LED.[104] En effet, ce modèle suppose que les concentrations des électrons et des trous sont équivalentes dans toute la LED, y compris à forte injection de courant. Cette hypothèse de départ ne laisse aucune place à la fuite des porteurs de charge de la zone active et reste à vérifier car, comme exposé précédemment dans le matériau GaN, les électrons sont largement plus mobiles et plus susceptibles de franchir les barrières qui s'opposent à leurs déplacements que les trous.

De plus, il n'y a pas unicité de la solution. En effet, plusieurs combinaisons des paramètres A , B et C permettent d'ajuster les mêmes courbes représentées par l'équation (1.26).[105] L'extraction des coefficients A , B et surtout C peut fournir des valeurs variant sur plusieurs ordres de grandeur. Piprek[105] souligne également que le modèle ABC ne suffit pas pour déterminer une valeur consistante du coefficient de recombinaison Auger C . En somme, le modèle ABC ne suffit pas pour extraire les amplitudes des recombinaisons dans une LED, surtout le coefficient Auger. Pour raffiner le modèle, des propriétés des multiples puits quantiques, par exemple le rapport entre les

concentrations d'électrons et de trous, le champ de polarisation, etc. doivent être pris en compte.[105]

Par les calculs mathématiques, Dai *et al.*[106] ont montré que selon le modèle ABC, le tracé de l'IQE en fonction du logarithme de la concentration des porteurs devrait être symétrique par rapport à un axe vertical. Cependant, plusieurs groupes de recherche rapportent des résultats expérimentaux d'IQE asymétriques et proposent un terme d'ordre plus élevé que trois [106] ou des coefficients A , B , C variables en fonction de la concentration des porteurs.[107] Par ailleurs, ainsi que le montre la figure 1-35, l'échauffement interne à fort courant est non négligeable, ce qui induit que chacun des coefficients A , B et C est dépendant du courant sous forte injection. Les termes d'ordre plus élevé que trois, $f(n) = Dn^4 + En^5 + \dots$, peuvent représenter des mécanismes de fuite que le modèle ABC classique exclut totalement, par exemple la fuite de porteurs de la zone active (assimilable à un terme d'ordre quatre selon Dai *et al.*[106]). Karpov[108] confirme également que le modèle ABC semble simpliste bien que ce modèle associe suffisamment bien les études expérimentales et théoriques. D'après Karpov, changer du modèle ABC à une modélisation plus avancée prenant en compte d'autres mécanismes est une étape importante des futurs travaux de recherche.

En bref, bien que largement utilisé, le modèle ABC ne suffit pas pour l'étude de la chute du rendement des LED à base de GaN. Des modélisations plus complexes prenant en compte le déséquilibre des charges, l'influence possible de termes d'ordre plus élevé que trois ainsi que les propriétés des multiples puits quantiques seront nécessaires afin d'obtenir des résultats plus consistants.

1.4.3.3 Le droop dans des LED émettant d'autres couleurs que le bleu

Le "droop" est également observé dans des LED à base d'autres matériaux. La figure 1-36 illustre les intensités optiques de différentes LED à base de (In,Ga)As en fonction de l'intensité du courant, mesurées par Hunt *et al.*[109]

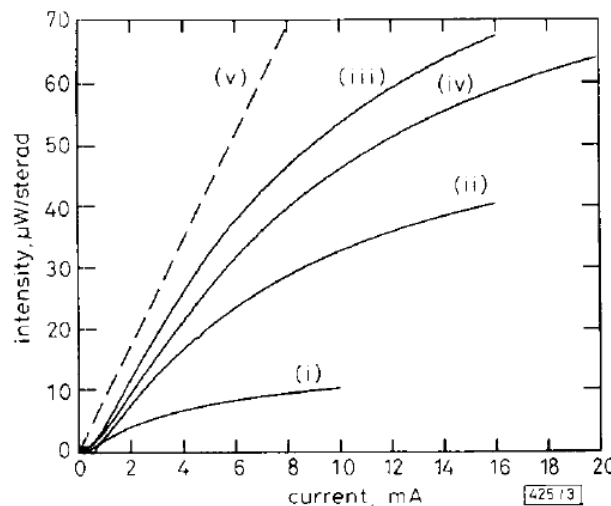


Figure 1-36 : La relation sous-linéaire de l'intensité optique en fonction de l'intensité du courant de quatre LED (In,Ga)As différentes suggère une chute du rendement de la LED quand l'intensité du courant augmente.[109]

L'intensité optique est une fonction sous-linéaire de l'intensité du courant, suggérant que le rendement des LED étudiées dans ce travail chute quand l'intensité du courant augmente. Hunt *et al.* [109] admettent que le rendement quantique interne des LED caractérisées est inférieur à l'unité.

Des LED à base de GaAs ont également été caractérisées dans le cadre de cette thèse. La figure 1-37 illustre le rendement à la prise ("wall-plug efficiency" en langue anglaise) d'une LED GaAs en fonction de l'intensité du courant injecté. La WPE de cette LED chute lorsque le courant s'intensifie, confirmant l'existence du "droop" aussi dans des LED à base de GaAs.

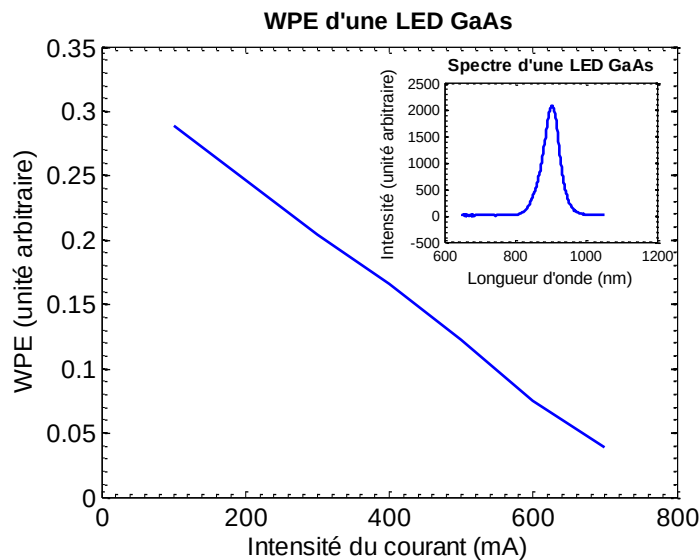


Figure 1-37 : Exemple de rendement à la prise ("wall-plug efficiency") d'une LED commerciale à base de GaAs mesurée en interne. Le rendement de cette LED chute quand l'intensité du courant augmente. Le spectre de cette LED à 500mA est illustré dans l'encart à droite.

1.5 Conclusion

En somme, le "droop" est une problématique grave et complexe sur laquelle s'affrontent des équipes de scientifiques, et n'a malheureusement pas trouvé jusqu'alors une origine ou cause principale indiscutable malgré de nombreuses expériences.

L'objet de cette thèse ne vise pas à élucider l'origine ou la cause du "droop" mais plutôt d'évaluer par simulation les conséquences de divers mécanismes interagissant dans les LED à base de GaN et d'identifier grâce à des méthodes de caractérisation usuelles les signatures spécifiques de ces mécanismes. En décorrélant les mécanismes par simulation, cette thèse proposera un schéma équivalent simpliste de LED à base de GaN permettant d'orienter un technologue sur la ou les principales déficiences des LED fabriquées.

Idéalement, une mise en équation analytique de la LED à base de GaN permettrait de répondre à cette problématique. Cependant, jusqu'alors il n'existe pas de solution analytique adaptée pour une double hétérojonction à puits quantiques munis d'une couche de blocage d'électrons comme l'exposera en détail le chapitre 2. En conséquence, nous ferons appel à la simulation numérique dont les conditions seront exposées dans la seconde partie du chapitre 2 et les résultats seront commentés et détaillés dans le chapitre 3.

Cette analyse de décorrélation du rendement s'appuiera principalement sur des simulations utilisant le logiciel ATLAS de Silvaco permettant d'introduire de nombreux phénomènes physiques. Il faut cependant noter que cette stratégie se heurte aux choix d'autant plus délicats des paramètres caractéristiques des phénomènes physiques simulés. En effet, nombres de ces paramètres soit ne sont pas mesurés ou mesurables, soit font encore l'objet de nombreux débats. Aussi, cette thèse proposera une analyse paramétrique permettant d'identifier la signature spécifique du mécanisme associé. Dans cet esprit, plutôt que d'introduire une multitude de mécanismes, c'est-à-dire multiplier les incertitudes sur des paramètres de mécanismes non formellement quantifiés, les simulations numériques seront simplifiées. Dans la mesure du possible, ces résultats seront confrontés à des mesures d'échantillons.

2 Les mécanismes ayant lieu dans une LED : modèles analytiques et simulations numériques

2.1 DESCRIPTION GÉNÉRIQUE	45
2.1.1 Injection	46
2.1.2 Transport.....	46
2.1.3 Génération et recombinaison.....	46
2.1.4 Extraction	47
2.1.5 Conversion.....	49
2.2 DESCRIPTION ANALYTIQUE DES MÉCANISMES	51
2.2.1 Les équations de base	52
2.2.2 Modèle de Shockley de diode/LED à basse tension (ou à faible injection).....	56
2.2.3 Modèle de diode/LED à haute tension (ou à forte injection)	57
2.2.4 Modèle SRH.....	60
2.2.5 Modèle de recombinaison radiative.....	61
2.2.6 Modèle de recombinaison Auger	62
2.2.7 Modèle d'ionisation par impact électronique	64
2.2.8 Modèle de recombinaison à la surface	65
2.2.9 Modèle de transition par effet tunnel.....	65
2.2.10 Conclusion sur la description analytique.....	67
2.3 SILVACO/ATLAS – MÉTHODES ET MODÈLES DISPONIBLES	67
2.3.1 La structure VTF étudiée	68
2.3.2 Les modèles physiques utilisés pour les simulations	69
2.4 STRATÉGIE DE MODÉLISATION	72
2.4.1 Le cas particulier de l'étalement du courant ("spreading")	73
2.4.2 Le cas des recombinaisons de surface.....	75

Afin de modéliser les comportements électro-optiques des LED à base de GaN, deux approches pourraient être utilisées : la modélisation analytique et la modélisation numérique.

La modélisation analytique consiste en la résolution des équations différentielles régissant les mécanismes à l'intérieur d'une LED, c'est-à-dire le transport, les recombinaisons des porteurs, ... Malheureusement la résolution analytique de l'ensemble des équations nécessaires à la description d'une LED à puits quantiques munis d'une couche de blocage d'électrons ne semble pas possible ou disponible jusqu'alors. Aussi, la première partie de ce chapitre exposera le modèle analytique d'une structure LED beaucoup moins complexe, mais qui présente l'avantage d'exister. Les mécanismes usuels d'une LED à base de GaN et des expressions analytiques de ces mécanismes seront détaillés.

La modélisation numérique utilise la méthode des éléments finis. La dernière partie du présent chapitre présentera le logiciel de simulation numérique utilisé ATLAS de SILVACO pour obtenir les résultats du chapitre suivant.

2.1 Description générique

Les principaux mécanismes présents dans une LED sont distingués par les catégories citées ci-après :

2.1.1 Injection

Des porteurs de charge sont injectés dans les couches de transport par les électrodes et dans la zone active composées de puits quantiques après avoir traversé les zones neutres. L'efficacité de l'injection par les électrodes se caractérise par les résistances de contact et les barrières énergétiques pour les porteurs de charge. L'injection des porteurs dans la zone active dépend de multiples facteurs : les barrières pour les électrons et les trous, les fuites des porteurs de la zone active vers les couches de transport, les recombinaisons dans les couches de transport, ... De par la différence des mobilités des électrons et des trous, l'injection des trous est souvent moins efficace que celle des électrons.[110]–[112] Par exemple, dans des LED à multiples puits quantiques, presque la totalité des trous occupent le puits le plus proche de la couche GaN-*p*. [113] Grâce à leur mobilité élevée, les électrons peuvent traverser la zone des puits quantiques sans se recombiner avec les trous.

2.1.2 Transport

Le transport des porteurs dans les zones neutres d'une LED peut être modélisé par les mécanismes de diffusion et de dérive ("drift"). Le modèle "drift-diffusion" est explicité dans la partie 2.2 ci-après. Quand la LED est soumise à une faible tension, les porteurs hors équilibre existent dans certaines parties de la LED et induisent un courant de diffusion. Lorsque la tension augmente, les champs électriques s'intensifient et le courant de drift s'impose dans la LED.

2.1.3 Génération et recombinaison

Dans un semiconducteur à l'équilibre, les concentrations des électrons n_0 et des trous p_0 suivent la loi d'action de masse (équation (2.1)).

$$n_0 \times p_0 = n_i^2 \quad (2.1)$$

Dans l'équation (2.1), n_i est la concentration de porteurs intrinsèques dans le semiconducteur, liée à l'énergie de la bande interdite E_g et aux densités d'états effectives des bandes de conduction N_c et de valence N_v .

$$n_i^2 = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right) \quad (2.2)$$

Pour le GaN, la valeur de n_i à 300K est $2.31 \times 10^{-10} \text{ cm}^{-3}$. Par absorption de photons ou par injection électrique, les concentrations des porteurs n et p sont déviées de leurs valeurs à l'équilibre n_0 et p_0 . Les porteurs hors équilibre générés peuvent se recombiner pour ramener le semiconducteur à l'équilibre. Les mécanismes de génération-recombinaison sont divers et peuvent être distingués en :

- Les transitions bande à bande : les porteurs changent directement de la bande de conduction à la bande de valence et vice versa,
- Les transitions assistées par des niveaux de piège : les mécanismes de génération-recombinaison s'effectuent entre les bandes de conduction (valence) et des niveaux de pièges dans la bande interdite du matériau. Ce mécanisme de transition est modélisé statistiquement par Shockley et Read.[114]

Dans le domaine des LED, les mécanismes de génération-recombinaison peuvent également être classés dans les catégories suivants :

- Transitions par des niveaux de piège dans la bande interdite (génération/recombinaison de Shockley-Read-Hall – SRH) : les électrons et les trous se recombinent ou sont générés par des

processus à deux étapes invoquant un centre de recombinaison, souvent une impureté ou un défaut structural.[114], [115] Le modèle de recombinaison SRH est décrit en détail ultérieurement dans la partie 2.2.4.

- Transitions optiques (absorption de photon/recombinaison radiative) : un électron dans la bande de conduction et un trou dans la bande de valence se recombinent directement pour créer un photon (transition bande à bande). Inversement, lorsqu'un photon possède une énergie égale ou supérieure à l'énergie de la bande interdite d'un matériau, le photon peut être absorbé pour générer une paire électron-trou.[25] La recombinaison radiative est modélisée dans la partie 2.2.5.
- Recombinaisons Auger : un électron et un trou se recombinent non-radiativement (transition bande à bande). L'énergie issue de cette recombinaison est transférée à un troisième porteur (un électron ou un trou) qui transite vers un autre niveau d'énergie.[31] Le modèle des recombinaisons Auger est décrit dans la partie 2.2.6.
- Ionisation par impact électronique : ce processus est l'inverse des recombinaisons Auger. Sous l'influence d'un fort champ électrique, un électron dans un semiconducteur acquiert une énergie cinétique élevée. Par collision, cet électron peut transférer son énergie à un second électron de la bande de valence. En conséquence, l'électron de la bande de valence est excité jusqu'à atteindre les niveaux d'énergie de la bande de conduction, créant un trou dans la bande de valence. Si la nouvelle paire électron-trou possède également une énergie élevée, le processus continue et crée l'effet avalanche. L'ionisation par impact est importante dans les transistors à effet de champ (FET).[116] Dans les LED à base de GaN, Masui *et al.*[117] proposent qu'un phénomène similaire à l'ionisation par impact – la génération cinétique des paires électrons-trous – peut avoir lieu dans la partie GaN-*p* grâce à des électrons qui s'échappent de la zone des puits quantiques. Des jonctions Schottky polarisées en inverse peuvent également émettre de la lumière grâce aux recombinaisons des électrons et des trous générés par ionisation par impact.[3]–[6], [10], [118], [119] Le modèle de l'ionisation par impact est présenté dans la partie 2.2.7.
- Recombinaisons à la surface : les états à l'interface d'un semiconducteur peuvent agir comme des centres de recombinaison SRH. Les recombinaisons à la surface deviennent importantes lorsque le rapport entre la surface et le volume d'un semiconducteur est important,[120] par exemple dans des nanofils.[121] Le modèle des recombinaisons aux surfaces est basé sur le modèle SRH et développé par Fitzgerald et Grove.[122] (voir partie 2.2.8). La densité d'états de surface d'un semiconducteur susceptibles d'induire les recombinaisons de surface peut être limitée en passivant la surface du semiconducteur.[123]
- Transition par effet tunnel : sous l'influence d'un champ électrique, les électrons peuvent se déplacer de la bande de valence à la bande de conduction d'une jonction *p-n* par effet tunnel.[124]–[126] L'effet tunnel peut être direct (de type Zener)[125] ou assisté par des niveaux de pièges, similaire à une recombinaison SRH.[126] Dans des LED à base de GaN, l'effet tunnel assisté par défauts peut causer une partie de la perte du rendement.[127]–[129] Un modèle de l'effet tunnel est décrit dans la partie 2.2.9.

2.1.4 Extraction

Dans une LED idéale, la totalité des photons créés par les recombinaisons radiatives devraient s'extraire de la LED et contribuer au flux lumineux utile. Cependant, dans une LED réelle, seule une fraction de ces photons sont capables de s'échapper du matériau. Du fait des indices de réfraction des semiconducteurs supérieurs à celui de l'air, un photon généré à l'intérieur d'une LED peut être piégé

par les réflexions totales internes (voir la figure 2-1). Les photons piégés peuvent éventuellement être absorbés en différents lieux de la LED, par exemple dans le substrat, dans les couches épitaxiées, dans les contacts électriques.[10]

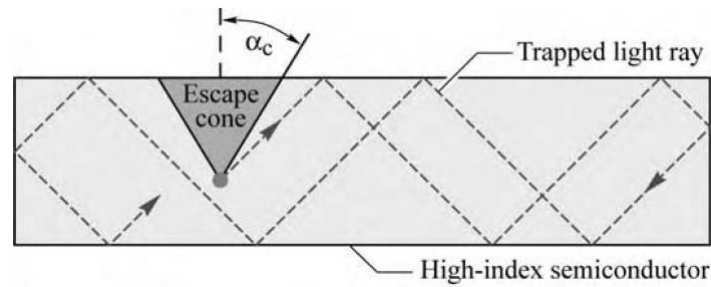


Figure 2-1 : Coupe transverse schématisée d'une couche semiconductrice dans laquelle sont illustrés les chemins optiques de photons émis par un centre émetteur pour différents angles d'émission.[10]

D'après la loi de Snell-Descartes pour deux environnements notés 1 et 2 :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (2.3)$$

Pour l'interface semiconducteur-air, l'angle limite de la réflexion totale est donné par l'équation (2.4).

$$\theta_{\text{limite}} = \arcsin \left(\frac{n_{\text{air}}}{n_{\text{semiconducteur}}} \right) \quad (2.4)$$

L'angle limite de la réflexion totale est d'autant plus faible que l'indice de réfraction du matériau est élevé. Dans le GaN, à cause d'un indice de réfraction d'environ 2.53 à une longueur d'onde de 405nm,[130] l'angle limite de réflexion totale est environ 23°. Dans le GaAs, l'indice de réfraction est 3.4 et l'angle limite de réflexion totale est également environ 17° (chapitre 5.3 de la référence [10]). Comme les valeurs de l'angle limite sont souvent faibles, l'équation (2.4) peut être approchée par :

$$\theta_{\text{limite}} \approx \frac{n_{\text{air}}}{n_{\text{semiconducteur}}} \quad (2.5)$$

L'angle solide formé par la révolution de l'angle limite de réflexion totale autour d'un axe normal à l'interface semiconducteur-air détermine un cône d'échappement de lumière ("Light Escape Cone" en langue anglaise, voir la figure 2-1 et la figure 2-2). Si un photon est émis dans une direction comprise dans le cône, ce photon peut s'extraire du matériau semiconducteur. Au contraire, un photon généré à l'extérieur de ce cône subirait une réflexion totale.

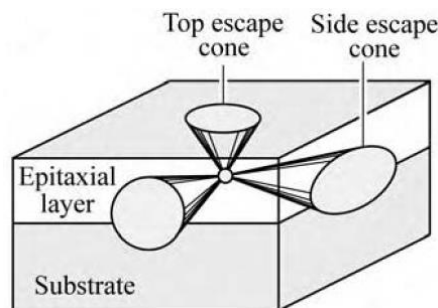


Figure 2-2 : Exemple de cônes d'échappement de lumière dans une structure cubique.[10]

Pour des matériaux à fort indice de réfraction, le rapport de puissance optique extraite du matériau sur la puissance optique totale est donnée par l'équation (2.6) (chapitre 5.4 de la référence [10]).

$$\frac{P_{extraite}}{P_{totale}} \approx \frac{1}{4} \left(\frac{n_{air}}{n_{semiconducteur}} \right)^2 \quad (2.6)$$

De l'équation (2.6), nous pouvons constater que l'extraction est un problème majeur pour les LED à base de GaN car dans l'hypothèse d'une LED cubique à faces planes environ 2% de la puissance optique peut s'extraire de la LED. Dans les semiconducteurs à faible indice de réfraction ou dans les polymères (indice de réfraction d'environ 1.5) le problème d'extraction est moins important (chapitre 5.4 de la référence [10]).

Pour limiter les réflexions totales internes, la surface d'une LED peut être rugosifiée ou texturée (voir la figure 2-3).

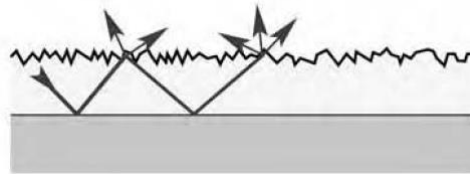


Figure 2-3 : Coupe transverse d'un empilement de couches détaillant l'impact de la rugosification de la couche supérieure sur la trajectoire de photons émis au sein de l'empilement.[10]

Le taux d'extraction varie également avec la forme de la LED. Wang *et al.*[131] démontrent théoriquement et expérimentalement que l'intensité du flux lumineux émis d'une LED rectangulaire est plus faible que l'intensité du flux émis par des LED d'autres géométries (triangulaire, pentagonale, hexagonale, ...). La géométrie circulaire semble plus efficace que la géométrie rectangulaire[132]. La forme optimale pour l'extraction de la lumière d'une LED est certainement la forme sphérique dont la zone active se situe au centre de la sphère. Par conséquent, les rayons émis par la zone active sont normaux à l'interface de la LED et ne sont pas soumis à la réflexion totale (la réflexion de Fresnel a toujours lieu). Cependant, cette forme ne convient pas aux techniques de fabrication de semiconducteurs actuelles. D'autres formes favorables à l'extraction pour les LED ont également été étudiées : la forme conique,[133] hémisphérique[134], [135] ou la sphère de Weierstrass²². [135] Les flux et les intensités énergétiques émis par des LED de ces formes sont reportées supérieures aux flux et intensités énergétiques émis par des LED planaires.[135] Comme la forme sphérique, les formes citées ci-avant sont moins compatibles avec les techniques de fabrication actuelles que les formes planaires (chapitre 9.3 de la référence [10]).

2.1.5 Conversion

Bien que les mécanismes de conversion ne soient pas étudiés dans ce travail de thèse, ces mécanismes jouent un rôle important dans la génération de la lumière blanche. Cette partie présente brièvement ces mécanismes.

²² Une sphère de Weierstrass est une sphère tronquée à une distance égale à R/n du centre, R et n étant respectivement le rayon et l'indice de réfraction de la sphère.

Les applications d'éclairage nécessitent des LED émettant de la lumière blanche ou presque. Or la lumière blanche correspond à une combinaison des longueurs d'onde couvrant une part importante du spectre de la lumière visible par l'œil humain (typiquement de 390nm à 720nm [10]). En conséquence, afin de créer de la lumière blanche, différentes sources lumineuses doivent être combinées. Les différentes stratégies employées pour créer la lumière blanche peuvent être classées en deux groupes (chapitre 20 de la référence [10]) : l'utilisation de sources de lumière distinctes émettant des couleurs complémentaires et l'association d'une LED bleue à un ou des convertisseurs de couleur. Ces stratégies sont récapitulées dans la figure 2-4 et détaillées ci-dessous.

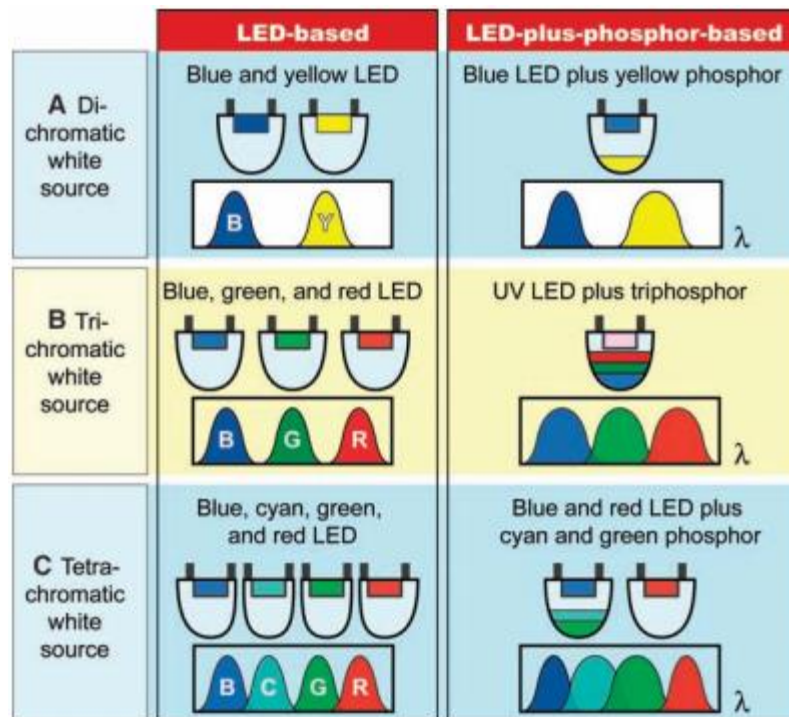


Figure 2-4 : Diverses approches d'obtention de lumière blanche soit en combinant des LED (colonne de gauche) soit en associant une ou plusieurs LED et des convertisseurs (colonne de droite).[136]

- L'utilisation de sources de lumière distinctes émettant des couleurs complémentaires, souvent une couleur bleue et une couleur jaune : Les sources de lumière peuvent être deux LED différentes ou une LED monolithique émettant les couleurs complémentaires.[137]–[139] Lorsque le rapport des puissances des flux lumineux de ces couleurs complémentaires atteint une valeur adéquate, la lumière est perçue comme une lumière blanche par l'œil de l'homme (chapitre 20.2 de la référence [10]). Des systèmes composés de trois sources de lumière, par exemple des LED de couleur bleue, verte et orange,[140] de quatre sources émettant des lumières de couleurs bleue, cyan, vert, rouge,[136], [141], [142] voire de cinq sources de lumières,[142] sont également envisageables. Cependant, plus le nombre de LED incorporées à un système augmente, plus le fonctionnement du système s'avère complexe. Par exemple dans un système à trois LED rouge-verte-bleue, la puissance de la LED rouge varie plus fortement en fonction de la température que celles des LED jaune ou bleue.[140] En conséquence, pour garantir l'émission d'une lumière blanche, les puissances des trois LED doivent être calibrées en continu lors de leur fonctionnement (chapitre 20.4 de la référence [10]). La stabilisation d'une couleur blanche requiert de l'énergie, ce qui invaliderait l'un des arguments pour l'utilisation des LED dans l'éclairage : la diminution de

la consommation d'énergie. Une lampe servant primordiallement à voir clair dans l'obscurité, la stabilité de la couleur n'est cependant pas indispensable.

- L'association d'une LED bleue à un ou des convertisseurs de couleur, par exemple des phosphores[143], [144] ou des convertisseurs à base de semiconducteurs[138] : les photons émis par la LED bleue sont partiellement absorbés par le convertisseur qui émet ensuite des photons de plus faible énergie, par exemple des photons correspondant aux couleurs jaune ou rouge. La combinaison des photons émis par la LED bleue et non absorbés et des photons émis par le convertisseur crée la lumière blanche. Le convertisseur phosphorescent peut être composé d'un seul matériau (par exemple des phosphores basés sur le YAG ou « grenat d'ytttrium et d'aluminium »)[143] ou d'un mélange de matériaux phosphorescents émettant par exemple les lumières bleu, verte et rouge.[144] Un convertisseur à base de semiconducteur AlGaInP est utilisé par Guo *et al.*[138] afin de fabriquer une LED blanche. Des pigments[145] peuvent également être employés comme convertisseur dans des LED blanches, par exemple le pigment commercial « Coumarin 6 ».[10]

Parmi les différentes méthodes de génération de la lumière blanche, la combinaison d'une LED émettant des courtes longueurs d'onde (par exemple une LED bleue) et d'un convertisseur est la plus couramment utilisée (chapitre 21 de la référence [10]). Bien que moins compliquée à mettre en place que les configurations utilisant des LED de différentes couleurs, la combinaison d'une LED et d'un convertisseur est par principe soumise à des pertes par cascade : la conversion de la lumière bleue (haute énergie) en lumière jaune/verte (plus faible énergie). Ces pertes de conversion de longueur d'onde sont modélisées par l'équation (2.7) : (chapitre 21.1 de la référence [10])

$$\eta_{conversion} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \quad (2.7)$$

Dans l'équation (2.7), λ_1 et λ_2 sont respectivement les longueurs d'onde correspondant au photon absorbé et au photon émis par le convertisseur. Ces pertes par cascade diminuent le rendement de la méthode de conversion par des convertisseurs.

Des récentes avancées peuvent permettre à l'efficacité des LED blanches (environ 200 lumen/W)²³ de surpasser l'efficacité des lampes à incandescence (environ 17 lumen/W), des lampes fluorescentes compactes ($50 - 70 \text{ lumen/W}$)[2] et d'égaler l'efficacité des lampes à vapeur de sodium (pouvant atteindre 200 lumen/W)²⁴. Ainsi, le principal facteur limitant le rendement total d'une LED est le rendement quantique interne. Comme précédemment évoqué, plusieurs mécanismes interagissent dans une LED. Afin d'évaluer l'impact de chacun d'eux, la partie suivante détaillera analytiquement les principaux mécanismes par des modèles existants, dont la validité est bien souvent restreinte à des régimes d'injection spécifiques.

2.2 Description analytique des mécanismes

Les comportements d'une diode sont caractérisés par les mécanismes de transport et de recombinaison des porteurs de charge. A cause des forts couplages entre ces mécanismes, une étude paramétrique des comportements d'une LED s'avère complexe, aussi est-il souhaitable d'isoler les

²³ En 2013, Philips a présenté un prototype de lampe LED à 200 lm/W ([lien URL](#)). Cree ([lien URL](#)) et Osram ([lien URL](#)) ont respectivement annoncé la fabrication des prototypes de lampe LED à 200 lm/W et 215 lm/W en 2014.

²⁴ <http://www.edisonetechcenter.org/SodiumLamps.html>

modèles de ces mécanismes. Cette partie récapitule les modèles établis pour ces mécanismes et leurs limites.

2.2.1 Les équations de base

Les équations fondamentales de la modélisation du transport de porteurs à l'intérieur d'une diode sont l'équation de Poisson, les équations de continuité et les équations de transport [25], [31], [146], [147]. L'équation de Poisson établit la relation entre les densités (ou les concentrations) locales de porteurs de charge et le potentiel électrostatique à l'intérieur d'une diode ou d'une LED. Les équations de continuité et de transport décrivent l'évolution des densités des porteurs de charge en fonction du transport, des générations et recombinaisons des porteurs. Ces équations et les modèles correspondants sont présentés dans les parties suivantes.

2.2.1.1 Equation de Poisson

L'équation de Poisson met en relation les densités de charges totales avec le potentiel à l'intérieur d'une diode. Afin d'établir cette relation, considérons une homojonction $p-n$. Pour une hétérojonction, cette relation est détaillée dans le chapitre 6.2 de la référence [25] de manière analogue. Considérant un axe horizontal dont l'origine est à l'interface entre les parties n et p (voir la figure 2-5 à la page 53), le potentiel local $V(x)$ à l'intérieur de la jonction $p-n$ est donné par l'équation de Poisson (2.8).

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon} = -\frac{q}{\varepsilon}[p(x) - n(x) + N_d^+(x) - N_a^-(x)] \quad (2.8)$$

Supposons que dans cette jonction $p-n$ unidimensionnelle existent des électrons de densité n , des trous de densité p , des donneurs de densité N_d et des accepteurs de densité N_a . Les densités n et p suivent les statistiques de Fermi-Dirac et sont fonctions des densités d'état effectives N_c , N_v ainsi que les niveaux d'énergie E_c , E_v , E_F (ou E_{Fn} et E_{Fp} hors d'équilibre).

Lorsque les densités n et p sont faibles ou la température est élevée, par exemple à 300K, les statistiques de Fermi-Dirac tendent vers les statistiques de Boltzmann :

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{k_B T}\right) \quad (2.9)$$

$$p = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{k_B T}\right) \quad (2.10)$$

La mise en contact des deux parties formant la jonction $p-n$ détermine un niveau de Fermi E_F commun pour toute la jonction. Par conséquent, les bandes de conduction et de valence sont courbées comme le montre la figure 2-5 (page 53).

En effet, lorsque les deux parties n et p de la jonction sont rapprochées, les porteurs majoritaires de chaque côté diffusent vers le côté opposé. En conséquence, dans chaque partie se forme une zone désertée de porteurs mais chargée. Cette zone se nomme la « zone désertée » (“depletion region” en langue anglaise)[31] ou la « zone de charge d'espace » (“space-charge region” en langue anglaise[25]). Au fur et à mesure de la diffusion de porteurs, une barrière électrostatique grandissante affaiblit cette diffusion. Lorsque la jonction atteint son équilibre, la valeur de la barrière est dénommée le « potentiel de diffusion » ou « potentiel interne » qV_{bi} . [31] V_{bi} est la tension de diffusion. Le potentiel interne de la jonction qV_{bi} peut être calculé par l'expression (2.11).

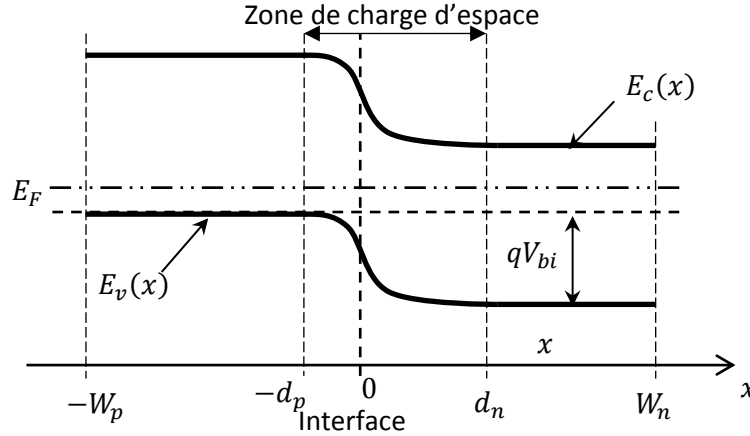


Figure 2-5 : Le diagramme de bande d'énergie d'une jonction $p-n$ non polarisée. W_p et W_n sont les épaisseurs des parties dopées p et n . d_p et d_n sont respectivement les largeurs de la zone désertée dans les parties dopées p et n .

$$qV_{bi} = k_B T \ln \left(\frac{N_a^- N_d^+}{n_i^2} \right) \quad (2.11)$$

Dans l'équation (2.11), N_a^- et N_d^+ sont les concentrations de porteurs ionisés. Prenant en compte l'expression $n_i^2 = N_c N_v \exp(-E_g/k_B T)$, l'équation (2.11) peut alors s'écrire :

$$qV_{bi} = E_g + k_B T \ln \left(\frac{N_a^- N_d^+}{N_c N_v} \right) \quad (2.12)$$

De l'équation (2.12), il est évident que le potentiel interne d'une homojonction est une fonction du matériau formant cette jonction ainsi que des dopages des parties n et p . Par exemple, pour une jonction à base de GaN dont $N_a^- = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $N_d^+ = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, la valeur du potentiel interne est environ 3.35 eV .

Les épaisseurs de la zone désertée dans les parties n et p sont notées respectivement d_n et d_p . Une représentation schématique de la zone désertée est illustrée en figure 2-6.

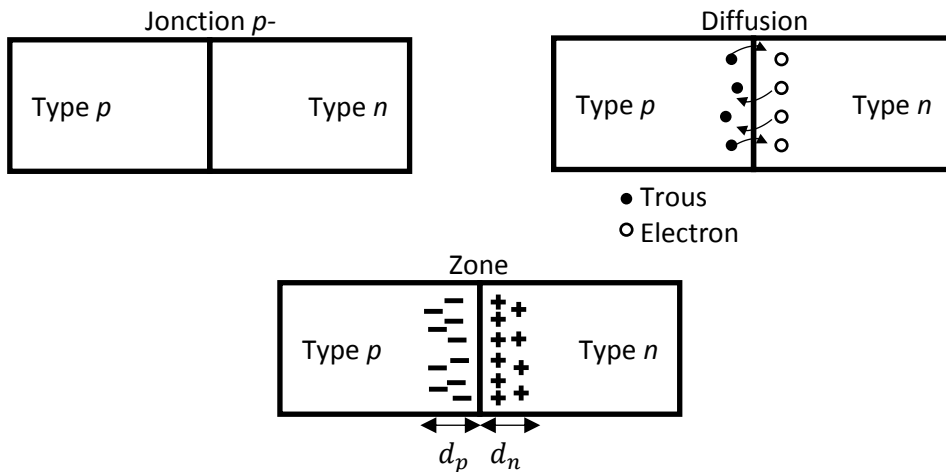


Figure 2-6 : Représentation schématique d'une jonction $p-n$ et de la zone désertée.

Les épaisseurs d_n et d_p de la zone désertée sont calculées par les équations (2.13) et (2.14).

$$d_n(V = 0) = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_{bi}}{q} \frac{N_a^-}{N_d^+(N_a^- + N_d^+)}} \quad (2.13)$$

$$d_p(V = 0) = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_{bi}}{q} \frac{N_d^+}{N_a^-(N_a^- + N_d^+)}} \quad (2.14)$$

L'épaisseur totale de la zone désertée à l'équilibre est $d = d_n + d_p$. L'épaisseur de la zone désertée est une fonction des dopages. Les équations (2.13) et (2.14) impliquent que si une des deux parties de la jonction est fortement dopée par rapport à l'autre partie, la zone désertée se situe principalement dans la partie moins dopée.

Les densités des porteurs minoritaires aux bords de la zone désertée sont calculées par les expressions suivantes : $n(d_p) = n_i^2/N_a^- = n_{p0}$, $p(d_n) = n_i^2/N_d^+ = p_{n0}$.

Lorsqu'une faible tension V est appliquée à la diode, cette tension se situe essentiellement aux bornes de la zone désertée et les chutes de tension dans les parties neutres sont négligeables. La tension de diffusion V_{bi} de la jonction est réduite à $V_{bi} - V$. L'épaisseur de la zone désertée à cette tension V est :

$$d(V) = d(0) \sqrt{\frac{V_{bi} - V}{V_{bi}}} \approx d(0) \left(1 - \frac{V}{2V_{bi}}\right) \quad (2.15)$$

Ce modèle n'est valable que pour des faibles tensions, typiquement $V \ll V_{bi}$. Pour de plus hautes tensions, un autre modèle est proposé, décrit par l'équation (2.16). [148] Ce modèle est basé sur l'hypothèse de la quasi-égalité entre les densités des électrons et des trous dans la zone désertée à haute tension, c'est-à-dire $n \approx p \approx n_i \exp(qV/2k_B T)$.

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon k_B T}{q^2 n_i}} \exp\left(-\frac{qV}{4k_B T}\right) \quad (2.16)$$

Ainsi, l'épaisseur de la zone désertée n'est pas nulle à une tension égale à V_{bi} comme suggère l'équation (2.15) mais décroît exponentiellement vers zéro. De plus, le modèle décrit par l'équation (2.16) est valable pour des tensions supérieures à V_{bi} , contrairement au modèle décrit par l'équation (2.15).

Parallèlement, à basse tension, les densités des électrons et des trous aux bords de la zone désertée augmentent exponentiellement avec la tension.

$$n(d_p) = \frac{n_i^2}{N_a^-} \exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) = n_{p0} \exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) \quad (2.17)$$

$$p(d_n) = \frac{n_i^2}{N_d^+} \exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) = p_{n0} \exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) \quad (2.18)$$

Les expressions (2.17) et (2.18) sont importantes pour la description d'une jonction p - n et forment la condition de Shockley. Comme l'expression (2.15), les expressions (2.17) et (2.18) ne sont valables que pour des faibles tensions. A fortes tensions, les relations entre les densités des électrons

et des trous en fonction de la tension appliquée sont approximativement modélisées dans la partie 2.2.3.

2.2.1.2 *Equations de continuité*

Les équations de continuité modélisent la variation temporelle des densités locales des électrons et des trous sous l'influence des courants de transport et des générations-recombinaisons. Les formes générales de ces équations sont données par les expressions (2.19) et (2.20), leurs formes finales dépendent du modèle de transport de porteurs choisi[147], c'est-à-dire les équations de transport mettant en relation les densités de courant J_n, J_p et les densités n, p (voir la partie 2.2.1.3).

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{dJ_n}{dx} + G_n - R_n \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx} + G_p - R_p \quad (2.20)$$

Dans les équations (2.19) et (2.20), $G_{n,p}$ et $R_{n,p}$ sont les taux de génération et de recombinaison des électrons et des trous. Le taux de génération est spécifique au choix du mécanisme d'excitation (optique, électrique) du semiconducteur. Le taux de recombinaison peut être modélisé par les différents mécanismes de recombinaison présentés ultérieurement.

2.2.1.3 *Equation de transport – Modèle drift-diffusion – Relation d'Einstein*

Comme mentionné dans la partie précédente, les équations de continuité forment un modèle générique (équations (2.19) et (2.20)) de la variation des densités des porteurs à l'intérieur d'une jonction. Afin que ces équations soient complètes, des modèles de transport (pour $J_{n,p}$), de génération et de recombinaison (pour $G_{n,p}$ et $R_{n,p}$) doivent être introduits. Cette partie présente un modèle de transport des porteurs entre autres, dénommé le modèle de "drift-diffusion". Bien qu'il existe d'autres modèles plus complexes, le modèle drift-diffusion est simple à implémenter dans des simulations analytiques.

Les densités des courants d'électrons et de trous sont données par les équations (2.21) et (2.22).[147], [149]

$$J_n = q\mu_n nE + qD_n \frac{dn}{dx} \quad (2.21)$$

$$J_p = q\mu_p pE - qD_p \frac{dp}{dx} \quad (2.22)$$

Dans les équations (2.21) et (2.22), μ_n et μ_p sont les mobilités des électrons et des trous, D_n et D_p les diffusivités des électrons et des trous. Les diffusivités sont liées aux mobilités par la relation d'Einstein.

$$D_{n,p} = \frac{\mu_{n,p} k_B T}{q} \quad (2.23)$$

Le modèle drift-diffusion suppose que la température des porteurs coïncide avec la température du milieu environnant. Cependant cette hypothèse ne se vérifie pas toujours.[150] Un modèle plus complet, le « modèle de transport d'énergie » ("Energy Balance Transport Model" en langue anglaise), inclue l'évolution de la température via une équation de balance d'énergie.[150]

Cependant, ce modèle est plus compliqué que le modèle drift-diffusion et ne convient pas totalement à une étude analytique. Ainsi, dans ce travail de thèse, le modèle drift-diffusion est utilisé.

2.2.2 Modèle de Shockley de diode/LED à basse tension (ou à faible injection)

Pour la modélisation d'une diode à haute tension, il est important de distinguer la tension V_{app} appliquée à toute la diode et celle existant aux bornes de la zone désertée V_j . Considérons une faible tension V_{app} . Afin d'établir le modèle de diode à basse tension de Shockley, c'est-à-dire à des tensions inférieures au potentiel interne V_{bi} de la jonction $p-n$, les hypothèses suivantes sont proposées :

1. Comme il est constaté en partie 2.2.1.1, la tension V_{app} se situe essentiellement aux bornes de la zone désertée et la tension de cette zone V_j est supposée égale à la tension appliquée à toute la diode V_{app} . Les chutes de tensions V_{sn} et V_{sp} dans les couches de transport sont négligeables par rapport à la tension de la zone désertée $V_j \approx V_{app}$. Donc, nous pourrions utiliser V_{app} pour la modélisation.
2. Les champs électriques dans les couches de transport sont négligeables par rapport au champ électrique présent dans la zone désertée. En conséquence, les termes contenant le champ électrique E dans les équations (2.21) et (2.22) sont quasiment nuls. Le seul mécanisme de transport dans les couches de transport est la diffusion et le courant dans la diode est essentiellement un courant de diffusion (chapitre 10.3 de la référence [31]).
3. Dans le modèle de Shockley, aucun processus de génération-recombinaison n'est présent dans la zone désertée (chapitre 10.3 de la référence [31]). En revanche, les électrons et les trous peuvent se recombiner dans les couches de transport. De plus, il est supposé que la vitesse de recombinaison des porteurs excédentaires aux contacts est très grande (chapitre 2.2.1.b. de la référence [25]). Autrement dit, la durée de vie des porteurs aux contacts est très faible et leur densité est toujours égale à la densité d'équilibre n_{p0} , p_{n0} .

Soient W_p et W_n les largeurs des parties p et n de la jonction, les positions $x = -W_p$ et $x = W_n$ sont respectivement les positions de l'anode et de la cathode (voir la figure 2-5 à la page 53).

La densité du courant de diffusion totale est :

$$J = j_n(-d_p) + j_p(d_n) = (j_{ns} + j_{ps}) \left[\exp\left(\frac{qV_{app}}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (2.24)$$

Les densités de courant j_{ns} et j_{ps} sont respectivement dénommées les densités limites de diffusion des électrons et des trous.

$$j_{ns} = \begin{cases} \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} = \frac{qD_n n_i^2}{L_n N_a^-}, & \text{si } L_n \ll W_p \\ \frac{qD_n n_{p0}}{W_p - d_p} \approx \frac{qD_n n_i^2}{W_p N_a^-}, & \text{si } W_p \ll L_n \end{cases} \quad (2.25)$$

$$j_{ps} = \begin{cases} \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} = \frac{qD_p n_i^2}{L_p N_d^+}, & \text{si } L_p \ll W_n \\ \frac{qD_p p_{n0}}{W_n - d_n} \approx \frac{qD_p n_i^2}{W_n N_d^+}, & \text{si } W_n \ll L_p \end{cases} \quad (2.26)$$

Dans les équations (2.25) et (2.26), $L_{n,p} = \sqrt{D_{n,p}\tau_{n,p}}$ sont les longueurs de diffusion et $\tau_{n,p}$ sont les durées de vie des électrons et des trous dans les régions de type p et n , respectivement. Comme le montre l'équation (2.24), la densité du courant dans une jonction $p-n$ est la somme des densités des courants de diffusion des électrons et des trous sortant de la zone désertée. En réalité, l'expression de la densité du courant dans une diode est déviée de l'expression (2.24) et souvent accompagnée d'un facteur d'idéalité $n_{idéal}$ supérieur à l'unité.

$$J = j_s \exp\left(\frac{qV_{app}}{n_{idéal}k_B T}\right) \quad (2.27)$$

La présence du facteur d'idéalité différent de 1 peut s'expliquer par les hypothèses [1](#)–[3](#) citées ci-avant. Il est supposé qu'aucun mécanisme de génération-recombinaison n'existe dans la zone désertée, c'est-à-dire la densité du courant de diffusion des électrons et des trous est constante dans toute la zone désertée. De plus, les effets d'un champ électrique et les densités du courant drift dans la diode sont également négligés en faveur des densités des courants de diffusion. Or les taux des recombinaisons dans la zone désertée des diodes, et surtout des LED, sont plus élevés que ceux dans les couches de transport. Les effets d'un champ électrique dans les couches de transport d'une diode se manifeste plus fortement lorsque la tension appliquée augmente.[83], [151] Ainsi, le facteur d'idéalité prend en compte les effets des recombinaisons et du champ électrique. Par exemple, à basse tension, en présence des recombinaisons SRH (présentées dans la partie 2.2.4), le facteur d'idéalité peut prendre une valeur comprise entre 1 et 2. A plus haute tension, comme le montre la partie suivante, un facteur d'idéalité égal à 2 modélise la densité du courant sous l'influence du champ électrique (chapitres 2.9.2 et 2.9.3 de la référence [25]).

2.2.3 Modèle de diode/LED à haute tension (ou à forte injection)

Comme le montre la partie précédente, lorsque la tension V_{app} est inférieure au potentiel V_{bi} de la jonction, les tensions dans les couches de transport de la diode sont négligeables et la tension aux bornes de la zone désertée V_j égale la tension V_{app} . Lorsque la tension V_{app} est comparable ou supérieure à la tension V_{bi} , la tension V_j est inférieure à la tension V_{app} car majorée par le potentiel V_{bi} . Ainsi, dans cette partie, la tension aux bornes de la zone désertée V_j et la tension appliquée à la diode V_{app} seront bien distinguées.

Afin d'établir le modèle de diode à haute tension, outre les hypothèses utilisées pour le modèle à basse tension, la jonction $p-n$ étudiée est également supposée asymétrique, c'est-à-dire que le courant de l'un des deux types de porteurs de charge est largement supérieur au courant de l'autre type de porteurs. Pour une jonction à base de GaN, de par la forte mobilité des électrons et l'énergie d'activation importante des accepteurs, le courant des électrons peut être très élevé par rapport au courant des trous. Par analogie aux modèles à faibles tensions, la densité du courant dans une jonction à base de GaN à hautes tensions est modélisée par l'expression (2.28). Les calculs sont détaillés dans le chapitre 2.9 de la référence [25] et dans la référence [152].

$$J = \frac{qn_i^2 D_n^*}{N_a L_n^*} \coth\left(\frac{W_p - d_p(V)}{L_n^*}\right) \left[\exp\left(\frac{qV_j}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (2.28)$$

L'expression (2.28) est analogue à l'expression (2.24) pour des basses tensions. L'épaisseur d_p est modélisée par les équations (2.15) ou (2.16). La diffusivité D_n et la longueur de diffusion L_n des électrons sont remplacées par leur valeur effective :

$$D_n^* = D_n \left(1 + \frac{n}{p}\right)_{x=-d_p}$$

$$L_n = \sqrt{D_n^* \tau_n^*} = \sqrt{D_n^* \tau_n \frac{N_d}{n}}$$

L'expression (2.28) traduit la relation entre la densité du courant J et la tension aux bornes de la zone désertée V_j . En comparaison, l'expression (2.24) relie la densité du courant J et la tension appliquée à la diode V_{app} or il n'est possible d'évaluer que la valeur de V_{app} lors des mesures. Afin d'établir la loi $J(V_{app})$, puisque les tensions V_j et V_{app} ne sont plus égales à haute tension, il est nécessaire de déterminer la relation entre ces deux tensions.

Pour une jonction p - n à base de GaN, la relation entre les tensions V_j et V_{app} se traduit par l'expression (2.29), en supposant que la tension aux bornes de la partie dopée n V_{sn} soit négligeable et que $V_{app} = V_j + V_{sp}$. Les calculs sont détaillés dans le chapitre 2.9 de la référence [25].

$$V_j = \frac{1}{2} \left[V_{app} - \frac{k_B T}{q} \ln \left(1 + \frac{\mu_n}{\mu_p} \right) - 2 \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{n_i}{N_a} \right) \right] \quad (2.29)$$

Dans une jonction à base de GaN, le terme $k_B T/q \times \ln(n_i/N_a)$, à première vue, semble négligeable devant V_{app} puisque la concentration des porteurs intrinsèques n_i est de l'ordre de 10^{-10} cm^{-3} et la concentration d'accepteurs N_a est souvent de l'ordre de 10^{19} cm^{-3} . Cependant, pour une concentration d'accepteurs $N_a = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, la valeur de ce terme est environ $1.7V$, soit du même ordre de grandeur que V_{bi} . En remplaçant l'expression (2.29) dans l'expression (2.28), on obtient la loi $J(V_{app})$.

$$J = \frac{q D_n^* n_i}{W_p} \sqrt{\frac{\mu_p}{\mu_n + \mu_p}} \exp \left(\frac{q V_{app}}{2 k_B T} \right) \quad (2.30)$$

La tension de seuil, V_{th} , qui sépare le modèle de densité de courant à basse tension du modèle de densité de courant à haute tension s'obtient en utilisant les équations (2.24), (2.30) et en supposant que la densité de courant des électrons est prédominante. Cette situation est probable dans les diodes GaN à cause de la forte mobilité des électrons par rapport à celle des trous. La tension V_{th} est exprimé par l'équation (2.31).

$$V_{th} = \frac{2 k_B T}{q} \ln \left(\frac{N_a}{n_i} \sqrt{\frac{\mu_p}{\mu_n + \mu_p}} \right) \quad (2.31)$$

Revenons à l'expression (2.29). A première vue, les termes $k_B T/q \times \ln(1 + \mu_n/\mu_p)$ et $k_B T/q \times \ln(n_i/N_a)$ semblent constants en fonction de la tension appliquée V_{app} et la tension V_j est une fonction linéaire de V_{app} . Cependant, comme le suggèrent les parties suivantes, à très haute tension, les mobilités μ_n et μ_p ainsi que l'énergie d'activation des accepteurs peuvent varier en fonction de la tension V_{app} . Dans ce cas la tension V_j n'est plus une simple fonction linéaire de la tension V_{app} et une augmentation dV_{app} n'est plus impartie qu'à V_j mais également au terme $k_B T/q \times \ln(1 + \mu_n/\mu_p) + 2 k_B T/q \times \ln(n_i/N_a)$.

Dans une jonction à base de GaN, à haute tension, hormis le champ électrique dans la zone désertée, un champ électrique se trouve probablement majoritairement dans la partie dopée p de la jonction à cause de la faible conductivité de cette partie. La chute de tension V_{sp} dans la partie dopée p n'est plus négligeable, contrairement à la chute de tension V_{sn} dans la partie dopée n . Ainsi, l'expression (2.29) peut s'écrire sous la forme $V_{app} = V_j + V_{sp}$, de laquelle on obtient l'expression de la tension V_{sp} aux bornes de la partie dopée p .

$$V_{sp} = \frac{1}{2} \left[V_{app} + \frac{k_B T}{q} \ln \left(1 + \frac{\mu_n}{\mu_p} \right) + 2 \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{n_i}{N_a} \right) \right] \quad (2.32)$$

L'expression (2.32) suggère que la tension V_{sp} aux bornes de la partie dopée p est également une fonction croissante de la tension V_{app} appliquée à la diode. Une augmentation de V_{sp} entraîne éventuellement la croissance d'un champ électrique dans la région de type p .

Bien que ce modèle soit établi pour le régime des hautes tensions, les caractéristiques $J - V$ ou $I - V$ des diodes ou des LED requièrent un autre modèle pour le régime résistif, ou pour des tensions $V_{app} \gg V_{bi}$. Ce modèle suivra la loi d'Ohm $I(V_{app}) = (V_{app} - V_{bi})/R_s$ dans laquelle R_s est la résistance série de la diode. Pourtant, aucun modèle n'est disponible pour la résistance R_s et pour la caractéristique $I - V$.

Nous avons étudié les modèles analytiques disponibles pour la densité du courant d'une diode en fonction de la tension appliquée à basses et hautes tensions dans les parties 2.2.2 et 2.2.3. Ces modèles sont basés sur des hypothèses qui ne se justifient souvent que dans un intervalle de tension restreint. En outre, le manque de modèle pour des très hautes tensions (le régime résistif) limite l'application des modèles analytiques à l'étude de la caractéristique $J - V$ des diodes. En effet, afin de modéliser la relation entre la densité du courant et la tension dans une diode, le modèle suivant est souvent préféré aux modèles analytiques : (chapitre 4.2 de la référence [10])

$$I - \frac{V_{app} - I \times R_s}{R_p} = I_s \exp \left(\frac{V_{app} - I \times R_s}{n_{ideal} k_B T} \right) \quad (2.33)$$

A part la résistance série R_s , une résistance en parallèle dénommée R_p intervient dans l'expression (2.33). Cette résistance en parallèle modélise les phénomènes court-circuitant la jonction $p-n$, par exemple des imperfections de la surface de la jonction et d'une certaine façon l'influence des dislocations traversantes. Notons que le terme $V_{app} - I \times R_s$ dans l'équation (2.33) égale la tension V_j aux bornes de la zone désertée de la diode caractérisée et l'expression (2.33) n'est qu'une autre forme de l'expression (2.27) ou de l'expression (2.28). Bien que l'expression (2.33) permette la détermination empirique des quantités I_s , R_s et n_{ideal} , l'intensité du courant ne peut pas être exprimée par une fonction simple de la tension appliquée. La résolution de l'équation (2.33) implique l'utilisation de la fonction W de Lambert qui est également nécessaire afin de résoudre l'équation différentielle de Poisson (2.8) sans aucune approximation. Ainsi, l'étude des différents mécanismes dans la diode s'avère plus difficile avec l'expression (2.33).

Dans son travail de thèse, Amar Gaci[153] propose des modèles à basses et hautes tensions et cite également des modèles construits par d'autres chercheurs pour la caractéristiques $I - V$ des diodes. Comme les modèles analytiques présentés ci-dessus, les modèles de Gaci et d'autres chercheurs ne décrivent pas exactement le comportement électrique d'une diode dans le régime

résistif. Puisqu'il n'existe pas de modèle analytique pour une simple jonction $p-n$ à haute tension, une LED de type hétérojonction à puits quantiques ne dispose pas non plus de solution analytique. Ainsi, une étude analytique des diodes à hautes tensions se heurte à d'infranchissables difficultés et nécessite d'autres approches.

2.2.4 Modèle SRH

Les recombinaisons dites de Shockley-Read-Hall (ou génération/recombinaison SRH) se réalisent en présence des niveaux de piège créés par des impuretés ou plus généralement des défauts dans la bande interdite d'un semiconducteur. La statistique de ces processus est établie par Shockley, Read[114] et Hall.[115] Ces processus sont composés de deux étapes :[31]

- La capture d'un électron (ou d'un trou) par une impureté, représentée par le niveau de piège correspondant dans la bande interdite (voir la figure 2-7-a et la figure 2-7-c).
- La capture d'un trou (ou d'un électron) par cette même impureté, entraînant la disparition (voir la figure 2-7-b) ou la génération (voir la figure 2-7-d) d'une paire électron-trou.

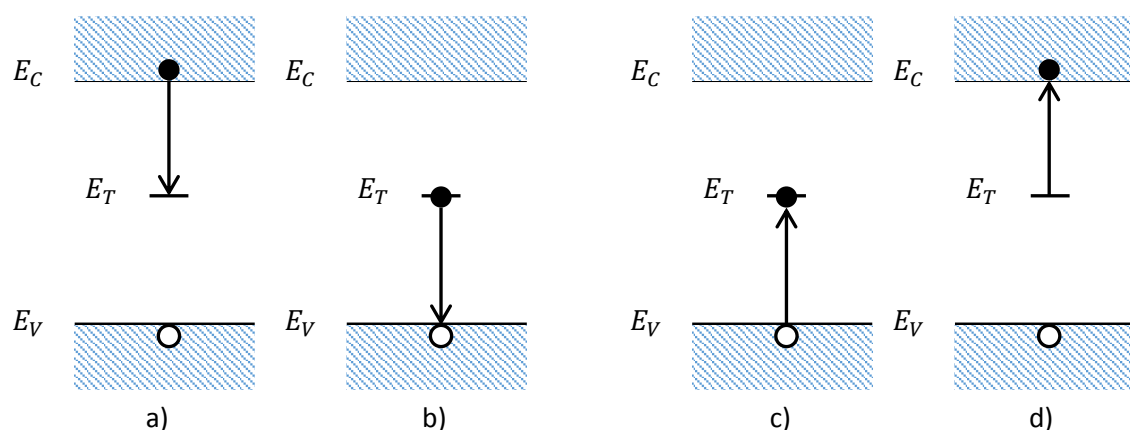


Figure 2-7 : Les différents processus de génération/recombinaison SRH dans un semiconducteur. Un électron est représenté par un cercle plein en couleur noire, un trou par un cercle vide en couleur blanche. Les figures a) et b) décrivent la recombinaison et les figures c) et d) la génération d'une paire électron-trou.

Le taux de recombinaison SRH est modélisé par l'équation (2.34).[114], [115]

$$R = -\frac{dn}{dt} = \frac{np - n_i^2}{\tau_{n0}(p + p_T) + \tau_{p0}(n + n_T)} \quad (2.34)$$

Dans l'équation (2.34), n et p sont les concentrations des électrons et des trous dans le matériau, n_T et p_T les concentrations des électrons et des trous à l'équilibre si le niveau de Fermi E_F coïncide avec le niveau d'énergie de piège E_T , τ_{n0} la durée de vie des électrons lorsque les niveaux de piège sont vides et τ_{p0} la durée de vie des trous lorsque les niveaux de piège sont tous occupés par des électrons.[115] Les durées de vie $\tau_{n0,p0}$ sont des fonctions de la vitesse v des porteurs, de la section de capture A des pièges et de la concentration N_T des pièges (voir équation (2.35)).[114]

$$\tau_{n0,p0} = \frac{1}{c_{n,p}N_T} \quad (2.35)$$

Dans l'équations (2.35), $c_{n,p}$ est appelé le coefficient de capture [$cm^3.s^{-1}$] et est défini comme la valeur moyenne du produit $v \times A$. [114]

Si l'un des deux types de porteurs est dominant, par exemple les électrons, l'équation (2.34) peut être approchée par un terme de forme An (comme dans le modèle ABC, voir partie 1.4.3.2), auquel cas le taux de recombinaison SRH est approximativement proportionnel à la concentration des électrons (n) ou des trous (p).

L'expression approximative de la densité du courant généré par les recombinaisons SRH dans une diode est donnée par l'expression (2.36) (chapitre 10.B de la référence [31]).

$$J_{SRH} \approx \frac{q(d_n + d_p)n_i}{2\sqrt{\tau_{n0}\tau_{p0}}} \exp\left(\frac{qV_{app}}{2k_B T}\right) \quad (2.36)$$

Le terme $j_{s-SRH} = q(d_n + d_p)n_i/2\sqrt{\tau_{n0}\tau_{p0}}$ est dénommé la densité du courant limite de génération-recombinaison. Le rapport entre cette densité du courant limite et la densité du courant limite de diffusion (équations (2.25) et (2.26)) est proportionnel à n_i^{-1} . Comme n_i est une fonction décroissante de l'énergie de la bande interdite E_g d'un matériau $n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp(-E_g/2k_B T)$, le rapport entre les densités des courants limites ci-avant suggère que dans les semiconducteurs à grande bande interdite tel que le GaN, le courant de génération-recombinaison SRH est important à basses tensions.

Cependant, dans une LED, contrairement à la théorie de Shockley Read Hall détaillée ci-avant, il faudra bien évidemment prendre en compte toutes les recombinaisons, en particulier radiatives, que la conception du dispositif souhaite forcer dans la zone active et en particulier dans les puits quantiques. Aussi, dans une LED, au fur et à mesure que la tension appliquée augmente, les courants de recombinaison radiative devraient excéder non seulement les courants de génération-recombinaison mais également les courants de diffusion et de drift.

Dans le cadre des simulations détaillées dans le chapitre suivant, nous ne modifierons pas la profondeur des pièges et utiliserons toujours des pièges en milieu de gap uniformément distribués dans l'ensemble de la structure LED. Bien que non réaliste, cette hypothèse de travail offre plusieurs avantages :

- Elle exacerbe les recombinaisons SRH,[122]
- Elle permettra d'identifier les zones les plus impactées par les mécanismes SRH car si le taux de recombinaison SRH est exacerbé, la signature des recombinaisons SRH est plus facilement détectable et
- Elle permet également de s'affranchir de l'introduction de nouveaux paramètres que sont les densités de pièges et leurs profondeurs qui s'avèrent en grande partie spécifiques à la LED étudiée.

2.2.5 Modèle de recombinaison radiative

Dans un semiconducteur, les électrons et les trous peuvent se recombiner radiativement ou non-radiativement. La recombinaison radiative bande à bande est directe et ne nécessite pas de niveau de piège intermédiaire comme la recombinaison SRH.

Le taux de recombinaison radiative est proportionnel à la densité des électrons n et à la densité des trous p . L'expression de ce taux est donnée par l'équation (2.37) (chapitre 2.1 de la référence [10]).

$$R = -\frac{dn}{dt} = -\frac{dp}{dt} = B \times n \times p \quad (2.37)$$

Dans l'expression (2.37), le facteur B est dénommé le « coefficient de recombinaison bimoléculaire ». Pour des semiconducteurs III-V à gap direct, le facteur B prend typiquement des valeurs entre $10^{-11} \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ et $10^{-9} \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ (chapitre 2.1 de la référence [10]). Le coefficient B d'un semiconducteur est directement lié à la « durée de vie radiative des porteurs » τ_{rad} de ce matériau sous l'influence d'une excitation. Lorsque le semiconducteur est excité, des paires électron-trou hors équilibre sont générées. Après l'extinction du signal, ces porteurs se recombinent et leurs densités diminuent avec le temps. La durée de vie τ_{rad} caractérise la décroissance de ces densités de porteurs par émission de photons. La durée de vie τ_{rad} est également appelée le « temps de recombinaison radiative » (chapitre 7.4 de la référence [31]). Pour des faibles et fortes excitations lumineuses, la relation entre le coefficient B et la durée de vie des porteurs τ_R est respectivement donnée par les expressions (2.38) et (2.39) (chapitre 2.2 et 2.3 de la référence [10]).

$$\tau_{rad} = \frac{1}{B(n_0 + p_0)} \quad (2.38)$$

$$\tau_{rad} = t + \frac{1}{B\Delta n_0} \quad (2.39)$$

Dans les expressions (2.38) et (2.39), n_0 et p_0 sont les densités des électrons et des trous du matériau à l'équilibre, t la durée à partir du moment où l'excitation lumineuse s'éteint et Δn_0 l'excès d'électrons (égal à l'excès de trous) au moment où l'illumination s'éteint. La durée de vie τ_{rad} est un facteur important dans des applications de communication par lumière et prend typiquement des valeurs de l'ordre de la nanoseconde (chapitre 7.4 de la référence [31]). Afin de réduire la durée de vie τ_{rad} et augmenter la vitesse de modulation des LED, il sera souhaitable d'amplifier les dopages ou l'injection des porteurs dans la LED (chapitres 2.3 et 2.4 de la référence [10]).

Dans le modèle ABC souvent utilisé pour modéliser l'efficacité d'une LED, les recombinaisons radiatives sont approchées par un terme Bn^2 . Dans ce cas, les concentrations des électrons (n) et des trous (p) sont supposées égales. Pourtant, la validité de ce modèle simplifié peut être questionnée. En effet, il suffit qu'un des deux types de porteurs soit prédominant par rapport à l'autre pour que le terme Bn^2 soit faussé. Ainsi, la simplification du modèle $B \times n \times p$ en Bn^2 doit être employée avec précaution.

2.2.6 Modèle de recombinaison Auger

Le troisième mécanisme de recombinaison dans des semiconducteurs est la recombinaison Auger qui implique trois porteurs : deux électrons et un trou (processus eeh) ou deux trous et un électron (processus ehh). La recombinaison peut être directe ou indirecte, comme l'illustre la figure 2-8 (page 63), et doit obéir aux lois de conservation de l'impulsion et de l'énergie totale.

Dans une recombinaison directe, l'énergie de la recombinaison est transmise au troisième porteur et ce dernier se transfère à un autre niveau d'énergie. La recombinaison Auger directe ne génère pas de phonon. Prenons le processus eeh à titre d'exemple. Soit $\hbar k_1$, $\hbar k_2$ et $\hbar k_h$ les moments initiaux des deux électrons et d'un trou, $\hbar k_3$ le moment final de l'électron recevant l'énergie de la recombinaison. Les lois de conservation de l'impulsion et de l'énergie totale impliquent les relations (2.40) et (2.41) : (chapitre 6.D de la référence [31])

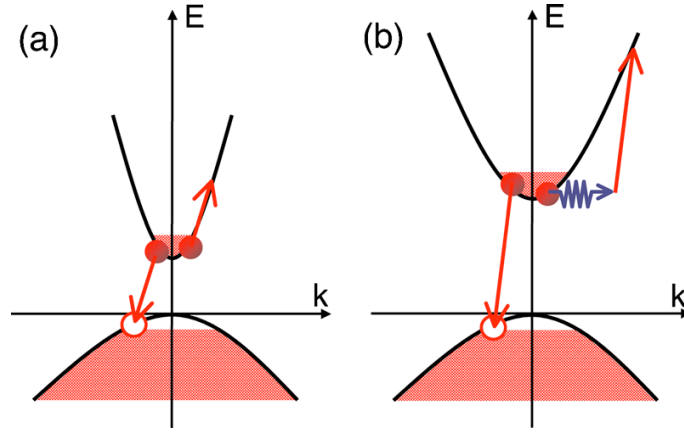


Figure 2-8 : Représentations schématiques des recombinaisons Auger a) directe et b) indirecte assistée par phonons.[57]

$$k_1 + k_2 - k_h = k_3 \quad (2.40)$$

$$\varepsilon_c(k_1) + \varepsilon_c(k_2) - \varepsilon_v(k_h) = \varepsilon_v(k_3) \quad (2.41)$$

Dans l'expression (2.41), $\varepsilon_{c,v}$ sont les énergies des électrons et trous correspondant aux vecteurs k , avec $\varepsilon_c(k) = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c}$ et $\varepsilon_v(k) = E_v - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_v}$. L'énergie cinétique totale ε_k des trois particules avant la recombinaison est donnée par l'expression (2.42).

$$\varepsilon_k = \frac{\hbar^2}{2m_c}(k_1^2 + k_2^2) + \frac{\hbar^2 k_h^2}{2m_v} \quad (2.42)$$

A l'issue de la recombinaison, la troisième particule, en l'occurrence un électron, reçoit une énergie de l'ordre de la largeur de la bande interdite E_g . Ainsi, afin que la recombinaison puisse se produire, l'énergie initiale du système des trois particules doit excéder un seuil déterminé par le minimum de l'énergie cinétique ε_k requis pour que les équations (2.40) et (2.41) soient satisfaites (chapitre 11.2 de la référence [56]). En supposant $m_c/m_v \ll 1$, l'énergie de seuil ε_{th} d'un processus eeh est donnée par l'expression (2.43).

$$\varepsilon_{th} \approx \frac{m_c}{m_h} E_g \quad (2.43)$$

L'expression (2.43) suggère que les recombinaisons Auger directes, dont la probabilité est proportionnelle à $\exp(-\varepsilon_{th}/k_B T)$, sont d'autant plus importantes que la largeur de la bande interdite d'un matériau est plus faible. Ainsi, à basse température ou dans les semiconducteurs à large bande interdite, tel que le GaN, les recombinaisons Auger directes sont presque improbables.

Cependant, l'énergie de seuil ε_{th} peut être éliminée si une autre particule, typiquement un phonon ou une impureté, se charge du transfert du moment cristallin k . Le changement de niveau d'énergie du troisième porteur est ainsi renforcé par absorption ou émission d'un phonon, permettant l'accès à plus de niveaux d'énergie.[57], [154] Ce processus est appelé une recombinaison Auger indirecte. L'interaction électron-phonon peut être considérée comme des effets de second ordre selon la théorie de perturbation. Dans des semiconducteurs purs, les recombinaisons Auger assistées par des phonons sont plus importantes. Dans des semiconducteurs fortement dopés, les recombinaisons assistées par des impuretés sont prédominantes (chapitre 11.8 de la référence [56]).

Le taux de recombinaison Auger dans un matériau est modélisé par l'expression suivante (chapitre 1.12 de la référence [155]). Cette expression est simplifiée et n'est valable que pour des

statistiques de Boltzmann. Dans une LED, l'effet Auger se manifeste fortement à haute tension, i.e. forte injection et les statistiques de Boltzmann ne sont pas justifiées à haute tension.

$$R_{Auger} = C_n(n^2p - n_i^2n) + C_p(p^2n - n_i^2p) \quad (2.44)$$

Les coefficients C_n et C_p sont respectivement les coefficients Auger pour des processus eeh et ehh . Les valeurs de ces coefficients dans les matériaux III-V « classiques » sont à 300K typiquement de l'ordre de $10^{-29} - 10^{-28} \text{ cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$. [10] Dans les alliages à base de GaN, des valeurs reportées varient de $10^{-34} \text{ cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$ [59], [60], [121] à $10^{-28} \text{ cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$ [156] à 300K selon le mécanisme (direct ou indirect), la composition de l'alliage, [57] la concentration des porteurs dans le matériau [31] entre autres (voir la partie 1.4.3.1.1).

Les recombinaisons Auger jouent un rôle important dans les caractéristiques électro-optiques des LED. A hautes tensions ou forte excitation par laser, les densités des électrons (n) et les trous (p) sont quasiment égales ($n \approx p$), le taux de recombinaison Auger suit approximativement une loi en Cn^3 (chapitre 11.1 de la référence [56]). Il est à noter qu'à hautes tension, l'évolution de la loi n^3 en fonction de la tension V peut être très différente de celles des lois n^2p ou p^2n en fonction de V à basses tensions car à basses tensions, les fonctions $n(V)$ et $p(V)$ peuvent être différentes. Nous verrons dans le chapitre 3 que bien qu'à haute tension ($V > V_{bi}$), les vitesses d'augmentation de n et p (les dérivées de n et p en fonction de V) soient quasiment égales, aux basses tensions la vitesse d'augmentation de la concentration des porteurs minoritaires est plus élevée que celle des porteurs majoritaires correspondantes. A haute tension, à cause de la dépendance au troisième ordre de la densité des porteurs, la recombinaison Auger peut dépasser les autres mécanismes de recombinaison et peut contribuer à la chute du rendement radiatif d'une LED. En dépit de l'importance de la recombinaison Auger, les valeurs des coefficients Auger rapportées dans la littérature scientifique demeurent largement dispersées,²⁵ comme le montre le paragraphe précédent et selon la remarque de J. Piprek. [105] Ainsi, les recombinaisons Auger resteront un sujet important de la thématique du rendement des LED dans l'avenir.

2.2.7 Modèle d'ionisation par impact électronique

L'ionisation par impact électronique est le processus inverse de la recombinaison Auger. Lorsque le champ électrique dans une région est suffisamment important, des électrons (ou des trous) acquérant suffisamment d'énergie cinétique peuvent entrer en collision avec un électron de la bande de valence, exciter ce dernier jusqu'à un niveau de la bande de conduction et créer une paire électron-trou. Si le taux de génération est suffisamment élevé, ce processus peut entraîner l'effet d'avalanche. Le taux de génération G d'ionisation par impact est donné par [157] :

$$G = dn/dt = dp/dt = \alpha_n J_n + \alpha_p J_p \quad (2.45)$$

Dans l'expression (2.45), les facteurs α_n et α_p sont les coefficients d'ionisation des électrons et des trous. J_n et J_p sont les densités des courants des électrons et des trous. Les coefficients d'ionisation suivent la loi de Chynoweth. [157], [158]

$$\alpha_{n,p}(E) = a_{n,p} \exp\left(-\frac{b_{n,p}}{E}\right) \quad (2.46)$$

²⁵ Le coefficient du mécanisme inverse de l'effet Auger – l'ionisation par choc – dans le GaN est mesuré par Kunihiro *et al.* [116]

Les coefficients $a_{n,p}$ et $b_{n,p}$ sont différents selon les matériaux et peuvent varier en fonction de la température.

L'ionisation par choc est importante en tensions inverses et négligeable devant les autres mécanismes de génération-recombinaison en tensions directes. Masui *et al.*[117] proposent un modèle de génération cinétique de paires électron-trou en tensions directes, similaire au modèle d'ionisation par choc. Le modèle de Masui *et al.*[117] suppose qu'une fuite d'électrons dans la partie dopée Mg existe et ionise les accepteurs dans cette partie.

2.2.8 Modèle de recombinaison à la surface

A la surface d'un semiconducteur, la périodicité du cristal est brisée et les liaisons du côté vide des atomes à la surface sont coupées (et souvent reconstruites). Ces liaisons, appelées liaisons pendantes ("dangling bonds" en langue anglaise), induisent des états accessibles aux électrons dans la bande interdite. Par conséquent, la surface ressemble à un défaut, représentée par des états dans la bande interdite correspondant à de différents niveaux d'énergie E_T . Ainsi, le modèle de recombinaison à la surface (équation (2.47)) est basé sur le modèle de recombinaison SRH[122], [159] (voir l'équation (2.34)) en remplaçant les durées de vie et les concentrations des porteurs par les durées de vie $\tau_{n0,p0}^{surface}$ et les concentrations des porteurs n_s, p_s à la surface.

$$R_{surface} = \frac{n_s p_s - n_i^2}{\tau_{n0}^{surface} (p_s + p_T) + \tau_{p0}^{surface} (n_s + n_T)} \quad (2.47)$$

Dans l'expression (2.47), les durées de vie $\tau_{n0,p0}^{surface}$ sont liées à la densité superficielle N_T de l'état d'énergie E_T . [122], [159]

2.2.9 Modèle de transition par effet tunnel

Comme l'indique la partie 2.1.3, sous l'influence d'un champ électrique important dans la zone désertée, deux mécanismes de transition par l'effet tunnel peuvent intervenir : la transition assistée par des niveaux de pièges (voir la figure 2-9-a) et la transition directe de la bande de valence à la bande de conduction ou vice-versa (voir la figure 2-9-b).

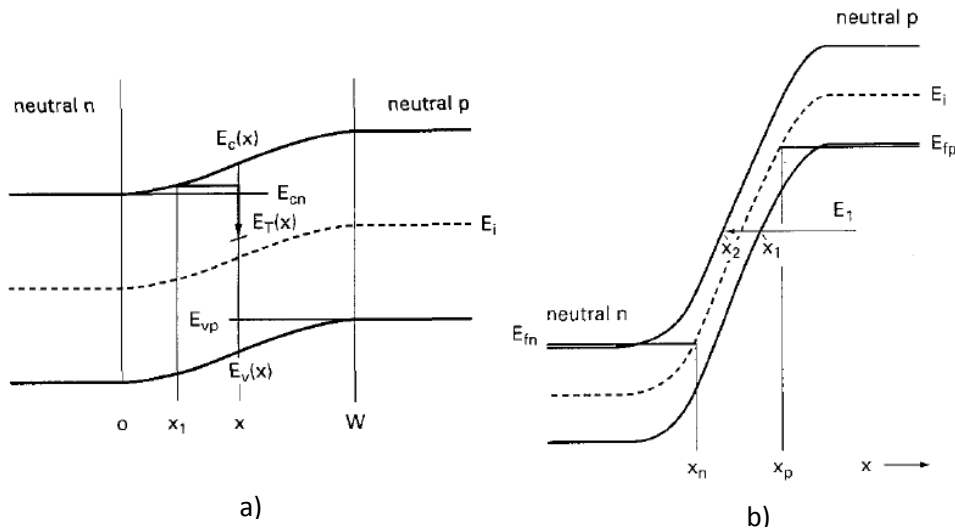


Figure 2-9 : Représentations schématiques du mécanisme de transition par l'effet tunnel a) assistée par des niveaux de piège et b) directe.[124]

Hurkx *et al.*[124] proposent des modèles pour les simulations des deux processus de transition. Pour les transitions assistées par des niveaux de piège, le taux de recombinaison est donné par :

$$R_{trap} = \frac{np - n_i^2}{\frac{\tau_{n0}}{1 + \Gamma_n}(p + p_T) + \frac{\tau_{p0}}{1 + \Gamma_p}(n + n_T)} \quad (2.48)$$

Par rapport à l'expression (2.34) du taux de recombinaison SRH, dans l'expression (2.48) existent des facteurs Γ_n et Γ_p modélisant les effets du champ électrique. Lorsque le champ électrique est faible, les facteurs Γ_n et Γ_p sont négligeables par rapport à l'unité et l'expression (2.48) revient à l'expression (2.34) du taux de recombinaison SRH. Lorsque le champ électrique est important et les transitions tunnel sont activées, ces facteurs sont calculés par les formules 5a, 5b et 7 de la référence [124].

Pour les transitions directes, sous l'effet d'un champ électrique F important, le taux de transition tunnel est donné par[124] :

$$R_{bbt} = -B \times F^\sigma \times D(F, E, E_{fn}, E_{fp}) \times \exp\left(-\frac{F_0}{F}\right) \quad (2.49)$$

Dans l'expression (2.49), la fonction $D(F, E, E_{fn}, E_{fp})$ prend en compte les positions relatives des niveaux de Fermi E_{fn} et E_{fp} dans les zones neutres et l'influence du mouvement perpendiculaire des électrons au champ électrique causant la transition tunnel.[124] F_0 est le champ électrique dans la zone désertée à l'équilibre et B un facteur de proportionnalité. Les paramètres F_0 et B varient avec la température. Le facteur σ prend la valeur 2 dans les semiconducteurs à gap direct et 5/2 dans les semiconducteurs à gap indirect.

Le courant dans les LED à base de GaN est dominé par l'effet tunnel à faible tension.[47]–[49] La caractéristique $I - V$ s'écrit dans ce cas $I = I_s \exp(qV/E_A)$ auquel cas la pente de la caractéristique $I - V$ ne varie pas en fonction de la température (voir la partie 1.4.1.1). Des mesures électro-optiques des LED commerciales ont été réalisées dans ce travail et un exemple est illustré en figure 2-10.

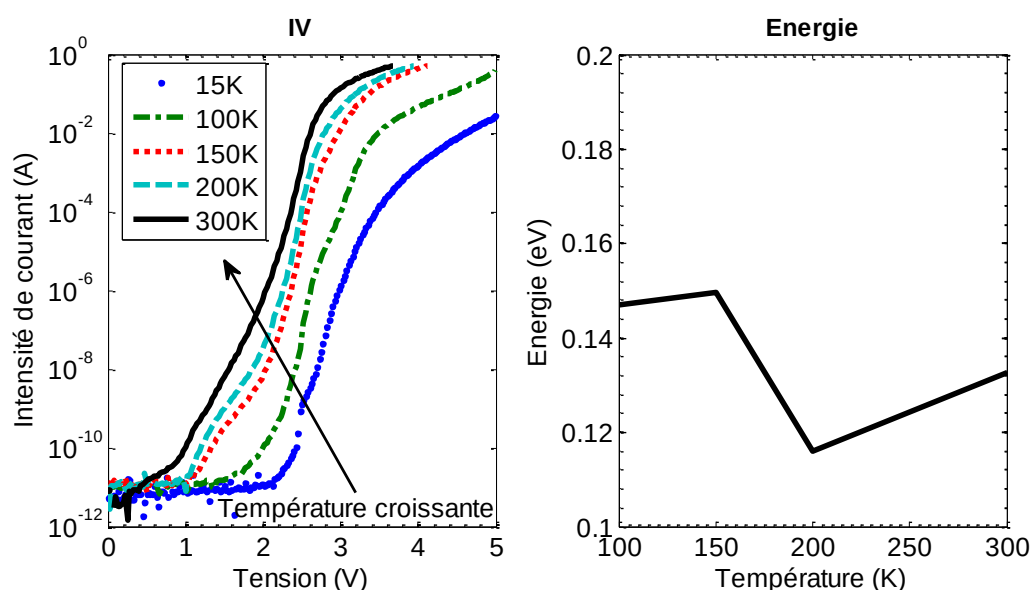


Figure 2-10 : Caractéristiques $I - V$ (à gauche) et l'énergie E_A (à droite) en fonction de la température.

L'intensité du courant I augmente en fonction de la température mais les pentes des caractéristiques $I - V$, en particulier à faible tension, sont quasiment indépendantes de la température. Les valeurs de l'énergie E_A calculées sont cohérentes avec des valeurs rapportées dans la littérature.[50]

Dans le chapitre suivant exposant les résultats de simulation, les mécanismes de transition par effet tunnel ne seront pas pris en compte. En effet, la méconnaissance des paramètres nécessaires à la description de ce mécanisme risque principalement de fausser les résultats de simulation et de nous orienter vers des raisonnements spécifiques et non génériques.

2.2.10 Conclusion sur la description analytique

Afin d'étudier les mécanismes régissant les caractéristiques des diodes ou des LED, des modèles analytiques sont utilisés et présentés ci-dessus. La plupart de ces modèles concerne le régime des basses tensions et les descriptions analytiques existantes ne sont pas valables dans un régime de hautes tensions.

En supposant qu'une LED à puits quantiques munie d'une couche de blocage électronique se comporterait comme une simple homojonction, on pourrait prévoir selon les expressions analytiques décrites ci-avant que : à basse tension, dans une diode à faible largeur de bande interdite, le mécanisme de transport dominant est la diffusion tandis que dans une diode à grande largeur de bande interdite, les recombinaisons SRH prédominent.

A haute tension, le transport dans les zones neutres sous l'influence d'un champ électrique n'est plus négligeable, et il n'est plus du tout possible de négliger les recombinaisons.

En conclusion, il s'avère quasiment impossible d'étudier analytiquement les caractéristiques des diodes ou des LED en y intégrant l'ensemble des mécanismes. L'étude analytique sollicite souvent des modèles semi-empiriques ou empiriques. Une approche alternative est la résolution numérique des équations de base des semiconducteurs mentionnées dans la partie 2.2.1.

2.3 SILVACO/ATLAS – méthodes et modèles disponibles

Au lieu d'établir des expressions analytiques concrètes pour l'étude des mécanismes dans une diode, cette diode peut être divisée en petites structures dans lesquelles les équations différentielles sont résolues numériquement en bénéficiant de la puissance de calcul des ordinateurs. La « Conception Assistée par Ordinateur pour l'électronique » (CAO électronique ou TCAD pour "Technology Computer Aided Design" en langue anglaise) est largement utilisée pour l'étude des composants électroniques tels que des transistors ou des composants optoélectroniques. Dans le domaine de la simulation des LED, plusieurs logiciels sont disponibles, par exemple APSYS de Crosslight, ATLAS de SILVACO ou *tiberCAD* de *tiberlab*. La CAO électronique peut être utilisée pour la conception des nouvelles structures LED [160] ou l'étude de la chute du rendement des LED.[69]

Dans ce travail de thèse, la simulation numérique est réalisée avec le logiciel ATLAS de SILVACO. En utilisant la méthode des éléments finis, le logiciel crée une maille couvrant toute la surface de la structure étudiée et résout numériquement les équations de base des semiconducteurs par itération. Les simulations peuvent être conduites en régime statique aussi bien qu'en régime transitoire. Les caractéristiques électro-optiques ainsi que les évolutions de différents mécanismes à l'intérieur d'une LED peuvent être extraites et exploitées.

Etant conçu pour la simulation des transistors ainsi que des composants optoélectroniques, le logiciel intègre nombre de modèles physiques, y compris les modèles mentionnés dans la partie 2.2. La base de données d'ATLAS contient les valeurs de différents paramètres de divers matériaux et offre aux utilisateurs la capacité de moduler ces valeurs.

La partie relative à la description de la simulation numérique à l'aide d'ATLAS sera donc divisée en sections respectivement détaillant la structure de LED, la description des mécanismes disponibles dans le logiciel, et finalement la stratégie de simulation employée dans ce travail de thèse.

2.3.1 La structure VTF étudiée

Une structure de LED VTF ("vertical thin film" en langue anglaise) à base de GaN, détaillée ci-après, fait l'objet de simulations numériques. Afin de faciliter la conversion entre l'intensité du courant I et la densité du courant J , la section de la LED égale 1cm^2 . La structure et les paramètres géométriques de la LED sont basés sur celles mentionnées dans la littérature, par exemple celles de la référence [75], ou celles des LED fabriquées en interne et présentées en figure 2-11 ci-dessous.

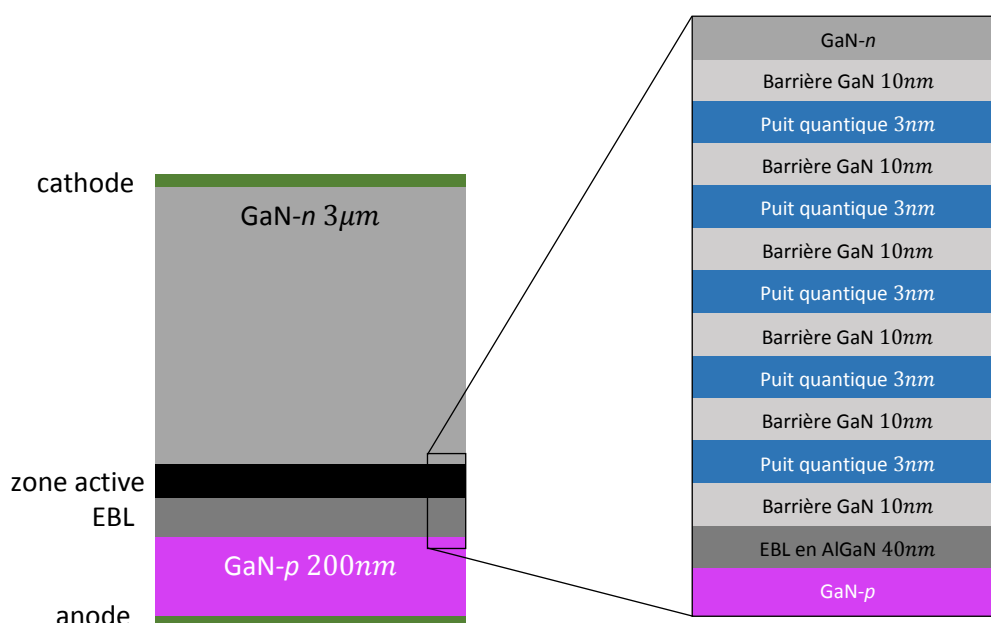


Figure 2-11 : Représentation schématisée de la structure de LED VTF modélisée. Les figures ne sont pas à l'échelle.

Comme l'illustre la figure 2-11, cette structure LED dispose de :

- Une partie GaN-n de $3\mu\text{m}$ d'épaisseur.
- Une partie GaN-p de 200nm d'épaisseur.
- Une couche de blocage d'électron (EBL) en (Ga,Al)N de 40nm d'épaisseur.
- Une zone active composée de 5 puits quantiques en (Ga,In)N et 6 barrières en GaN non intentionnellement dopés.

Pour chacune des parties de cette structure LED, les paramètres des matériaux sont résumés dans le tableau 2-1.

Paramètres	Valeur
Concentration de donneurs (N_d)	$5 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$
Concentration d'accepteurs (N_a)	$5 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$

Paramètres	Valeur
Concentration de porteurs non-intentionnels (Ga,In)N (type n)	$1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
Concentration de porteurs non-intentionnels dans les barrières GaN entre les puits (type n)	$1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
Composition d'indium dans le matériau (Ga,In)N	0.1
Composition d'aluminium dans le matériau (Ga,Al)N	0.15
Mobilité des électrons dans GaN (μ_n)	$400 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
Mobilité des trous dans GaN (μ_p)	$8 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
Mobilité des électrons dans les puits (Ga,In)N (μ_n)	$100 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
Mobilité des trous dans puits (Ga,In)N (μ_p)	$8 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
Affinité électronique du GaN (χ_{GaN})	4.1 eV
Affinité électronique de l'InN (χ_{InN})	5.8 eV
Affinité électronique de l'AlN (χ_{AlN})	1.9 eV
Durée de vie des électrons τ_n	$5 \times 10^{-8} \text{ s}$
Durée de vie des trous τ_p	$5 \times 10^{-8} \text{ s}$
Coefficient de recombinaison Auger (C_n et C_p)	$5 \times 10^{-31} \text{ cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$
Niveau des pièges pour la recombinaison SRH (E_T)	Au milieu du gap

Tableau 2-1 : Paramètres des matériaux utilisés dans les simulations.

2.3.2 Les modèles physiques utilisés pour les simulations

Afin de prendre en compte les mécanismes correspondants, les modèles cités dans le tableau 2-2 ci-dessous sont activés.

Paramètres	Modèle
Les bandes d'énergie	Modèle k.p[31]
La recombinaison SRH	Modèle SRH indépendant du dopage, de la température, ...
La recombinaison radiative	Modèle wz.kp (conçu pour la structure wurzite) et modèle de l'émission spontanée
La recombinaison Auger	Modèle Auger normal (sans influence du dopage, de la température, ...)
Les mobilités des électrons et des trous	Mobilité constante
Le champ de polarisation à l'interface GaN/(Ga,In)N, GaN/(Ga,Al)N	Calculé à partir du désaccord de maille entre les matériaux et de la polarisation spontanée de chaque matériau par ATLAS, puis multipliée par un coefficient de proportionnalité de 0.5 (effet d'écrantage coulombien [161] qui réduit le champ de polarisation)
Ionisation des dopants	Incomplète

Tableau 2-2 : Modèles utilisés dans les simulations.

2.3.2.1 La polarisation

Afin de calculer les valeurs des charges de polarisation aux interfaces entre deux matériaux, SILVACO se sert des valeurs calculées par Bernardini *et al.*[162] La différence de polarisation totale à une interface est la différence des sommes de la polarisation spontanée, P_{sp} , et de la polarisation piézoélectrique P_{pi} (voir l'équation (2.50)).

$$P_{totale} = P_{sp} + P_{pi} \quad (2.50)$$

La polarisation piézoélectrique est calculée par l'équation (2.51).

$$P_{pi} = 2 \frac{a_s - a_0}{a_0} \left(e_{31} - \frac{c_{31}}{c_{33}} e_{33} \right) \quad (2.51)$$

Dans l'équation (2.51), e_{31} et e_{33} sont des coefficients piézoélectriques, c_{31} et c_{33} sont des constantes élastiques, a_0 le paramètre de maille dans le plan hexagonal du matériau de la couche considérée, a_s le paramètre de maille de la couche contrainte. Les valeurs des paramètres présents dans les équations (2.50) et (2.51) pour le nitrure de gallium (GaN), le nitrure d'indium (InN) et le nitrure d'aluminium (AlN) sont listées dans le tableau 2-3.

Paramètre	InN	GaN	AlN
Polarisation spontanée P_{sp} ($C.m^{-2}$)	-0.042	-0.034	-0.09
Paramètre de maille a_0 (Å)	3.548	3.189	3.112
Constante piézoélectrique e_{31} ($C.m^{-2}$)	-0.41	-0.34	-0.53
Constante piézoélectrique e_{33} ($C.m^{-2}$)	0.81	0.67	1.5
Constante élastique c_{13} (GPa)	94	100	127
Constante élastique c_{33} (GPa)	200	392	382

Tableau 2-3 : Les valeurs des paramètres de polarisation des matériaux InN, GaN et AlN.

Dans les hétérojonctions à base de GaN, le champ de polarisation P_{totale} peut être écranté par des porteurs de charge libre[161]. Ainsi, la valeur de la polarisation utilisée dans les simulations est réduite par un facteur k . Ce facteur peut varier de 20% [163] à 80%. [164] Dans les simulations des LED à base de GaN, la valeur typiquement utilisée est 50%.[75] Pour les simulations présentées dans ce travail de thèse, ce facteur est égal à 50%.

2.3.2.2 L'Offset de bandes

Un autre paramètre important dans les simulations des hétérojonctions est le rapport entre l'offset de la bande de conduction (ΔE_c) et la différence de l'énergie du gap (ΔE_g) des matériaux formant l'hétérojonction. Pour des LED à base de GaN possédant une couche de blocage d'électrons, ce paramètre est d'autant plus important qu'il contrôle le courant de fuite d'électrons au-dessus de la barrière en (Ga,Al)N. Dans une hétérojonction GaN/(Ga,Al)N, la valeur de ce rapport $\Delta E_c : \Delta E_g$ est 0.57.[75], [77] La valeur de ce rapport dans une hétérojonction (Ga,In)N/GaN n'est pas encore mesurée. En conséquence, pour les hétérojonctions (Ga,In)N/GaN dans les simulations de ce travail de thèse, la valeur de ce rapport est 0.7, valeur définie par défaut par Silvaco. Le calcul des offsets de bandes est réalisé en utilisant les affinités électroniques citées dans le tableau 2-1.

2.3.2.3 Les recombinaisons SRH

Les recombinaisons Shockley-Read-Hall (SRH), radiative et Auger sont pris en compte. Le taux de recombinaison SRH est calculé à l'aide de l'équation (2.34) à la page 60.[114]

$$R = -\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{np - n_i^2}{\tau_{n0}(p + p_T) + \tau_{p0}(n + n_T)} \quad (2.52)$$

Dans l'équation (2.52), n et p sont les concentrations des électrons et des trous, n_i est la concentration de porteur intrinsèque, n_T et p_T sont les concentrations des électrons et des trous à la bande de conduction et de valence si le niveau de Fermi E_F coïncide au niveau de piège E_T , τ_{n0} et τ_{p0} sont les durées de vie des électrons et des trous quand tous les pièges sont disponibles pour la capture. Dans les simulations de cette thèse, le niveau E_T est au milieu du gap. Les durées de vie dépendent généralement de la qualité des couches épitaxiées et leur valeur peut varier de 30ns[47], [105] à

100ns[165] selon les simulations de différents groupes de recherche. Dans les simulations de cette thèse, les durées de vie sont égales à 50ns.[75]

Comme souligné ci-avant, les pièges nécessaires aux recombinaisons SRH ne disposent pas en réalité systématiquement d'une énergie correspondant au milieu de bande interdite. Mais cette description simpliste, qui s'applique uniformément à toute la LED simulée, permettra d'identifier les zones de la LED les plus impactées et de ne pas introduire de paramètres supplémentaires dont l'exactitude est encore à vérifier et ou fonction de l'échantillon étudié.

2.3.2.4 *Les recombinaisons radiatives*

Pour les études en simulation présentées, le taux de la recombinaison radiative est déterminé par la théorie $k \cdot p$ incluse dans le simulateur.

2.3.2.5 *Les recombinaisons Auger*

Le taux de recombinaison Auger est modélisé par l'équation (2.44) à la page 64.[105]

$$R = C_n(n^2p - nn_i^2) + C_p(p^2n - pn_i^2) \quad (2.53)$$

Les coefficients C_n et C_p de la recombinaison Auger sont importants pour les simulations car ils déterminent la contribution de la recombinaison Auger et donc d'une part de la perte d'efficacité de la LED. Les valeurs de ces coefficients peuvent varier de l'ordre de $10^{-34} \text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$ pour les recombinaisons Auger directes (également la valeur par défaut dans Silvaco) à $10^{-31} \text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$ pour les recombinaisons Auger indirectes et assistées par phonons.[57], [60] Pour les simulations dans cette thèse, les coefficients C_n et C_p dans l'équation (2.53) sont pris égaux à $5 \times 10^{-31} \text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$. [47] Autrement dit, les valeurs de coefficient utilisés sont très proches des plus grandes rapportées.

2.3.2.6 *L'ionisation des porteurs*

L'ionisation des donneurs et des accepteurs dans la structure est supposée incomplète, caractérisée par les énergies d'activation E_d , E_a pour les donneurs et les accepteurs, respectivement. Les concentrations des donneurs et des accepteurs ionisés sont calculées par les équations (2.54) et (2.55).[9], [166]

$$n = \frac{N_d}{1 + 2 \frac{n}{N_c} \exp\left(\frac{E_d}{kT}\right)} \quad (2.54)$$

$$p = \frac{N_a}{1 + 4 \frac{p}{N_v} \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right)} \quad (2.55)$$

Les équations (2.54) et (2.55) sont valables pour des faibles et moyennes concentrations de donneurs et d'accepteurs. Pour de fortes concentrations de dopants, typiquement plus élevées que $3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ pour les accepteurs, les concentrations des dopants ionisés sont souvent sous-estimées par ces équations. En effet, quand un matériau est fortement dopé, l'énergie d'activation correspondante diminue et les valeurs E_d , E_a doivent être ajustées. La réduction de ces énergies d'activation est modélisée par l'équation (2.56).[167]

$$E_{a,d} = E_{a0,d0} - \alpha N_{a,d}^{1/3} \quad (2.56)$$

Dans l'expression (2.56), E_{d0} et E_{a0} sont les valeurs des énergies d'activation extrapolées à une concentration de dopants nulle. Le paramètre α est un facteur géométrique, caractérisant la

probabilité de trouver un atome de dopant ionisé à proximité d'un second atome de dopant. Pour des accepteurs Mg, ce facteur est calculé par l'équation (2.57).[167]

$$\alpha = \Gamma\left(\frac{2}{3}\right) \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/3} \frac{q^2}{4\pi\epsilon} \quad (2.57)$$

Pour les donneurs et les accepteurs considérés dans les simulations de ce travail de thèse, les valeurs des paramètres E_{d0} , E_{a0} et α sont listées dans le tableau 2-4.

Paramètre	Valeur
E_{d0} (eV)	0.02 [42], [167], [168]
E_{a0} (eV)	0.245 [169]
α pour les donneurs (meV.cm)	3.4×10^{-6} [168]
α pour les accepteurs (meV.cm)	3.3×10^{-5} [167]

Tableau 2-4 : Valeurs des paramètres utilisés pour calculer les concentrations des dopants ionisés.

Outre la réduction de l'énergie d'activation d'un type de dopant en raison de la concentration de ce dopant (équation (2.56)), l'énergie d'activation peut aussi être atténuée sous l'influence d'un champ électrique.[151], [170] Ce phénomène est appelé l'effet Poole-Frenkel et est aussi pris en charge par la simulation. En présence d'un champ électrique, l'énergie d'activation des accepteurs ou des donneurs est réduite d'une quantité $\Delta\phi$, définie par l'équation (2.58).

$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{q^3 E}{\pi\epsilon\epsilon_0}} \quad (2.58)$$

Dans l'équation (2.58), $\Delta\phi$ est la réduction de l'énergie d'activation, q la charge élémentaire, E le champ électrique appliqué, ϵ la constante diélectrique relative statique du matériau et ϵ_0 la permittivité du vide. L'influence de l'effet Poole-Frenkel sur les caractéristiques d'une LED est expliquée dans le chapitre suivant.

2.4 Stratégie de modélisation

Les parties précédentes soulignent l'inconsistance de nombreux paramètres requis pour décrire au mieux les mécanismes mis en jeu dans une LED. Du fait de l'incertitude de nombreux paramètres, par exemple celle du coefficient Auger, et de la multiplicité des paramètres requis pour modéliser l'ensemble des mécanismes, les modèles numériques laissent également constamment planer un doute sur leur interprétation. En effet, il est souvent possible de décrire le comportement d'une LED avec plusieurs jeux de paramètres, comme c'est le cas pour le modèle empirique ABC.[105]

Aussi, pour prévenir les erreurs liées à la méconnaissance de ces paramètres, cette thèse optera pour une stratégie de simulation pragmatique consistant à minimiser le nombre de mécanismes introduits. En effet, elle s'attachera à comparer les résultats de simulation à des mesures expérimentales afin de conforter les raisonnements formulés mais également souligner une potentielle différence qui nous orienterait vers l'introduction d'un ou plusieurs mécanismes supplémentaires.

Ainsi, dans les parties suivantes seront exposées deux exemples de mécanismes, l'étalement ("spreading") et les recombinaisons de surface, qui implique des conséquences sur le design des LED à simuler et que nous négligerons plus loin dans un souci de simplification.

2.4.1 Le cas particulier de l'étalement du courant ("spreading")

En plus des paramètres nécessaires à la description des mécanismes physiques microscopiques de la LED, il existe d'autres paramètres macroscopiques qui influent également sur les caractéristiques électro-optiques des LED. L'un des plus connus est l'étalement ou "spreading", c'est-à-dire la distribution du courant traversant la LED dans le plan de sa zone active.

Les figure 2-12-a, figure 2-12-b et figure 2-12-c ci-après illustrent les caractéristiques électro-optiques de LED VTF processées en interne sur une plaque épitaxiée d'origine commerciale se distinguant uniquement par leur cathode, une première en forme de disque centré au milieu de la surface libre de GaN-*n*, une seconde en forme d'une grille à 4 barreaux et une troisième en forme de grille à 8 barreaux.

Les LED présentent la même surface mais une surface émissive en défaveur des LED dont la cathode est en forme de grille puisque la zone active de ces LED est ombrée par la surface de la cathode qui est, elle-même, proportionnelle au nombre de barreaux. De plus, ces LED sont issues d'une même zone de la plaque processée afin de s'affranchir autant que possible des variations liées à l'épitaxie telles que par exemple les variations d'épaisseur épitaxiée et ou l'efficacité de photoluminescence.

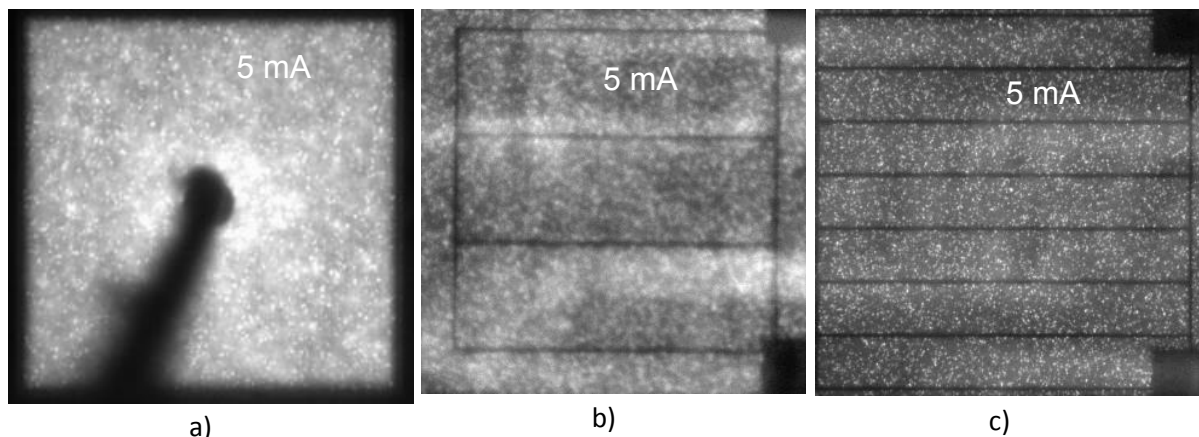


Figure 2-12 : Photographie de LED VTF de surface $900 \times 900 \mu\text{m}^2$, alimentées par un courant de 5mA, processées en interne, pourvue : a) d'une cathode ronde centrée au milieu de la face libre de GaN-*n*, b) d'une cathode en forme d'une grille à 4 barreaux espacés de $215 \mu\text{m}$ et c) d'une cathode en forme d'une grille à 8 barreaux espacés de $90 \mu\text{m}$.

La figure 2-13 (page 74) souligne en particulier que les caractéristiques $J - V$ et $\text{Efficacité} - J$ sont profondément impactées par le paramètre spreading.

Les caractéristiques $J - V$ des LED munies de cathode en forme de grille tendent à se confondre, en revanche la densité de courant de la LED à cathode en forme de disque est réduite en particulier à forte injection. Alors que la surface ombrée par la cathode en forme de grille est plus importante que celle en forme de disque, la luminance des LED avec des cathodes en forme de grille est plus importante, comme le confirme le graphique rendement – densité de courant.

L'effet du "spreading" sur les caractéristiques électro-optiques a été simulé pour des LED disposant des configurations de cathodes différentes. En l'occurrence, la figure 2-14 (page 74) illustre les caractéristiques $J - V$ et $\text{IQE} - J$ de deux LED simulées pourvue d'une cathode ronde et d'une cathode en forme de grille de neuf barreaux. Les résultats des simulations sont qualitativement cohérents avec les résultats des mesures illustrés en figure 2-13.

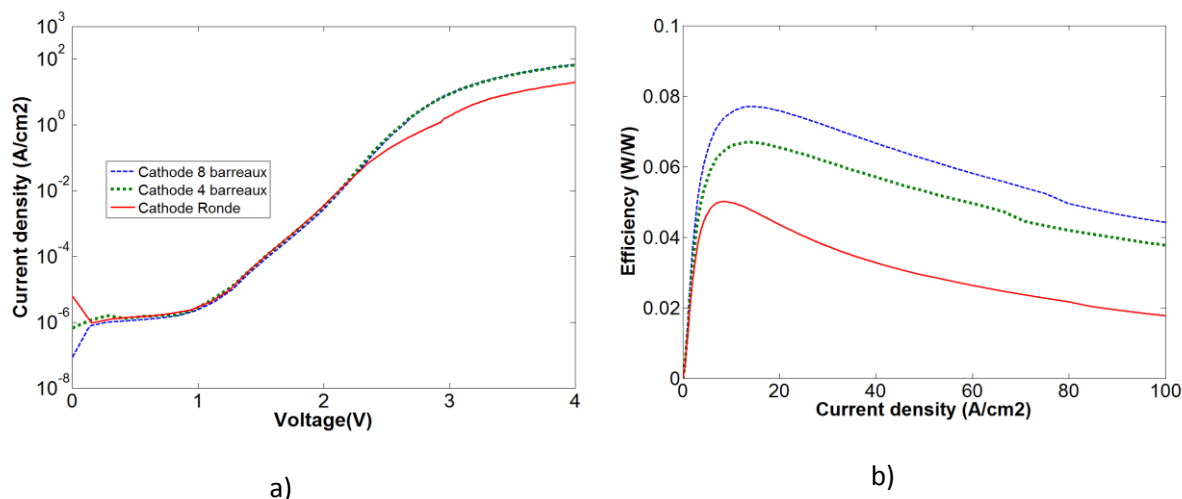


Figure 2-13 : Caractéristiques des LED dont les photographies sont illustrées en figure 2-12 à gauche $J - V$ - et à droite $Efficacité - J$.

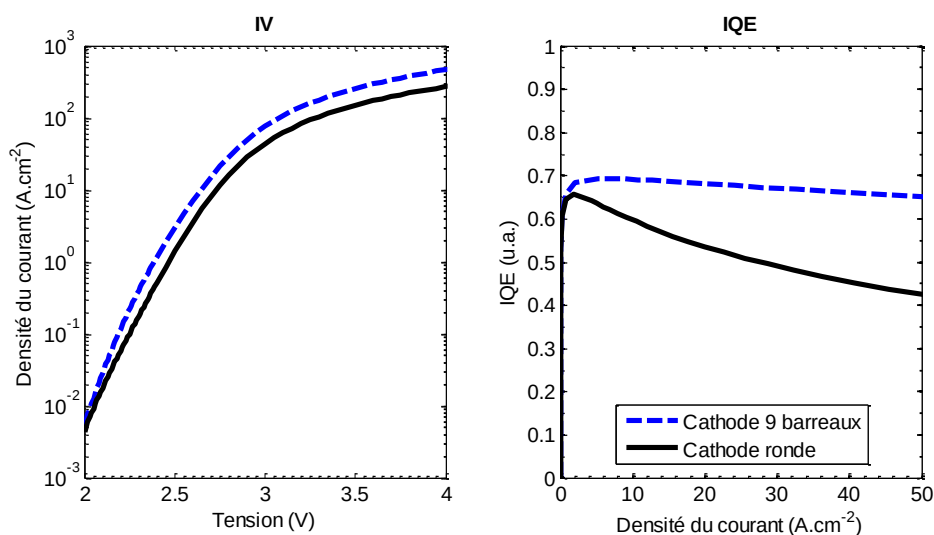


Figure 2-14 : Caractéristiques $J - V$ (à gauche) et $IQE - J$ (à droite) des LED simulées pourvues d'une cathode ronde (ligne continue) et d'une cathode en forme d'une grille à neuf barreaux (ligne discontinue).

Le “spreading” est un effet non négligeable dans la LED. Les densités de porteurs et l'importance des différents mécanismes varient localement en fonction du “spreading”, impactant l'efficacité de la LED. L'absence d'un bon “spreading” crée des surconcentrations locales de porteurs (voir la figure 2-15 à la page 75), exacerbant ainsi les problèmes liés à cette surconcentration et donc la chute d'efficacité de la LED.

Aussi, l'analyse des caractéristiques électro-optiques d'une LED requiert au préalable de s'assurer que la LED étudiée ne souffre pas d'une déficience liée au “spreading” en comparant la longueur de “spreading” calculée selon les expressions déterminées par Thompson ou Guo à la distance inter-cathode ou la distance maximale entre un point de la cathode et un point de la surface émissive de la LED. Ainsi, afin de s'affranchir totalement de la problématique “spreading”, toujours dans l'esprit de simplifier pour faciliter la compréhension, les électrodes des LED simulées occupent entièrement la surface libre du semiconducteur avec lesquelles elles sont en contact.

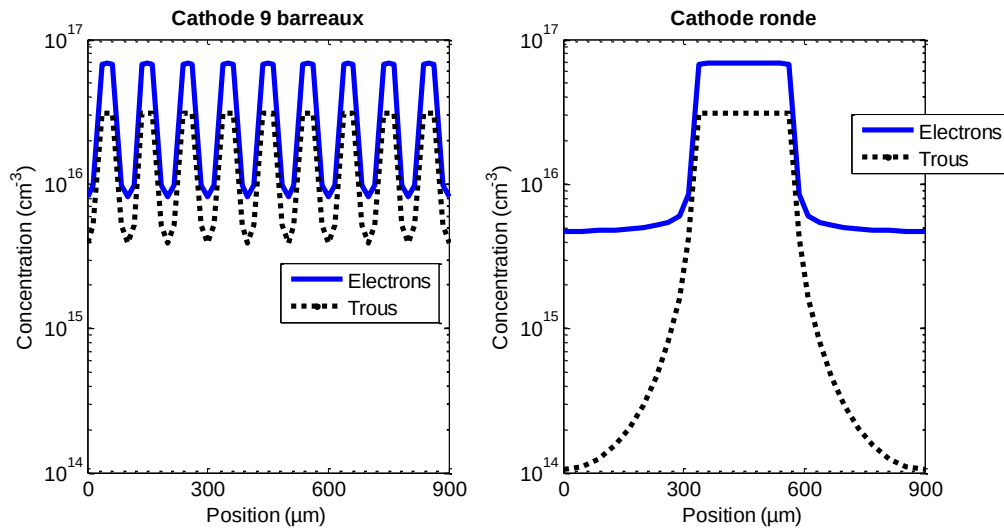


Figure 2-15 : Profil des concentrations des électrons et des trous injectés dans la zone des puits quantiques des deux structures LED simulées en figure 2-14. Les concentrations des porteurs sont maximales à des positions situées en-dessous des cathodes et plus faibles à des positions loin des cathodes.

Il est à noter que cette étude peu détaillée dans ce manuscrit a permis le dépôt de deux demandes de brevet proposant notamment des agencements de LED et en particulier de cathode limitant la densité de courant dans la zone ombrée par la cathode.

2.4.2 Le cas des recombinaisons de surface

Afin d'évaluer les recombinaisons de surface, des LED VTF ont été processées en interne sur une plaque épitaxiée d'origine commerciale et se distinguant uniquement par le rapport périmètre-surface active de la LED. La figure 2-16 ci-dessous illustre le design de masque du niveau de gravure du nitrure de gallium de trois LED dont la première présente des flancs rectilignes, la seconde et la troisième avec des flancs crénelés.

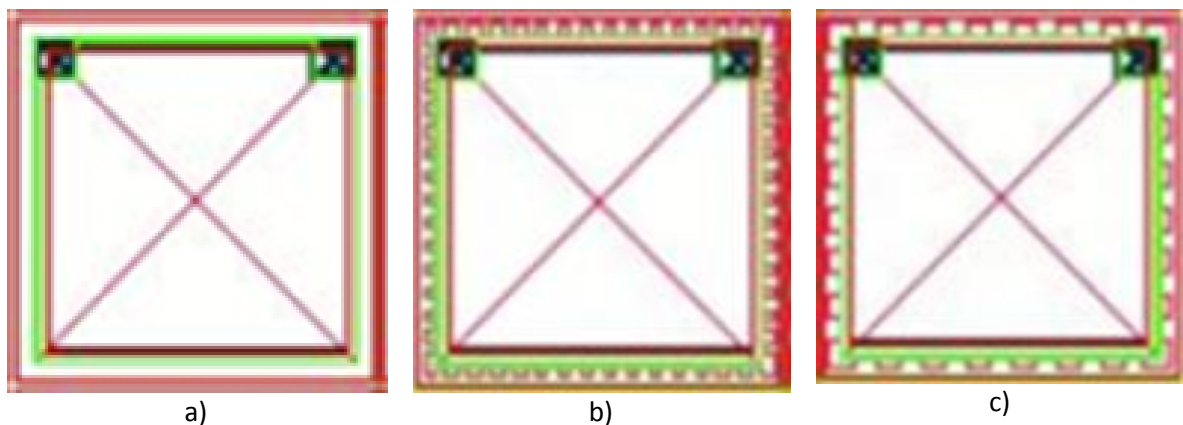


Figure 2-16 : Représentation vue de dessus des niveaux de masques de LED VTF processées en interne avec un niveau de gravure du nitrure de gallium avec : a) des flancs rectilignes, b) des flancs en créneaux de petite période et c) des flancs en créneaux de grande période. Les surfaces émissives des LED restent les mêmes, en revanche le périmètre est en comparaison du design « a » multiplié par 2 avec le design « b » et par 1.5 pour le design « c ».

Les LED présentent la même surface émissive mais une surface périmétrique 2 fois plus grande par rapport au design « flanc rectiligne » (a) pour le design « créneaux de petites périodes » (b) et 1.5 fois plus grand pour le design « créneaux de grande période » (c). Le principe de l'étude consiste donc à supposer que les recombinaisons de surface sont proportionnelles à la surface des flancs de la LED.

Aussi en démultipliant le périmètre d'une LED sans modification de surface, il devrait être possible d'évaluer l'impact des recombinaisons de surface. Evidemment, le processus de fabrication n'inclut pas le dépôt d'une couche de passivation.

La figure 2-17, ci-après, illustre les caractéristiques $J - V - L$ des LED référencées ci-dessus. Pour information, ces LED sont issues d'une même zone de la plaque processée afin de s'affranchir autant que possible des variations liées à l'épitaxie telles que par exemple les variations d'épaisseur épitaxiée et ou d'efficacité de photoluminescence.

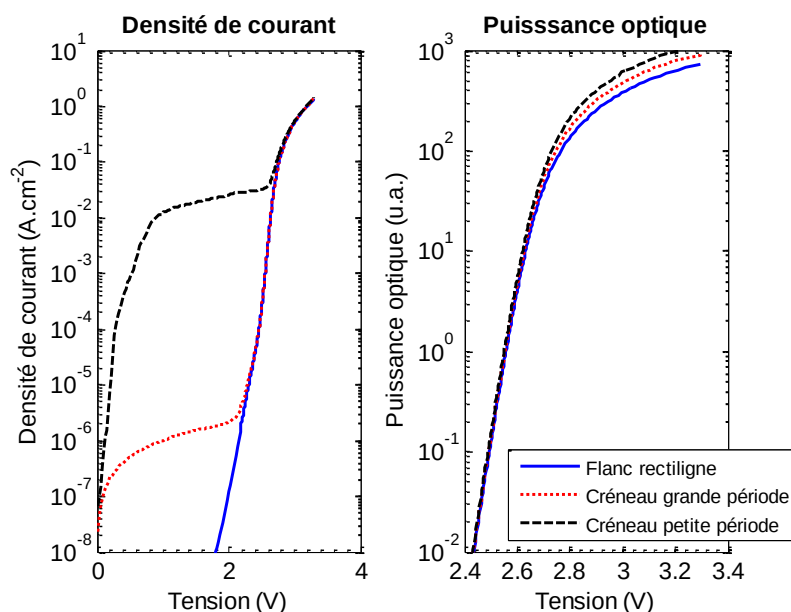


Figure 2-17 : Caractéristiques $J - V - L$ de LED processées en interne de même surface émissive utilisant respectivement les trois variantes de masques illustrées en figure 2-16.

Sans surprise, les caractéristiques $J - V - L$ soulignent une forte dépendance à basse tension de la densité de courant, par conséquent de la résistance dite "shunt", en fonction du périmètre des LED. La densité de courant à faible régime (tension inférieure à 2.5V) est d'autant plus importante que le périmètre de la LED est grand.

Parallèlement, la puissance optique ne suit pas la même règle, la diode à flancs droits émettant légèrement moins que les diodes à flancs échelonnés, mais semble, selon des calculs non détaillés dans ce manuscrit, liée à un effet d'extraction qui a permis le dépôt d'une demande de brevet.

Selon ces résultats non surprenants, les recombinaisons de surface ne peuvent être négligées en l'absence de passivation. Cependant, dans le chapitre suivant nous supposons que la passivation des LED simulées rend négligeable les recombinaisons de surface. Cette hypothèse de travail s'inscrit également dans un souci de simplification des simulations. En effet, la passivation du GaN est un sujet qui fait encore l'objet de nombreux articles et de thèses récentes.[171]

Sans cette hypothèse de travail, scientifiquement non satisfaisante, cette thèse devrait introduire de multiples paramètres nécessaires à la description des niveaux de surface. Or là aussi, ces informations sont non-étayées et par conséquent source d'erreurs dans les interprétations des résultats.

3 Analyse d'une structure VTF par simulation

3.1 SCHEMA EQUIVALENT D'UNE LED	77
3.1.1 Schéma équivalent de base	77
3.1.2 Schéma équivalent raffiné	79
3.2 RESULTATS DE MODELISATION DE LA STRUCTURE VTF	81
3.2.1 La LED à l'équilibre	81
3.2.2 Caractéristique $J - V$ de la LED	85
3.2.3 Caractéristique $L - V$	93
3.2.4 Rendement de la LED	95
3.2.5 Les taux de recombinaison dans les différentes parties de la LED	98
3.2.6 Le courant de fuite	105
3.3 LES VARIATIONS DES PARAMETRES DE LA COUCHE DE BLOCAGE D'ELECTRONS	105
3.3.1 Les variations de la composition en aluminium dans la couche de blocage d'électrons	106
3.3.2 Les variations de l'épaisseur de la couche de blocage d'électrons ($xAl = 0.15$)	112
3.3.3 Les variations du dopage de l'EBL ($xAl = 0.15$ et $thEBL = 0.04\mu m$)	117
3.3.4 Discussion dopage et épaisseur de l'EBL	125
3.3.5 Conclusion sur les variations des paramètres de la couche de blocage d'électrons	126
3.4 LES VARIATIONS D'AUTRES PARAMETRES	127
3.5 CONCLUSION	129

L'objet de ce chapitre réside dans l'analyse de caractéristiques électro-optiques modélisées avec SILVACO pour estimer l'impact sur la LED de divers paramètres de simulation.

Idealement à partir d'un schéma équivalent, les résultats de modélisation nous permettraient d'identifier aisément les déficiences d'une LED et d'informer le technologue des voies d'améliorations possibles. Cette thèse débutera par un schéma équivalent basique que nous tenterons de raffiner, corriger et dont nous espérons qu'il permettra de pondérer les mécanismes agissant dans une LED.

3.1 Schéma équivalent d'une LED

3.1.1 Schéma équivalent de base

Les mécanismes de recombinaison radiative et non radiatives détaillés dans le chapitre précédent entrent en compétition dans une LED. Ils sont eux même en concurrence avec les mécanismes de fuite de porteurs dans la LED induits à minima par l'imperfection technologique d'une LED. La mise en concurrence de tous ces mécanismes se traduit, dans un schéma équivalent, par l'existence de plusieurs branches en parallèles, chaque branche caractérisant un mécanisme particulier. Une proposition de schéma équivalent est illustrée en figure 3-1 (page 78). Bien que très simpliste, ce schéma pourrait prendre en compte mathématiquement l'interaction entre les mécanismes de recombinaison et de fuite dans une LED.

Les mécanismes de recombinaison SRH, radiative et Auger sont respectivement représentés par des diodes idéales, connectées en série avec des résistances R_1 , R_2 et R_3 . Les branches correspondant aux différentes recombinaisons sont en parallèle pour traduire la concurrence existante entre les mécanismes de recombinaison. Une branche représentative du courant de fuite, composée d'une diode idéale en série avec une résistance R_4 , est connectée en parallèle avec les

branches des recombinaisons. L'ensemble des branches en parallèle est associé à une résistance série R_5 .

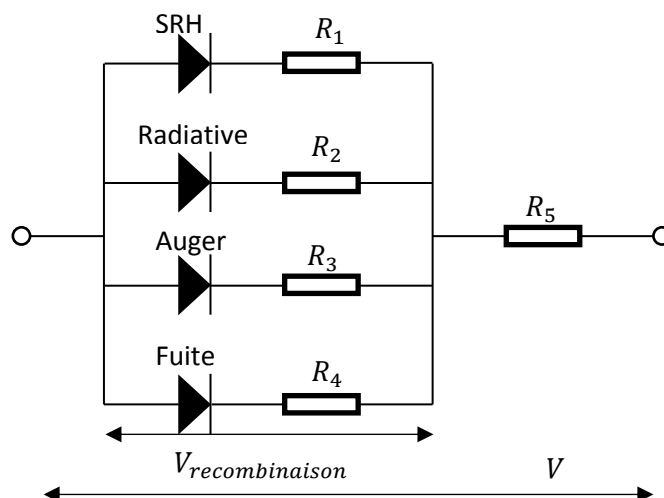


Figure 3-1 : Proposition de schéma équivalent d'une LED à base de GaN.

A forte injection, considérons la tension V appliquée à ce circuit suffisamment grande pour que toutes les diodes soient passantes. Selon le principe du pont diviseur, la tension $V_{recombinaison}$ aux bornes des branches de recombinaison est exprimée par l'équation (3.1).

$$V_{recombinaison} = \frac{V}{1 + R_5 \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} + \frac{1}{R_4} \right)} \quad (3.1)$$

Par exemple, considérons une augmentation de la résistance R_1 . Selon l'équation (3.1), la tension aux bornes des branches de recombinaison $V_{recombinaison}$ augmente avec l'augmentation de R_1 . L'intensité du courant circulant dans la branche contenant R_1 est calculée par l'équation (3.2) :

$$I_{SRH} = \frac{V_{Recombinaison}}{R_1} = \frac{V}{R_1 + R_5 + \frac{R_1 R_5}{R_2} + \frac{R_1 R_5}{R_3} + \frac{R_1 R_5}{R_4}} \quad (3.2)$$

Selon l'équation (3.2), lorsque la résistance R_1 augmente, l'intensité du courant équivalent dans la branche contenant R_1 diminue. L'intensité de courant dans les autres branches, par exemple dans la branche contenant R_2 , augmente selon l'équation (3.3) :

$$I_{Radiative} = \frac{V_{Recombinaison}}{R_2} = \frac{V}{R_2 + \frac{R_2 R_5}{R_1} + \frac{R_2 R_5}{R_2} + \frac{R_2 R_5}{R_3} + \frac{R_2 R_5}{R_4}} \quad (3.3)$$

Puisque les résistances R_2 , R_3 et R_4 ne varient pas, lorsque R_1 augmente, les courants circulant dans les autres branches augmentent. Si la résistance R_5 est absente du schéma équivalent ($R_5 = 0$), au travers des équations (3.1), (3.2), (3.3), nous observons que la variation d'une résistance n'a aucun impact sur les courants circulant dans les autres branches.

Parallèlement à l'exemple de variation de R_1 ci-avant, des modulations des résistances R_2 et R_3 induisent des variations des courants équivalents aux différentes recombinaisons. Le schéma

équivalent qu'illustre la figure 3-1 et que modélisent les expressions (3.1) et (3.2) fournit une représentation mathématique des interactions entre les mécanismes dans une LED.

3.1.2 Schéma équivalent raffiné

Le schéma équivalent décrit précédemment requiert d'être raffiné pour lui apporter une pertinence physique plus importante. Aussi, dans la présente partie, nous détaillerons nos voies d'étude de simulation afin d'identifier les paramètres du schéma équivalent.

La branche parallèle du schéma équivalent traduisant les recombinaisons SRH caractérise le comportement moyen de l'ensemble des recombinaisons SRH ayant lieu dans la LED. Or les recombinaisons SRH se distinguent entre elles par leur site, la nature du porteur, et le niveau des pièges. Aussi, la branche parallèle du schéma équivalent traduisant les recombinaisons SRH se décompose en réalité en une multitude de branches parallèles, chaque branche caractérisant une recombinaison spécifique. En calculant les taux de recombinaison dans différentes parties de la LED, la simulation numérique permettrait d'identifier les principaux sites de recombinaison SRH ou l'influence des niveaux des pièges. Comme le montrent la partie 3.2.5.3, les recombinaisons SRH dans la couche de blocage électronique (EBL) et dans la zone des puits quantiques sont prédominantes devant les recombinaisons dans les parties GaN-*n* et GaN-*p*. Ainsi, les branches correspondant aux recombinaisons SRH dans les parties GaN-*n* et GaN-*p* peuvent être négligées dans le schéma équivalent de la LED.

Pour les recombinaisons SRH, pouvant faire intervenir l'un ou l'autre des deux types de porteurs de charge, il faudrait alors introduire des branches parallèles dans le circuit équivalent caractéristiques respectivement des recombinaisons SRH pour les trous et les électrons, en fonction du site et de l'énergie du piège. Cependant, puisque les taux de recombinaison SRH pour les électrons et les trous doivent être égaux,[114] chaque paire de branches parallèles électron-trou peut être représentée par une seule branche.

De même, les recombinaisons Auger ne peuvent être représentées par une seule branche dans le schéma équivalent. Bien que Nirschl *et al.*[92] reportent que les recombinaisons Auger *eeh*, où l'énergie générée est transmise à un autre électron, sont plus importantes que les recombinaisons Auger *ehh*, où l'énergie est transmise à un trou, il reste nécessaire de modéliser ce mécanisme par deux sous-branches similaires respectivement représentatives des recombinaisons *ehh* et *eeh*. Le même raisonnement s'applique aux divers autres mécanismes et permet d'aboutir à un schéma équivalent plus complet illustré en figure 3-2.

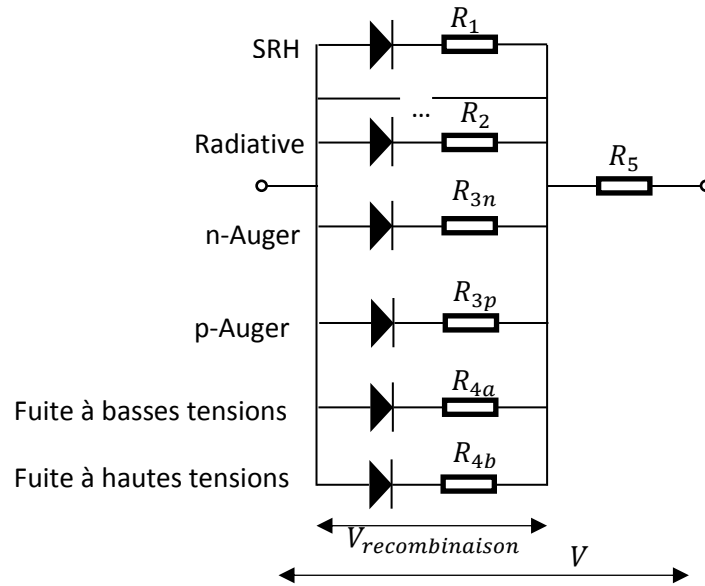


Figure 3-2 : Modèle de LED prenant en compte les différences entre des électrons et des trous.

Dans la simulation numérique présentée ultérieurement, les recombinaisons Auger eeh et ehh ne sont pas distinguées. La figure 3-3 illustre un exemple simulé de décomposition des divers courants de recombinaison dans une LED de type VTF.

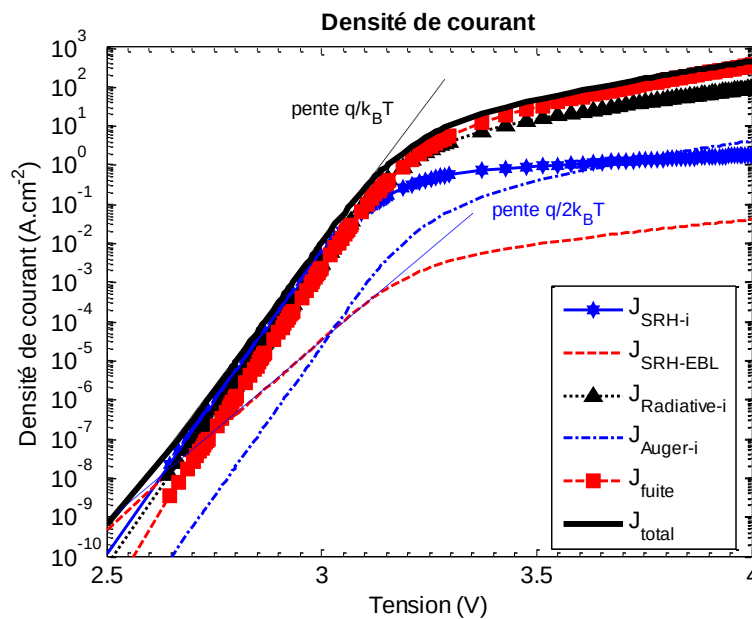


Figure 3-3 : Exemple de décomposition d'une caractéristique $J - V$ en des courants de recombinaison. Une étude des différentes densités de courant de recombinaison sera détaillée ultérieurement.

Le courant total dans la LED se décompose en une somme de courants dont quelques-uns sont illustrés dans la figure 3-3 ci-dessus, le courant de recombinaison SRH dans la zone des puits quantiques J_{SRH-i} , le courant de recombinaison SRH dans la couche de blocage d'électrons $J_{SRH-EBL}$, le courant de recombinaison radiative dans la zone des puits quantiques $J_{Radiative-i}$, le courant de recombinaison Auger dans la zone des puits quantiques $J_{Auger-i}$, et un courant de fuite J_{Fuite} . Notons la différence de pente entre les densités des courant de recombinaison SRH dans la couche de blocage

d'électron (pente $q/2k_B T$) et dans la zone des puits quantiques (pente $q/k_B T$) bien qu'il s'agisse du même mécanisme de recombinaison. Cette différence est discutée dans la partie 3.2.5.3. Dans cette étude la densité de courant de fuite est définie comme la densité de courant totale traversant la LED à laquelle sont soustraites les densités de courant de recombinaison radiative, Auger et SRH. Le courant de fuite calculé par cette méthode est égal au courant des électrons à l'interface entre la partie GaN- p et la couche de blocage d'électron (EBL) calculé par le simulateur (il n'y a quasiment pas de trous atteignant la zone n de la diode).

Comme intuité et souligné ci-avant, dans de nombreuses parties de cette caractéristique $J - V$, les mécanismes se livrent une compétition qui présage des difficultés importantes pour établir un schéma équivalent pertinent, bien que cet exemple de résultat de simulation ne prenne en compte que les mécanismes de recombinaison radiative, Auger et SRH. Aussi, ce constat conforte l'approche simpliste mais pragmatique choisie dans cette thèse consistant à minimiser le nombre de mécanismes introduits et donc de paramètres associés.

3.2 Résultats de modélisation de la structure VTF

Dans les résultats présentés ci-après, les paramètres par défaut utilisés sont ceux détaillés dans la partie 2.3 et rappelés dans le tableau 3-1.

Paramètres	Valeur
Concentration de donneurs (N_d)	$5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$
Concentration d'accepteurs (N_a)	$5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$
Concentration de porteurs non-intentionnels (Ga,In)N (type n)	$1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$
Concentration de porteurs non-intentionnels dans les barrières GaN entre les puits quantiques (type n)	$1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$
Composition d'indium dans le matériau (Ga,In)N	0.1
Composition d'aluminium dans le matériau (Ga,Al)N	0.15
Mobilité des électrons dans GaN (μ_n)	$400 \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
Mobilité des trous dans GaN (μ_p)	$8 \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
Mobilité des électrons dans les puits (Ga,In)N (μ_n)	$100 \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
Mobilité des trous dans puits (Ga,In)N (μ_p)	$8 \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
Affinité électronique du GaN (χ_{GaN})	4.1eV
Affinité électronique de l'InN (χ_{InN})	5.8eV
Affinité électronique de l'AlN (χ_{AlN})	1.9eV
Durée de vie des électrons τ_n	$5 \times 10^{-8} \text{s}$
Durée de vie des trous τ_p	$5 \times 10^{-8} \text{s}$
Coefficient de recombinaison Auger (C_n et C_p)	$5 \times 10^{-31} \text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$
Niveau des pièges pour la recombinaison SRH (E_T)	Au milieu du gap

Tableau 3-1 : Paramètres des matériaux utilisés dans les simulations.

3.2.1 La LED à l'équilibre

Tout d'abord, intéressons-nous à la LED à l'équilibre, c'est-à-dire à tension et courant nul. La figure 3-4 ci-dessous illustre les profils des concentrations des électrons et des trous à l'équilibre dans un plan parallèle à la normale de la LED.

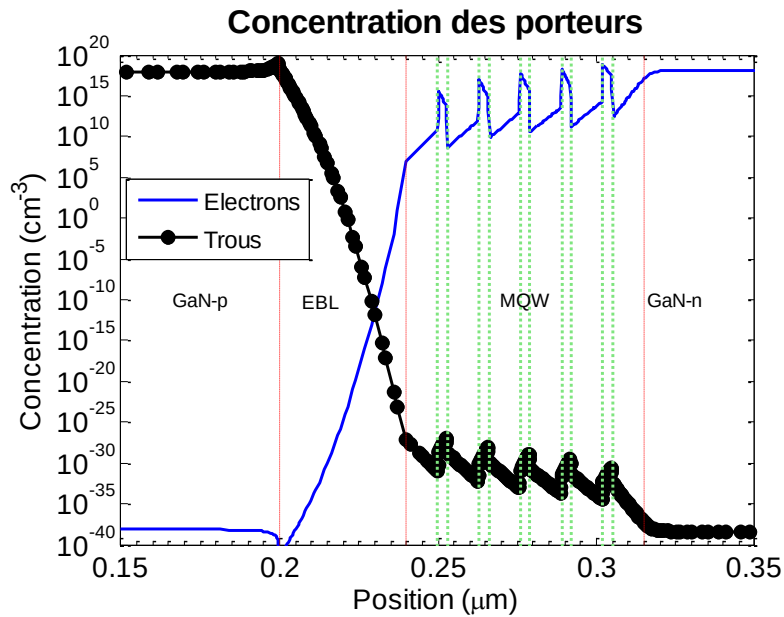


Figure 3-4 : Profils des concentrations des électrons et des trous à l'équilibre dans un plan parallèle à la normale de la LED, l'axe des abscisses détaillant la distance à l'anode.

Dans les parties GaN-*n* et GaN-*p*, les électrons et les trous sont respectivement majoritaires et leurs concentrations sont quasiment constantes. Aux interfaces GaN-*p*/couche de blocage d'électrons (EBL) et GaN-*n*/puits quantiques (MQW), les concentrations des électrons et des trous sont modifiées à cause de charges électriques existantes à ces interfaces. Ces charges sont générées par :

- La formation de la zone de charge d'espace, et
- Les désaccords de polarisations spontanée et piézoélectrique des matériaux formant les interfaces.

Pour mémoire, la variation des concentrations des électrons et des trous par la formation de la zone de charge d'espace à l'équilibre peut être exprimée analytiquement par des expressions dédiées à une jonction *p-n* (voir la partie 2.2). Cependant, pour une hétérojonction, ces expressions analytiques ne permettent que d'estimer les tendances dans une LED à puits quantiques. Par exemple, selon les équations (2-28) et (2-29) de la référence[25], la concentration des électrons dans la zone de charge d'espace est donnée par l'expression (3.4).

$$n = N_d \exp\left(\frac{qV(x)}{k_B T}\right) = N_d \exp\left(-\frac{q^2 N_d^+}{2\epsilon k_B T}(x - x_n)^2\right) \quad (3.4)$$

Cette variation de la concentration des électrons traduit la transition de porteur majoritaire dans le GaN-*n* en porteur minoritaire dans le GaN-*p*. Lorsque les électrons et les trous sont des porteurs minoritaires dans les parties GaN-*p* et GaN-*n* respectivement, leurs concentrations à une tension nulle sont théoriquement constantes avec la position. Notons que les concentrations des

électrons et trous minoritaires à l'équilibre sont de l'ordre de $10^{-39} - 10^{-38} \text{ cm}^{-3}$, c'est-à-dire, dans les parties GaN-*p* et GaN-*n* d'une LED, les porteurs minoritaires n'existent pas.²⁶

Bien que la concentration d'accepteurs ($5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) soit plus élevée que la concentration de donneurs ($5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), la concentration des trous dans la partie GaN-*p* est plus faible que la concentration des électrons dans la partie GaN-*n*. Par conséquent, la concentration des électrons dans la partie GaN-*p* (porteurs minoritaires) excède également la concentration des trous dans la partie GaN-*n*. L'origine de l'écart entre les concentrations des électrons et des trous se trouve dans la différence entre l'énergie d'activation des donneurs et des accepteurs (voir le tableau 2-4 et les équations de (2.54) à (2.57)).

Nous pouvons également remarquer dans la figure 3-4 qu'à tension nulle, la zone de meilleur recouvrement entre les concentrations d'électron et de trou se situe dans la couche de blocage électronique (EBL) et non pas dans la zone des puits quantiques. Théoriquement, ce résultat implique que les taux de recombinaison devraient être plus élevés dans la couche de blocage électronique que dans les autres couches. Cependant, comme nous le verrons dans les paragraphes suivants, au fur et à mesure que la tension augmente, les concentrations des porteurs de charge dans la zone des puits quantiques augmentent et les taux de recombinaison dans cette zone deviennent prédominants.

A l'interface entre le GaN-*p* et la couche de blocage d'électrons (EBL), la concentration des trous augmente et la concentration des électrons diminue. Cette variation est cohérente avec l'augmentation du champ électrique local dû au désaccord de polarisation. La figure 3-5 illustre le champ électrique en fonction de la profondeur dans la structure LED à l'équilibre.

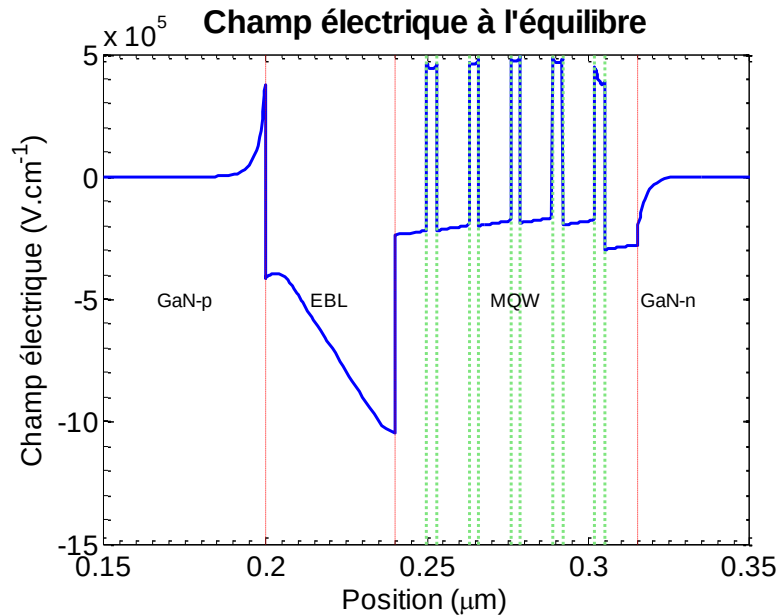


Figure 3-5 : Profil du champ électrique à tension nulle (courbe continue en couleur bleue) dans un plan parallèle à la normale de la LED à l'équilibre. Les lignes discontinues délimitent les différentes parties de la structure.

Dans la couche de blocage électronique (EBL) en AlGaIn, le champ électrique atteint sa plus grande valeur, notamment à l'interface avec la première barrière en GaN dans la zone des puits

²⁶ Il faudrait un volume de l'ordre de $10^{23} - 10^{24} \text{ km}^3$ afin de trouver un porteur minoritaire, tandis que le volume de la Terre est de l'ordre de 10^{12} km^3 .

quantiques. Les paramètres de maille du GaN et de l'AlN étant respectivement $3.189\text{\AA}$ et $3.112\text{\AA}$, le désaccord de maille induit une augmentation du champ électrique à cette interface, en supplément de la discontinuité de polarisation spontanée.

Comme dans la couche de blocage électronique, dans les barrières en GaN situées entre les puits quantiques, le champ électrique est également négatif. Sous l'influence du champ électrique négatif dans ces parties, le transport d'électrons vers la partie GaN-*p* et le transport des trous vers la partie GaN-*n* sont défavorisés, ce qui limite de potentielles fuites de porteurs. Cependant, dans les puits quantiques en InGaIn, le champ électrique est positif et du même ordre de grandeur que le champ électrique dans les barrières. Par conséquent, dans un puits quantique, sous l'effet de ce champ électrique, les électrons et les trous sont confinés vers des bords opposés du puits. Ils sont séparés et les taux de recombinaison ne sont pas optimaux. C'est pourquoi toutes les LED polaires à base de GaN utilisent des puits quantiques d'épaisseur inférieure à 3.5nm .

Comparés aux valeurs du champ électrique dans la zone des puits quantiques et la couche de blocage électronique, les valeurs du champ électrique dans les parties GaN-*n* et GaN-*p* sont négligeables. Les valeurs du champ électrique dans le GaN-*n* « neutre » (de l'ordre de $10^{-13}\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$) sont largement inférieures aux valeurs du champ électrique dans le GaN-*p* « neutre » (de l'ordre de $10^{-3}\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$) et considérées nulles. Quant au champ électrique dans le GaN-*p*, l'existence d'un fort champ électrique à l'interface GaN-*p*/EBL rend le champ dans le GaN-*p* « neutre » non nul.

Dans le GaN-*p*, le champ électrique augmente lorsque la profondeur x augmente, c'est-à-dire en allant du contact *p* vers la zone de charge d'espace. Le champ électrique s'intensifie particulièrement à l'interface avec la couche de blocage d'électrons (EBL) en AlGaIn à cause des discontinuités de gap et de polarisation. L'existence d'un fort champ électrique courbe les bandes de conduction et de valence vers les énergies plus élevées à cette interface (voir la figure 3-6 ci-dessous). Ainsi, la différence entre l'énergie de la bande de valence (respectivement la bande de conduction) et le niveau de Fermi diminue (augmente). Par conséquent, la concentration des trous augmente et la concentration des électrons diminue à cette interface.

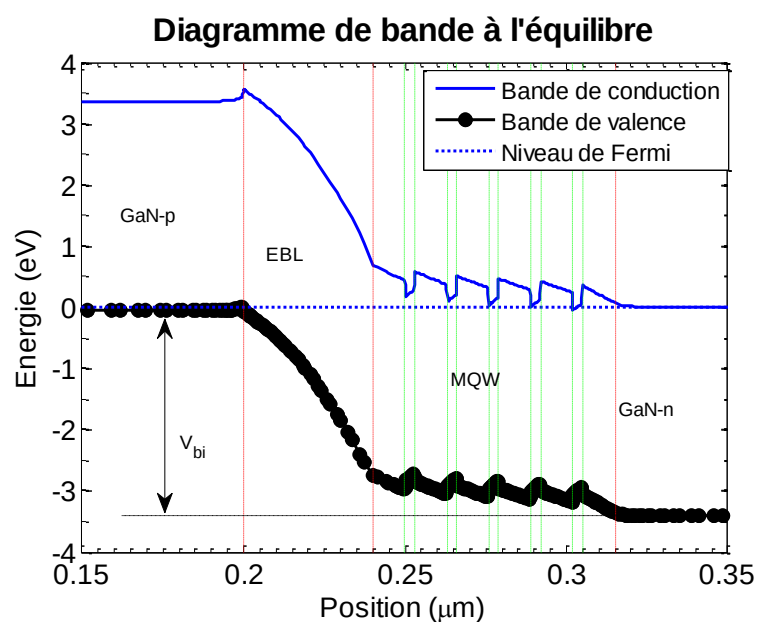


Figure 3-6 : Diagramme des bandes de conduction et de valence de la structure LED simulée à l'équilibre.

A partir du diagramme de bande de la figure 3-6, nous pouvons également déduire que la tension de diffusion V_{bi} de cette structure égale environ $3.36V$ (voir la partie 2.2.1 pour la définition de la tension de diffusion V_{bi}).

Concernant l'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques, par rapport aux électrons, les trous subissent une barrière énergétique supplémentaire créée par la couche de blocage d'électrons (EBL) en AlGaIn. Lors du passage à travers la couche de blocage d'électrons (EBL), puisque 57% de la différence de l'énergie de gap ΔE_g entre le GaN et l'AlGaIn est assignée à la bande de conduction, contre 43% à la bande de valence, la barrière pour les électrons est plus élevée. Autrement dit, il est théoriquement plus difficile pour les électrons que pour les trous de franchir la couche de blocage d'électrons. Ainsi, théoriquement, la fuite d'électrons devrait être défavorisée. En revanche, selon le diagramme de bande, pour atteindre un puits quantique, l'énergie à fournir à un électron est inférieure à $1eV$. En revanche, pour un trou elle est très élevée et de l'ordre de $V_{bi} - 1eV$.

Pour mémoire, le modèle de courant tunnel n'est pas activé dans les simulations afin de ne pas augmenter le nombre de paramètres de manière incontrôlable.

3.2.2 Caractéristique $J - V$ de la LED

La caractéristique $J - V$ modélisée pour la structure étudiée est illustrée en figure 3-7. Il semble que l'évolution de la densité du courant J en fonction de la tension V puisse être décomposée en aux moins trois régimes notés A, B et C, délimités par les lignes verticales en pointillé et de couleur noire. Trois de ces régimes correspondent vraisemblablement aux différents mécanismes de transport dans la LED suggérés par Hirsch et Barrière.[113] Afin de caractériser ces régimes, en supposant que la densité du courant soit modélisée par l'expression $J = J_s \exp(qV/nk_B T)$, le facteur d'idéalité est extrait de la caractéristique $J - V$ par la relation (3.5).

$$n_{\text{idéalité}} = \frac{q}{k_B T} \times \frac{J}{\frac{dJ}{dV}} \quad (3.5)$$

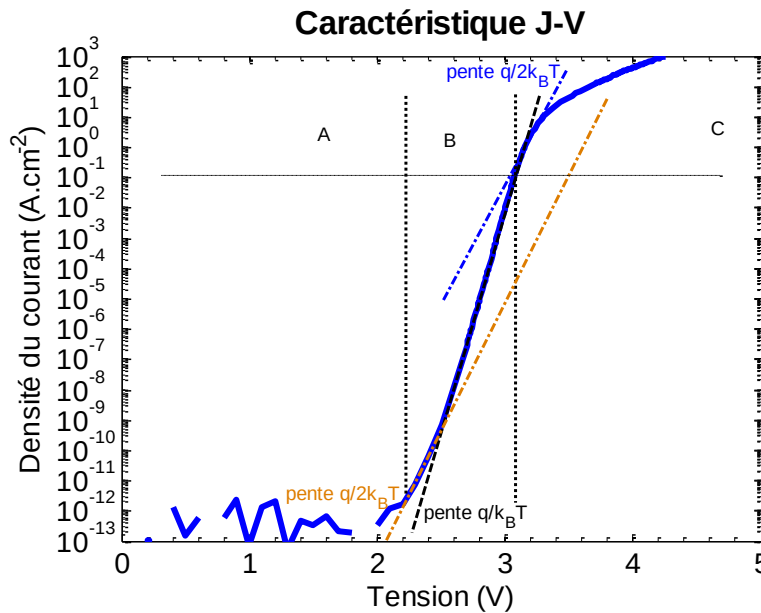


Figure 3-7 : Caractéristique $J - V$ de la structure LED simulée décomposée en trois régimes A, B et C.

3.2.2.1 Régime A des caractéristiques $J - V$

Pour les tensions inférieures à $2V$, les fluctuations de la densité de courant sont dues au bruit numérique de la simulation. Le bruit numérique de la modélisation est causé par le choix d'une précision de calcul moyenne. Une précision élevée permet de calculer plus exactement des valeurs très faibles ou très importantes mais augmente également la durée de modélisation de manière significative.

Dans la littérature, le régime à basse tension de la caractéristique $J - V$ d'une LED correspond au premier domaine défini par Hirsch et Barrière.[113] Pour les très faibles tensions, le courant est assimilable à un courant de fuite dans une résistance dite de shunt connectée en parallèle avec la LED (voir la partie 1.4.1.1).

3.2.2.2 Régime B des caractéristiques $J - V$

Le second domaine, également défini par Hirsch et Barrière, semble selon la caractéristique $J - V$ illustrée en figure 3-7 se décomposer en deux sous-domaines respectivement compris entre $2.1V$ et $2.5V$, $2.5V$ et $3.2V$. Dans le premier sous-domaine, la pente de la caractéristique $J - V$ est en $q/2k_B T$ tandis que le second sous-domaine affiche une pente plus forte en $q/k_B T$. Cette constatation semble indiquer que le courant dans le premier sous-domaine traduit la prédominance d'un courant de génération-recombinaison de type SRH dans la zone de charge d'espace (correspondant à la pente de $q/2k_B T$), alors que le second sous domaine est dominé par un courant de drift diffusion (correspondant à la pente de $q/k_B T$) :

$$J = J_s \exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) + J_r \exp\left(\frac{qV}{2k_B T}\right) \quad (3.6)$$

Le facteur d'idéalité est extrait des résultats illustrés en figure 3-7 en utilisant l'expression (3.6). Les valeurs du facteur d'idéalité sont illustrées en fonction des tensions comprises entre $2.1V$ et $3.2V$ en figure 3-8. Les valeurs du facteur d'idéalité illustrées diminuent depuis des valeurs élevées (supérieures à 6) à des valeurs proches de 1 lorsque la tension augmente de $2.1V$ à $3.2V$.

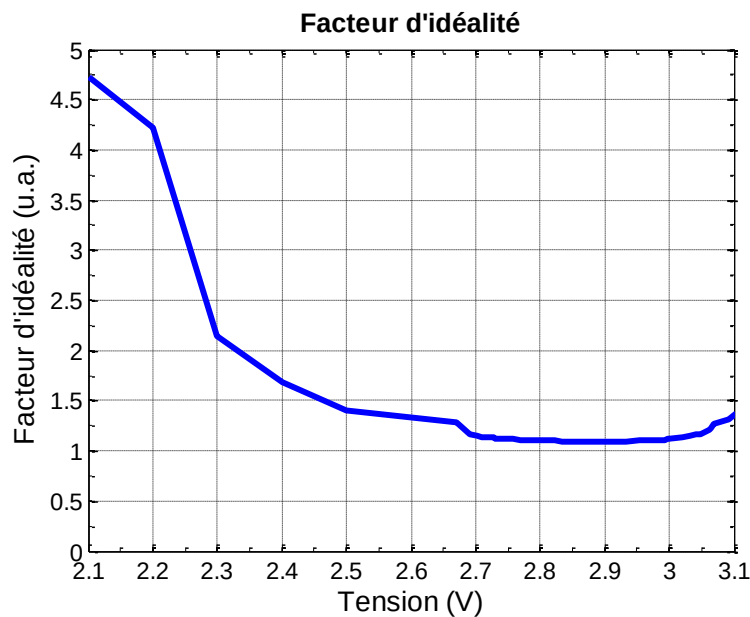


Figure 3-8 : Facteur d'idéalité extrait de la caractéristique $J - V$ en fonction de la tension.

Les valeurs élevées du facteur d'idéalité lorsque la tension est inférieure à $2.1V$ peuvent être imputées au bruit numérique de la modélisation du courant (voir la figure 3-7) et ne doivent pas être prises en compte.

La valeur du facteur d'idéalité à $2.3V$ est la plus proche de 2, correspondant au courant de génération-recombinaison SRH de l'expression (3.6). La méthode de calcul du facteur d'idéalité ainsi que l'élargissement de la gamme de tension dans laquelle s'exprime le courant de recombinaison explique sûrement pourquoi il est très difficile de détecter à partir du graphique de la figure 3-8 une zone où il serait égal à 2.

Pour les autres valeurs de tension, en particulier les valeurs comprises entre $2.7V$ et $3V$, la valeur du facteur d'idéalité est proche de 1, correspondant au courant de drift-diffusion de l'expression (3.6). Les valeurs du facteur d'idéalité illustrées en figure 3-8 confirment donc l'existence de deux sous domaines dans le régime B de la caractéristique $J - V$.

Pour mémoire, selon la théorie, la densité de courant d'une LED augmente exponentiellement avec la tension aux bornes de la zone de charge d'espace (nommée V_{ZCE}). Ainsi, dans les deux sous-régimes du domaine B, puisque J est une fonction exponentielle de la tension aux bornes de la LED (nommée V_{LED}), nous pouvons considérer que la tension aux bornes de la zone de charge d'espace V_{ZCE} est égale à la tension appliquée aux bornes de la LED V_{LED} . La chute de tension sur les parties neutres GaN- n et GaN- p est donc négligeable.

Pour s'en assurer, la figure 3-9 ci-dessous illustre le schéma de bandes de la LED à $3.15V$, la tension limite du second domaine. La densité de courant correspondante est $1A.cm^{-2}$. Les énergies des bandes dans la partie GaN- p sont supérieures à celles dans la partie GaN- n d'une valeur d'environ $0.20eV$. La chute de tension entre les parties GaN- p et GaN- n , ou la chute de tension résiduelle aux bords de la zone de charge d'espace, est donc $0.20V$. A l'équilibre, comme le suggère la figure 3-6, cette tension est environ $3.36V$ (égale à V_{bi}). Ainsi, la tension appliquée à la zone de charge d'espace $V_{bi} - V_{résiduelle}$ est $3.16V$ et approximativement égale à la tension appliquée à la LED ($3.15V$).

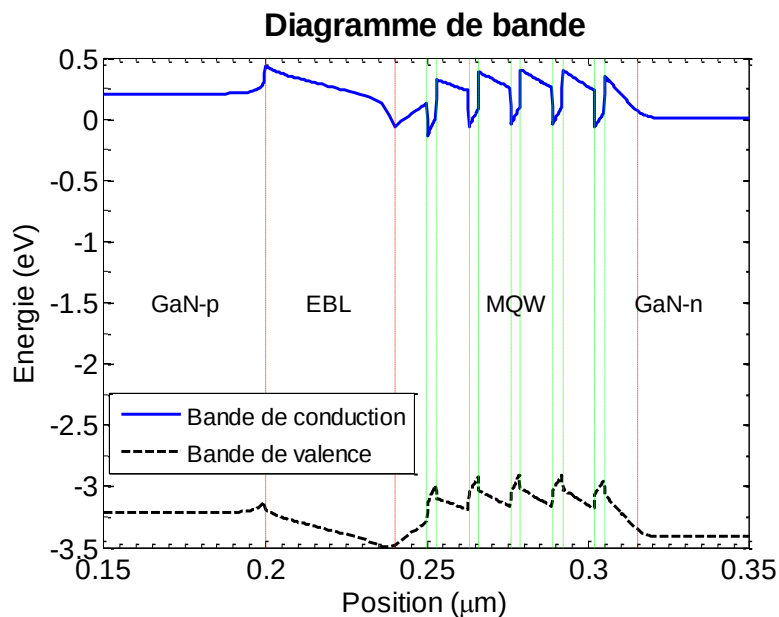


Figure 3-9 : Diagramme de bande à la tension $3.15V$ (correspondant à $1A.cm^{-2}$).

3.2.2.3 Régime C des caractéristiques $J - V$

Le régime C est le régime de forte injection et peut se décomposer également en deux sous-régimes :

- Dans le premier sous-régime, la densité de courant augmente toujours exponentiellement en fonction de la tension appliquée. Cependant, la pente de la caractéristique $J - V$ dans cette partie (illustrée par la droite discontinue en couleur bleue, notée pente $q/2k_B T$ en figure 3-7) est égale à la moitié de la pente dans le second sous-régime du domaine B. Cette caractéristique est modélisée par l'équation (2.28) dans la partie 2.2.3.
- Dans le second sous-régime, la densité de courant n'augmente plus exponentiellement en fonction de la tension. La LED entre dans un régime dont on pourrait dire qu'il s'agit d'un régime résistif. La caractéristique $J - V$ ne semble plus être seulement régie par des mécanismes de recombinaison dans la zone active (chapitre 2.2.3 de la référence [25]). La partie suivante suggère que dans ce sous-régime, le champ électrique dans la couche de blocage électronique influence également la caractéristique $J - V$.

Dans le régime C, la tension appliquée devient supérieure ou comparable au potentiel interne V_{bi} de la LED. Ainsi, l'hypothèse de faible injection utilisée pour déterminer l'expression analytique du courant dans le second domaine n'est plus valide, la tension dans les parties GaN- n et GaN- p n'est plus négligeable devant la tension appliquée et augmente progressivement. L'existence d'une tension importante dans les parties GaN- n et GaN- p y induit un champ électrique et un courant drift, selon la loi d'Ohm. D'après la figure 3-7, la densité de courant du régime C semble être dominée par le mécanisme de drift et ne plus suivre une loi exponentielle. D'ailleurs, la figure 3-10 ci-dessous, illustrant J en fonction de $V - V_{bi}$, confirme qu'il ne s'agit pas non plus d'une simple loi d'Ohm.

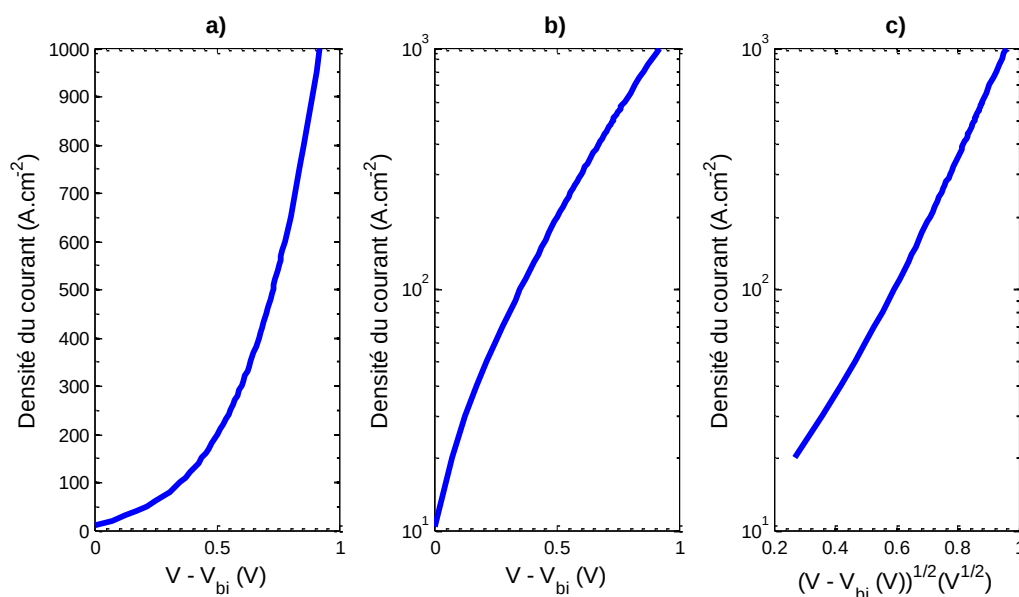


Figure 3-10 : Densité du courant J dans le régime C de la figure 3-7 en fonction de $V - V_{bi}$ en échelles linéaire (a) et logarithmique (b). En c), le logarithme de J est illustré en fonction de $\sqrt{V - V_{bi}}$.

Comme l'illustrent les figure 3-10-a et figure 3-10-b, la densité de courant n'est ni une fonction linéaire ni une fonction logarithmique de la tension $V - V_{bi}$. Cependant, le logarithme de la densité

de courant est relativement linéaire avec $\sqrt{V - V_{bi}}$, en particulier lorsque $\sqrt{V - V_{bi}}$ tend vers 1 (voir la figure 3-10-c).

La relation linéaire entre le logarithme de la densité de courant J et $\sqrt{V - V_{bi}}$ est en bon accord avec les résultats expérimentaux publiés par Hirsch et Barrière,[113] sauf lorsque $\sqrt{V - V_{bi}}$ tend vers zéro. Notons que les résultats de Hirsch et Barrière n'incluent pas des valeurs de J pour $\sqrt{V - V_{bi}}$ proches de zéro. De plus, lorsque $\sqrt{V - V_{bi}}$ tend vers zéro, la caractéristique $J - V$ de la LED est en transition du second domaine au troisième domaine et la relation linéaire $J(\sqrt{V - V_{bi}})$ peut être perturbée. La relation linéaire entre le logarithme de la densité de courant J et $\sqrt{V - V_{bi}}$ observée conclut à un courant géré par l'abaissement de l'énergie d'activation des accepteurs par le champ électrique dans GaN- p (l'effet Poole-Frenkel). Les résultats de Hirsch et Barrière peuvent être expliqués de manière suivante.

A hautes tensions ($V > V_{bi}$), la relation entre la tension V et l'intensité du courant I peut s'écrire approximativement :

$$I \approx \frac{V - V_{bi}}{R} = \frac{V - V_{bi}}{R_p + R_i + R_n} \quad (3.7)$$

Dans l'expression (3.7), R_p , R_i et R_n sont respectivement les résistances des parties dopée p (GaN- p , les échantillons étudiés par Hirsch et Barrière ne disposent pas de couche de blocage d'électrons), non intentionnellement dopée (la zone des puits quantiques) et dopée n (GaN- n). A cause de la faible mobilité des trous et la forte énergie d'activation des accepteurs dans les parties dopées p , la résistance $R_p = q \times p \times \mu_p \times l/S$ de ces parties est plus élevée que R_i et R_n . L'expression (3.7) peut se réécrire :

$$I \approx \frac{V - V_{bi}}{R_p} = (V - V_{bi}) \times \frac{l}{S} \times q \times p \times \mu_p \quad (3.8)$$

A hautes tensions ($V > V_{bi}$), la concentration des trous dans les parties dopées p est proportionnelle à $\exp(-(E_a - q\beta_{PF}\sqrt{F})/k_B T)$, [113] E_a , q , β_{PF} , F , k_B et T étant respectivement l'énergie d'activation des accepteurs, la charge unitaire, le coefficient de Poole-Frenkel (expression (3.9)), le champ électrique dans les parties dopées p , la constante de Boltzmann et la température.

$$\beta_{PF} = \sqrt{q/\pi\epsilon_0\epsilon_r} \quad (3.9)$$

Dans l'expression (3.9), $\epsilon_0 \approx 8.85 \times 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$ est la perméabilité du vide et $\epsilon_r = 8.9$ la constante diélectrique statique relative du GaN. L'intensité du courant I est également proportionnelle à $\exp(-(E_a - q\beta_{PF}\sqrt{F})/k_B T)$ d'après (3.8). Le champ électrique F dans les parties dopées p est lié à la chute de tension résiduelle $V - V_{bi}$ par l'expression $F = (V - V_{bi})/t_{\text{GaN}-p}$ car cette chute de tension a lieu principalement dans les parties dopées p . Ainsi, l'intensité du courant est proportionnelle à :

$$I \propto (V - V_{bi}) \exp\left(\frac{q\beta_{PF}\sqrt{V - V_{bi}}}{k_B T \sqrt{t_{\text{GaN}-p}}}\right) \quad (3.10)$$

Puisque l'exponentielle $\exp\left(\frac{q\beta_{PF}\sqrt{V-V_{bi}}}{k_B T \sqrt{\epsilon_{GaN-p}}}\right)$ est plus importante que le polynôme $V - V_{bi}$, l'intensité du courant suit une loi exponentielle de $\sqrt{V - V_{bi}}$ et l'expression (3.10) explique le résultat observé dans la figure 3-10-c.

Ensuite, vérifions si les résultats de simulation sont cohérents avec les résultats de Hirsch et Barrière, c'est-à-dire que la densité de courant à haute tension est régie par un effet Poole-Frenkel. Selon Hirsch et Barrière,[113] à hautes tensions :

$$J \propto \exp\left(\frac{q\beta_{PF}\sqrt{F}}{k_B T}\right) \quad (3.11)$$

Dans la LED simulée, à haute tension, à cause de la faible conductivité des parties dopées p (GaN- p et l'EBL) par rapport à celle du GaN- n , le champ électrique est le plus important dans les parties dopées p et est causé par la chute de tension résiduelle $V - V_{bi}$ sur une longueur d dans les parties dopées p . Le champ électrique F est donc $F = (V - V_{bi})/d$. L'expression (3.11) peut se réécrire :

$$J \propto \exp\left(\frac{q}{k_B T} \sqrt{\frac{q}{\pi\epsilon_0\epsilon_r}} \sqrt{\frac{V - V_{bi}}{d}}\right) = \exp\left(\frac{q}{k_B T} \sqrt{\frac{q}{\pi\epsilon_0\epsilon_r d}} \sqrt{V - V_{bi}}\right) \quad (3.12)$$

Pour Hirsch et Barrière,[113] d est l'épaisseur de la partie GaN- p . Cependant, les échantillons caractérisés par Hirsch et Barrière ne disposent pas d'EBL. En revanche, la LED simulée dans cette partie est dotée d'une EBL de $40nm$ et de $10^{18}cm^{-3}$ d'accepteurs. Il se peut que l'EBL soit plus résistif que la partie GaN- p et la chute de tension $V - V_{bi}$ ait lieu principalement dans l'EBL plutôt que dans la partie GaN- p . Pour vérifier cette hypothèse, regardons le profil du champ électrique dans la LED simulée causé par la tension appliquée à différentes densités de courant (figure 3-11 ci-dessous).

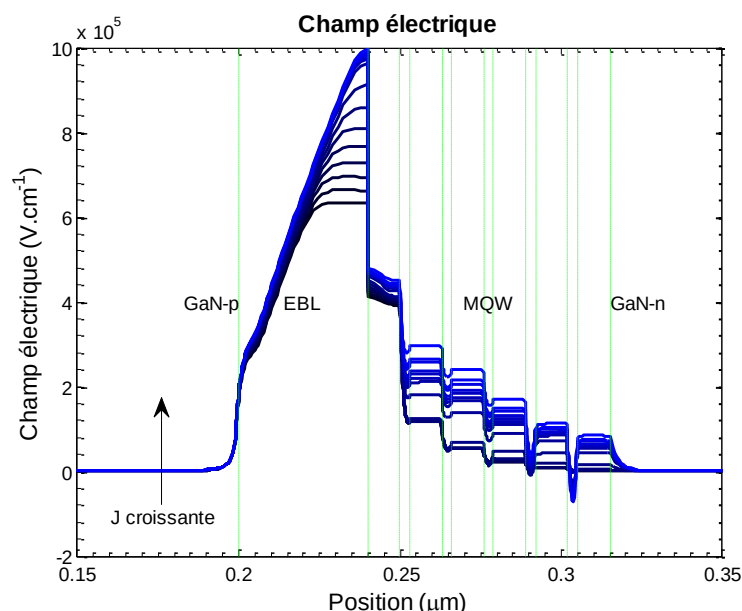


Figure 3-11 : Profil du champ électrique dans la LED simulée, causé par la tension appliquée V , à des densités de courant variant de $10^{-6} A \cdot cm^{-2}$ à $10^3 A \cdot cm^{-2}$.

On peut constater que le champ électrique augmente en fonction de la densité de courant. Le champ électrique dans l'EBL est plus fort que dans les autres parties. Ainsi, à haute tension, la chute

de tension $V - V_{bi}$ peut être considérée comme localisée principalement dans l'EBL. Par conséquent, le paramètre d de l'expression (3.12) est égal à l'épaisseur de l'EBL ($40nm$).

Avec les paramètres donnés ci-avant, pour la LED simulée, la pente de la relation $\ln J(\sqrt{V - V_{bi}})$ (voir l'expression (3.12)) peut être calculée par l'expression (3.13).

$$\frac{q}{k_B T} \sqrt{\frac{q}{\pi \epsilon_0 \epsilon_r d}} \approx \frac{1}{0.025} \sqrt{\frac{1.6 \times 10^{-19}}{\pi \times 8.85 \times 10^{-12} \times 8.9 \times 4 \times 10^{-8}}} \approx 5.08 \quad (3.13)$$

Cette valeur de la pente est cohérente avec les résultats de simulations. La figure 3-12 ci-dessous illustre la caractéristique $J(\sqrt{V - V_{bi}})$ de la LED modélisée en échelle logarithmique avec la pente de la partie linéaire de cette caractéristique.

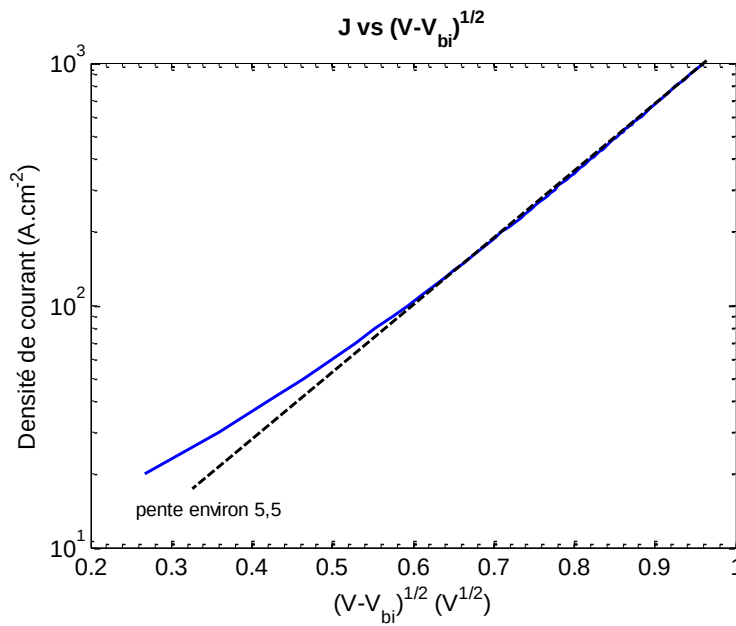


Figure 3-12 : Caractéristique $J(\sqrt{V - V_{bi}})$ de la LED modélisée en échelle logarithmique (courbe continue en couleur bleue). La pente de la partie linéaire est approximativement égale à 5.5.

Nous pouvons constater que la pente de cette caractéristique (environ 5.5) est en bon accord avec la valeur calculée (expression (3.13)). La caractéristique $J(\sqrt{V - V_{bi}})$ semble donc être régie par le champ électrique et l'énergie d'activation des accepteurs dans l'EBL. Afin de vérifier cette hypothèse, dans la partie 3.3, les paramètres concernant l'EBL seront variés et les effets de ces variations sur les caractéristiques de la LED simulée seront étudiés.

Dans la partie suivante, comparons ensuite ces résultats de simulation avec des résultats expérimentaux. La figure 3-13 ci-après illustre, identiquement à la figure 3-10-c, le logarithme de l'intensité de courant dans une LED commerciale CREE DA 1000 en fonction de $\sqrt{V - V_{bi}}$, la tension V_{bi} étant $3.08V$. La valeur de V_{bi} est lue sur la caractéristique $J - V$ de la même LED comme étant sensiblement la tension frontière entre les domaines B et C.

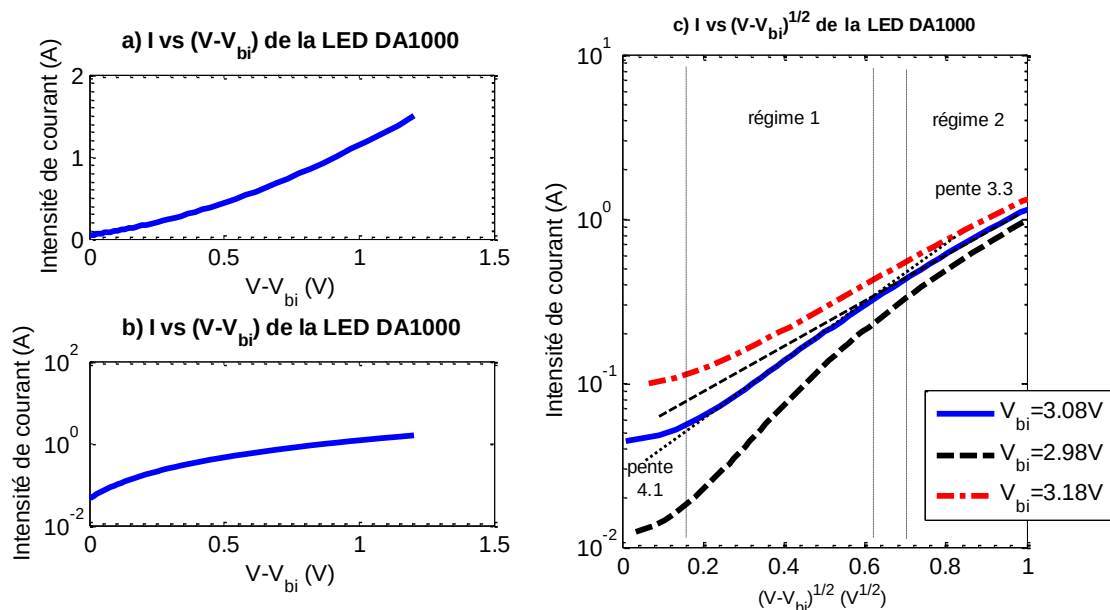


Figure 3-13 : Intensité de courant I en fonction de : a) $V - V_{bi}$ (échelle linéaire), b) $V - V_{bi}$ (échelle logarithmique) et c) $\sqrt{V - V_{bi}}$ ($V_{bi} = 3.08V$) pour une LED commerciale CREE DA 1000. En figure c), les caractéristiques $I(\sqrt{V - V_{bi}})$ sont illustrées pour V_{bi} ($3.08V$) et $V_{bi} \pm 0.1V$. Les traits pointillés sont des lignes permettant l'aide à la lecture.

Selon la figure 3-13-c, pour la LED mesurée, la densité de courant suit un régime de la forme $I = f(\sqrt{V - V_{bi}})$ entre $\sqrt{V - V_{bi}} = 0.2V^{1/2}$ jusqu'à $\sqrt{V - V_{bi}} = 0.6V^{1/2}$ avec une pente d'environ 4.1. Entre $\sqrt{V - V_{bi}} = 0.7V^{1/2}$ jusqu'à $\sqrt{V - V_{bi}} = 1V^{1/2}$, la densité de courant semble tendre vers un deuxième régime exponentiel se distinguant du premier régime par une pente plus faible (environ 3.3). Les relations exponentielles entre l'intensité de courant I et $\sqrt{V - V_{bi}}$ dans la LED commerciale DA 1000 sont cohérentes avec la dépendance de la densité de courant à l'abaissement de l'énergie d'activation des accepteurs dans la LED, en particulier, dans l'EBL.²⁷ Cependant, l'existence d'un possible deuxième régime exige de s'interroger sur l'origine de ce régime. Cette caractéristique $I(\sqrt{V - V_{bi}})$ est également observée dans d'autres LED commerciales mesurées en interne.

L'existence du deuxième régime de la caractéristique $I(\sqrt{V - V_{bi}})$ de la LED DA1000 pourrait être expliquée par l'hypothèse suivante. Comme suggéré précédemment, à cause de l'effet Poole-Frenkel, l'énergie d'activation des accepteurs dans la LED diminue²⁸ suivant l'expression (3.14) :[113]

$$E_a = E_{a0} - q\beta_{PF}\sqrt{F} \quad (3.14)$$

Lorsque le champ électrique F (par conséquent la chute de tension $V - V_{bi}$) dans l'EBL est suffisamment élevé, l'énergie d'activation E_a des accepteurs dans l'EBL peut tendre vers zéro, ce qui signifie que tous les accepteurs peuvent s'ioniser. Ainsi, lorsque le champ électrique F dans l'EBL augmente davantage, il ne reste plus d'accepteurs dans l'EBL à s'ioniser. Dans ce cas, la densité de courant pourrait être régie par le champ électrique dans une autre partie dont la résistivité est

²⁷ La pente du premier régime (environ 4.1) est cohérente avec une épaisseur d'environ $60nm$ (selon l'expression (3.13)), de même ordre de grandeur que l'épaisseur d'une EBL, tandis que l'épaisseur de la partie p des LED est de l'ordre de centaine de nanomètres.

²⁸ Par conséquent, la résistance de l'EBL diminue.

également élevée, en l'occurrence la partie GaN- p , d'où le deuxième régime de la caractéristique $I(\sqrt{V - V_{bi}})$.

Vérifions si l'hypothèse décrite ci-avant est valable pour la LED DA1000. Le deuxième régime de la caractéristique $I(\sqrt{V - V_{bi}})$ apparaît à des valeurs de $\sqrt{V - V_{bi}}$ supérieures à $0.6V^{\frac{1}{2}}$. Grâce à la pente du premier régime de la caractéristique $I(\sqrt{V - V_{bi}})$ de la figure 3-13, l'expression théorique de la pente (équation (3.12)) et l'expression (3.14), l'énergie d'activation E_a des accepteurs dans la LED DA1000 à $\sqrt{V - V_{bi}} = 0.6V^{\frac{1}{2}}$ peut être calculée :

$$E_a = 0.18eV - 3.24 \times 0.025 \times 0.6 \approx 0.131eV \approx 5.4k_B T \quad (3.15)$$

A $\sqrt{V - V_{bi}} = 0.6V^{\frac{1}{2}}$, tension correspondant à l'apparition du deuxième régime de la caractéristique $I(\sqrt{V - V_{bi}})$ de la LED DA1000, l'énergie d'activation des accepteurs dans l'EBL est environ $5.4k_B T$ à la température ambiante. L'hypothèse que tous les accepteurs dans l'EBL peuvent s'ioniser à la valeur de $\sqrt{V - V_{bi}} = 0.6V^{\frac{1}{2}}$ n'est pas valable. En effet, même la valeur de l'énergie d'activation E_a dans l'EBL à $\sqrt{V - V_{bi}} = 0.9V^{\frac{1}{2}}$, tension à laquelle le deuxième régime de la caractéristique $I(\sqrt{V - V_{bi}})$ est relativement bien établi, est environ $0.107eV \approx 4.3k_B T$. Donc les accepteurs dans l'EBL ne sont pas tous ionisés à la valeur de $\sqrt{V - V_{bi}} = 0.9V^{\frac{1}{2}}$. L'hypothèse que le deuxième régime de la caractéristique $I(\sqrt{V - V_{bi}})$ soit dû à l'ionisation de tous les accepteurs dans l'EBL et au champ électrique de la partie GaN- p de la LED DA 1000 ne semble pas valable. Une autre possible explication du deuxième régime est présentée dans le chapitre 4.

3.2.3 Caractéristique $L - V$

Les comportements de la caractéristique $J - V$ se retrouvent également dans la caractéristique $L - V$ (voir la figure 3-14 à la page 94). La densité de courant de recombinaison radiative $J_{radiative}$ (ligne continue en couleur bleue) croît exponentiellement avec la tension jusqu'à la tension de $3.15V$, c'est-à-dire sensiblement la limite haute en tension du second domaine B de la caractéristique $J - V$ (voir la figure 3-7). Lorsque la tension excède $3.15V$, la densité de courant de recombinaison radiative sature.

Cependant, si la densité de courant de recombinaison radiative est tracée en fonction de la densité de courant total en échelle linéaire, nous pouvons constater que la densité de courant de recombinaison radiative est une fonction sous-linéaire de la densité du courant (non illustrée). Cette relation implique qu'à forte densité du courant, la conversion de porteurs de charge injectés en photons devient moins efficace et le rendement de la LED modélisée diminue.

Illustré en fonction de $\sqrt{V - V_{bi}}$ (voir la figure 3-15 à la page 94), le logarithme de la densité de courant de recombinaison radiative de la LED modélisée tend vers un régime linéaire, comme le logarithme de la densité du courant total (voir la figure 3-12 à la page 91). Ainsi, à haute tension, la croissance de la densité de courant de recombinaison radiative semble également être corrélée avec la diminution de l'énergie d'activation des accepteurs en fonction du champ électrique dans les parties dopées p , en particulier l'EBL.

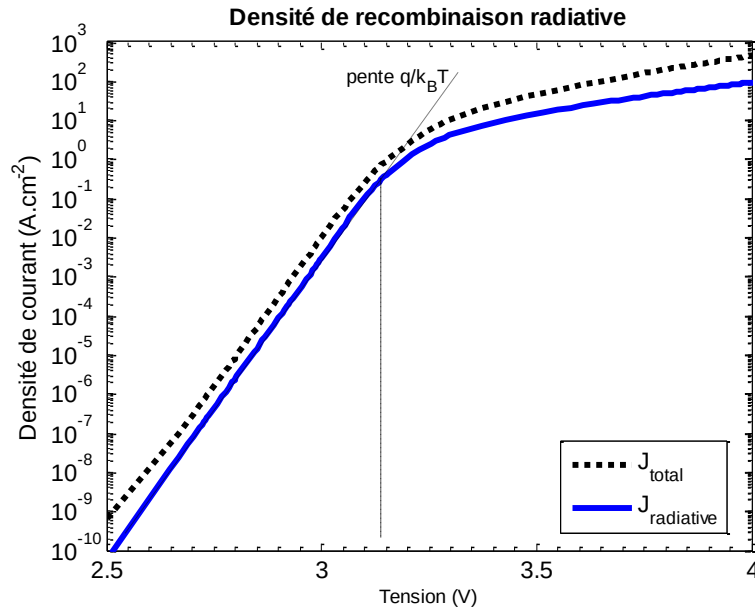


Figure 3-14 : Caractéristique $J_{radiative} - V$ (ligne continue en couleur bleue) et caractéristique $J - V$ (ligne discontinue en couleur noire) de la LED modélisée.

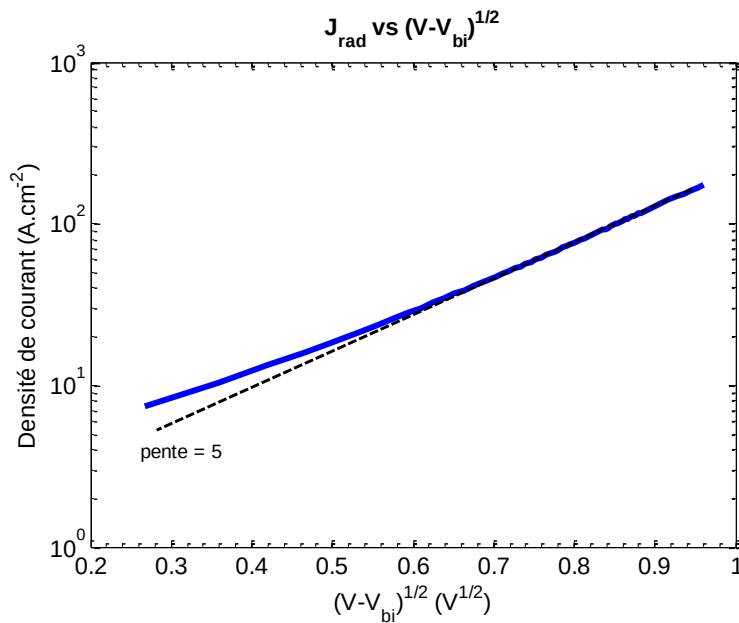


Figure 3-15 : Représentation $\ln(J_{radiative})$ en fonction de $\sqrt{V - V_{bi}}$ de la LED modélisée.

Cependant, la modélisation telle que réalisée dans ce chapitre ne décrit pas parfaitement le comportement d'une LED à forte injection. En effet, la figure 3-16 ci-après illustre de manière similaire à la figure 3-15 précédente, la courbe du logarithme de la puissance optique d'une LED réelle (en l'occurrence la LED DA1000) en fonction de $\sqrt{V - V_{bi}}$.

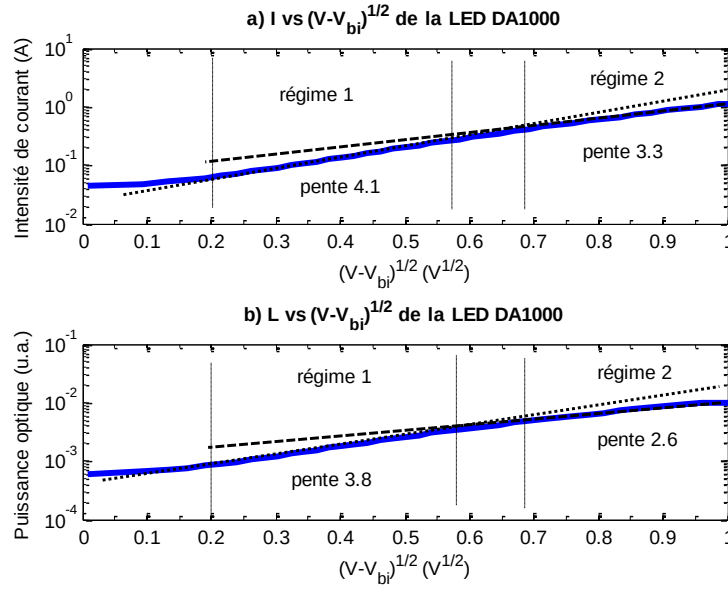


Figure 3-16 : a) Intensité de courant et b) Puissance optique de la LED DA1000 en fonction de $\sqrt{V - V_{bi}}$. La pente du premier régime de la caractéristique $L(\sqrt{V - V_{bi}})$ est quasiment égale à celle du premier régime de la caractéristique $I(\sqrt{V - V_{bi}})$. Cependant, la pente du deuxième régime de la caractéristique $L(\sqrt{V - V_{bi}})$ est nettement inférieure à celle du deuxième régime de la caractéristique $I(\sqrt{V - V_{bi}})$.

La caractéristique $L(\sqrt{V - V_{bi}})$ de la LED DA1000 affiche deux régimes linéaires se distinguant par leur pente. Les deux régimes de la caractéristique $L(\sqrt{V - V_{bi}})$ sont similaires à ceux de la caractéristique $I(\sqrt{V - V_{bi}})$, c'est-à-dire entre $0.2V^{1/2}$ et $0.55V^{1/2}$ (régime 1) et entre $0.6V^{1/2}$ et $1V^{1/2}$ (régime 2). La pente du premier régime de la caractéristique $L(\sqrt{V - V_{bi}})$ est environ 3.8, légèrement inférieure à celle du premier régime de la caractéristique $I(\sqrt{V - V_{bi}})$ (environ 4.1). La pente du deuxième régime de la caractéristique $L(\sqrt{V - V_{bi}})$ est environ 2.6, nettement inférieure à celle du deuxième régime de la caractéristique $I(\sqrt{V - V_{bi}})$ (environ 3.3).

Comme la caractéristique $I(\sqrt{V - V_{bi}})$, le premier régime de la caractéristique $L(\sqrt{V - V_{bi}})$ peut être corrélé à la diminution de l'énergie d'activation des accepteurs dans les parties dopées p . Quant au deuxième régime, une possible explication est proposée dans la partie 4.4.3.

3.2.4 Rendement de la LED

L'IQE de la LED modélisée est illustré en figure 3-17. L'IQE augmente avec la densité du courant et atteint une valeur maximale pour une densité de courant (la tension) d'environ $2A.cm^{-2}$ (3.2V). Lorsque la densité de courant (la tension) est supérieure à $2A.cm^{-2}$ (3.2V), le rendement de la LED diminue drastiquement.

Selon la figure 3-17, nous pouvons constater que le rendement de la LED commence à diminuer lorsque la tension V ou la densité de courant J quitte le régime exponentiel de la caractéristique $J - V$, c'est-à-dire le domaine B de la figure 3-7.

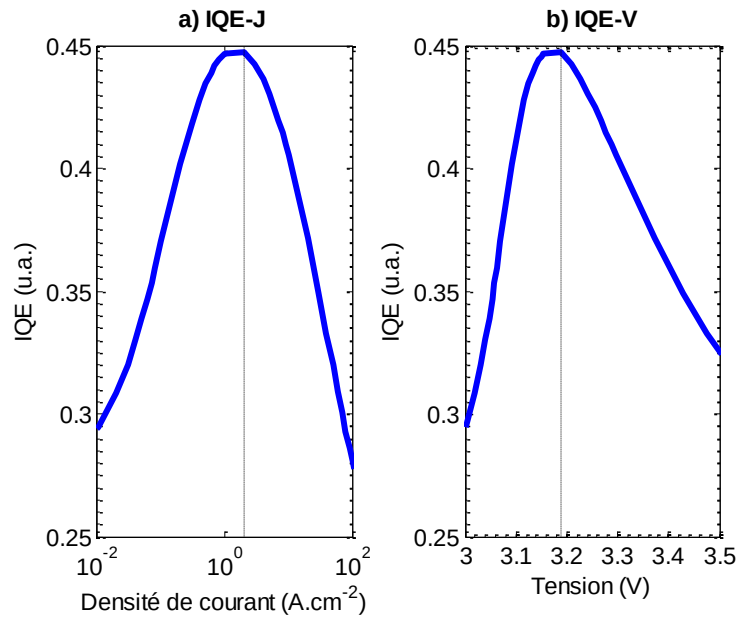


Figure 3-17 : Caractéristique a) $IQE - J$ et b) $IQE - V$ de la LED modélisée.

La décroissance du rendement d'une LED est potentiellement causée par divers mécanismes, comme présenté dans la partie 1.4.3. Dans la littérature scientifique, les deux mécanismes supposés dominants sont les recombinaisons Auger et la fuite des électrons de la zone active dans la partie « neutre » GaN-*p*. Afin de comparer les amplitudes des mécanismes de recombinaison, les densités des courants de recombinaison SRH, radiative, Auger et la densité du courant total sont illustrées en fonction de la tension en figure 3-18. Les densités des courants de recombinaison sont les produits des taux de recombinaison intégrés sur toute l'épaisseur de la LED multipliés par la charge élémentaire, comme représente l'expression (3.16).

$$J_{recombinaison} = q \times \int_{\text{épaisseur de la LED}} R_{recombinaison}(z) dz \quad (3.16)$$

Pour mémoire, dans cette étude la densité courant de fuite est définie comme la densité de courant totale traversant la LED simulée à laquelle sont soustraites les densités de courant de recombinaison radiative, Auger et SRH.

Les courbes de la figure 3-18 indiquent qu'à des **tensions inférieures à 3.1V**, le mécanisme de recombinaison SRH (ligne discontinue en couleur verte) domine les mécanismes de recombinaison radiative (ligne en pointillée en couleur noire) et Auger (ligne continue en couleur noire avec des carrés). Cependant, lorsque la **tension excède 3.1V**, la densité de recombinaison radiative devient plus importante que les densités de recombinaison SRH et Auger. A **plus haute tension**, aux environs de 3.2V, le courant de fuite prend le dessus.

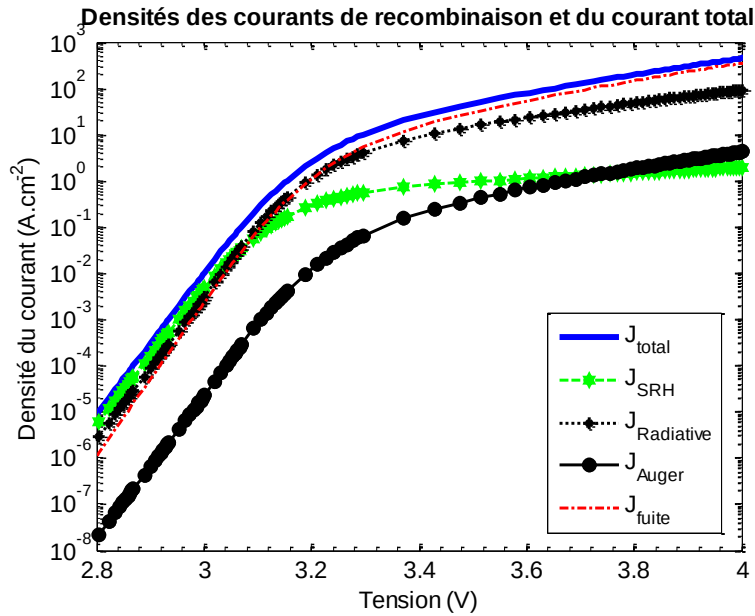


Figure 3-18 : Densités des courants de recombinaison SRH, radiative, Auger, du courant de fuite et total en fonction de la tension pour la LED simulée.

Un résultat surprenant déduit de la figure 3-18 est la supériorité des recombinaisons SRH face aux recombinaisons Auger, les recombinaisons Auger ne surpassent les recombinaisons SRH que pour des tensions supérieures à environ $3.7V$. En effet, il est souvent supposé dans la littérature scientifique qu'à haute tension ou forte injection, le taux de recombinaison SRH – qui est proportionnel à la concentration des porteurs – devient négligeable par rapport au taux de recombinaison Auger – proportionnel au cube de la concentration des porteurs.

Il pourrait être supposé que les mécanismes SRH sont surestimés par rapport à l'effet Auger. Selon le modèle (2.34), le taux de recombinaison SRH est inversement proportionnel aux durées de vie des électrons et des trous. La valeur des durées de vie des porteurs dans ce travail de thèse est supposé égal à $50ns$, c'est-à-dire la valeur choisie par de multiples groupes de simulation dont celui de J. Piprek dans la référence [75].

La figure 3-19 ci-après illustre les caractéristiques $IQE - J$ calculées en référence [75] avec des modèles avec et sans les recombinaisons SRH et Auger. Selon ces simulations, nous pouvons constater que lorsque la densité du courant est inférieure à $20A.cm^{-2}$, le rendement du modèle sans la recombinaison SRH (ligne discontinue) est supérieur au rendement du modèle sans la recombinaison Auger (ligne en pointillé). En d'autres mots, lorsque la densité du courant est inférieure à $20A.cm^{-2}$, la perte de rendement de la LED induite par les recombinaisons SRH (ligne en pointillé) est plus importante que la perte induite par les recombinaisons Auger (ligne discontinue). En revanche, pour des densités du courant supérieures à $20A.cm^{-2}$, la perte de rendement induite par les recombinaisons Auger est prédominante.

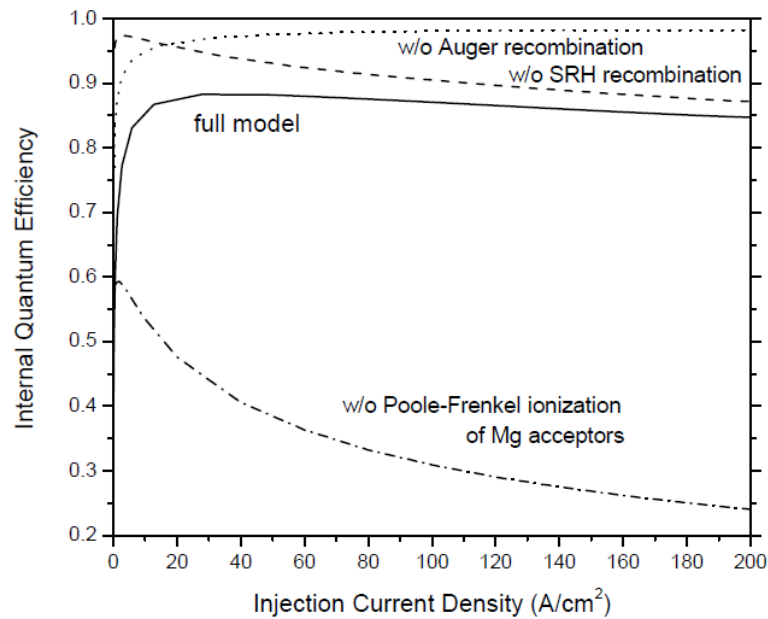


Figure 3-19 : Caractéristiques simulées $IQE - J$ des modèles complet (ligne continue), sans la recombinaison SRH (ligne discontinue), sans la recombinaison Auger (ligne en pointillé) et sans l'ionisation des accepteurs par l'effet Poole-Frenkel (ligne en tiret-point) présentées dans la référence [75].

Revenons à la figure 3-18. A partir de la figure 3-18, nous pouvons également constater que pour $V > 3.2V$ la densité du courant de fuite (ligne en tiret-point en couleur grise) est supérieure à la densité du courant de recombinaison radiative et largement supérieure à la densité du courant de recombinaison Auger. Ainsi, avec les conditions de modélisation employées, la diminution du rendement de la LED serait principalement imputable à la densité de courant de fuite. Ce courant de fuite est très probablement causé par l'injection des porteurs, notamment des électrons, par-dessus les barrières qui s'opposent à leur transport. Cependant, comme précisent Jung *et al.*[83] et Bertazzi *et al.*[67], un électron recevant l'énergie générée lors d'une recombinaison Auger peut également franchir la barrière d'énergie et contribuer à un courant de fuite. En figure 3-18, le courant de recombinaison Auger est de plusieurs ordres de grandeur inférieur à celui de la fuite. Aussi, avec les paramètres utilisés dans cette simulation, il semble improbable que l'effet Auger joue un rôle important non seulement dans la décroissance du rendement mais plus généralement dans le régime C de la caractéristique $J - V$.

Pour mieux comprendre le fonctionnement de la LED, l'analyse suivante des taux de recombinaison sera détaillée dans différentes parties de la LED afin à minima d'identifier les zones où ils sont les plus pertinents.

3.2.5 Les taux de recombinaison dans les différentes parties de la LED

Commençons par étudier les concentrations des électrons et des trous dans les différentes parties de la LED simulée (figure 3-20 ci-après).

A **basse tension** (typiquement inférieure à V_{bi} ou $3.3V$) les concentrations des électrons et des trous sont logiquement plus grandes respectivement dans les parties dopées n (GaN- n et la zone des puits quantiques non intentionnellement dopée n) et p (GaN- p et EBL). Les concentrations des électrons dans les parties dopées p (GaN- p et EBL) et des trous dans les parties dopées n (GaN- n et la zone des puits quantiques) sont négligeables car ces porteurs sont minoritaires.

A haute tension (supérieure à V_{bi} ou 3.3V), dans l'EBL (lignes continues bleues) et en particulier dans la zone des puits quantiques (lignes en pointillé noires), les concentrations des électrons et des trous deviennent comparables. Dans les parties GaN- n (lignes en pointillé bleues) et GaN- p (lignes discontinues noires), en revanche, les concentrations des électrons et des trous restent toujours très déséquilibrées. En conséquence, les taux de recombinaisons dans la zone des puits quantiques et dans l'EBL devraient dominer les taux de recombinaison totaux dans la LED.

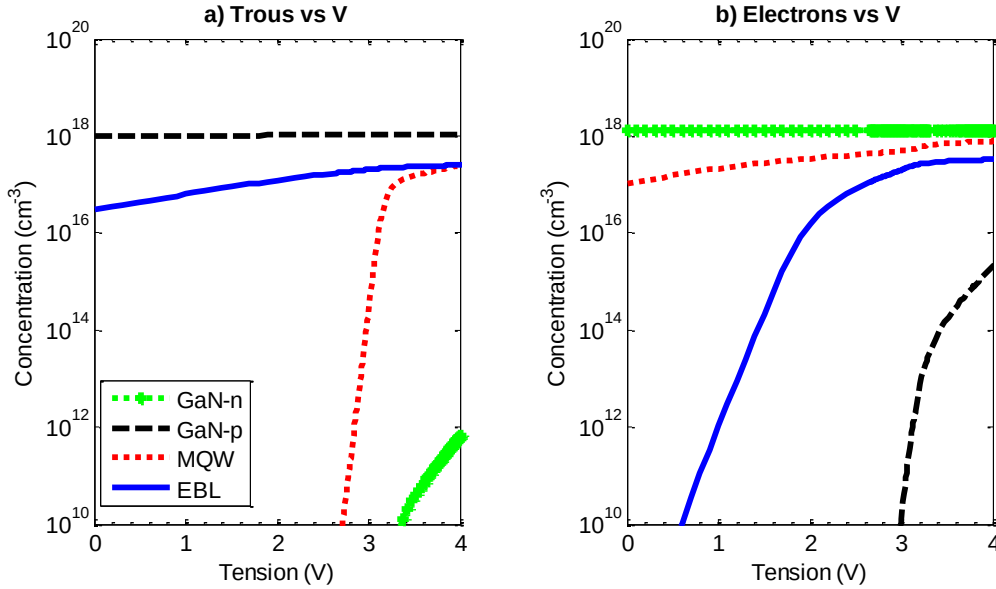


Figure 3-20 : Concentrations des trous (a) et des électrons (b) dans les parties GaN- n (lignes en pointillé vertes), GaN- p (lignes discontinues noires), la zone des puits quantiques (lignes en pointillé rouges) et l'EBL (lignes continues bleues).

Il est à noter que la concentration des trous dans la partie GaN- n est environ trois ordres de grandeurs inférieure à celle des électrons dans la partie GaN- p , ce qui signifie que la fuite des électrons dans la partie GaN- p est plus importante que la fuite des trous dans la partie GaN- n .

Étudions ensuite les taux des recombinaisons SRH, radiative et Auger dans les différentes parties de la LED modélisée : la partie GaN- p , la partie GaN- n , la zone active (composée des puits quantiques en InGaN et des barrières en GaN) et la couche de blocage d'électrons (EBL). Les densités des courants des recombinaisons SRH, radiative et Auger sont respectivement proportionnelles aux taux des recombinaisons correspondantes. Les taux de recombinaison de chaque partie (GaN- n , GaN- p , zone active, EBL) sont calculés en moyennant les taux de recombinaison dans tout le volume de chaque partie. Ces calculs sont modélisés par l'expression (3.17).

$$R = \frac{\int_{\text{volume } V} R(v) dv}{\int_{\text{volume } V} dv} = \frac{1}{V} \int_{\text{volume } V} R(v) dv \quad (3.17)$$

Dans l'expression (3.17), $\int_{\text{volume } V} R(v) dv$ est le taux de recombinaison total dans une partie et calculé par le simulateur en sommant sur le volume de cette partie.

3.2.5.1 Les recombinaisons radiatives

Dans la figure 3-21 ci-après, les taux de recombinaison radiative dans les parties citées ci-avant sont illustrés en fonction de la tension appliquée. Indépendamment de la partie étudiée, les taux de recombinaison présentent tous une allure comparable à celle de la caractéristique $I - V$.

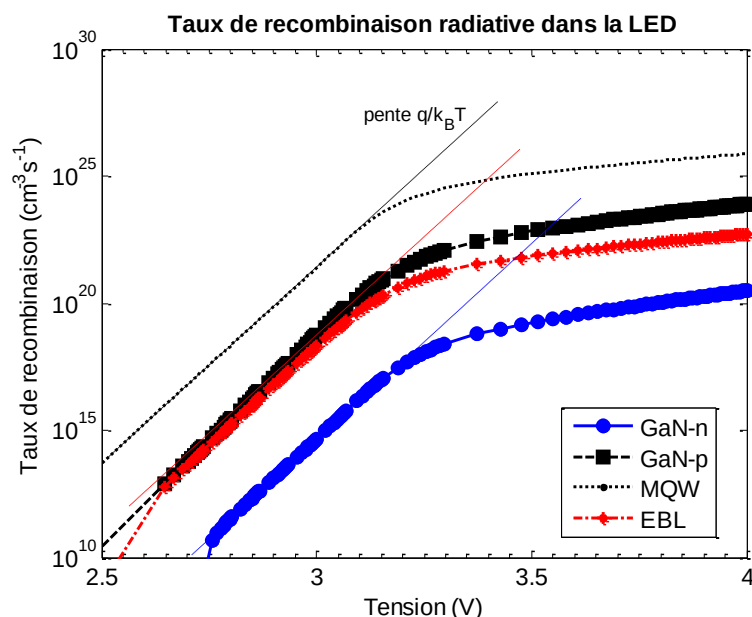


Figure 3-21 : Taux de recombinaison radiative dans les différentes parties de la LED modélisée : la partie GaN-*p* (ligne discontinue noire), la couche de blocage d'électron (EBL – ligne discontinue rouge), la zone active (composé des puits quantiques en InGaN et des barrières en GaN – ligne en pointillé noire) et la partie GaN-*n* (ligne continue bleue) dans la LED simulée.

Sans surprise, le taux de recombinaison radiative dans la zone des puits quantiques est le plus élevé car les concentrations des deux types de porteurs dans cette zone sont importantes, en particulier dans les puits quantiques (voir la figure 3-20). Le taux de recombinaison radiative dans la partie GaN-*p* est supérieur au taux de recombinaison radiative dans la couche de blocage d'électrons et d'environ deux ordres de grandeur inférieur à celui dans la zone des puits quantiques. Le taux de recombinaison radiative dans la partie GaN-*n* est trois ordres de grandeur encore plus faible.

3.2.5.2 Les recombinaisons Auger

La figure 3-22 ci-après illustre, selon le même esprit que la figure 3-21, le taux de recombinaison Auger dans les différentes parties de la LED. Les taux de recombinaison Auger dans la partie GaN-*p*, la couche de blocage d'électrons, la zone active et la partie GaN-*n* suivent la même tendance que les taux de recombinaison radiative dans les parties respectives. Le taux de recombinaison Auger est prépondérant dans la zone des puits quantiques (ligne en pointillé noire). Le taux de recombinaison Auger de la partie GaN-*n* (ligne continue bleue) est le plus faible. Le taux de recombinaison de la partie GaN-*p* (ligne discontinue noire) est plus important que le taux de recombinaison dans la partie GaN-*n*. Le taux de recombinaison Auger dans la couche de blocage d'électrons (ligne discontinue rouge) est comparable au taux de recombinaison dans la partie GaN-*p* mais de plusieurs ordres de grandeur inférieur à celui dans la zone des puits quantiques.

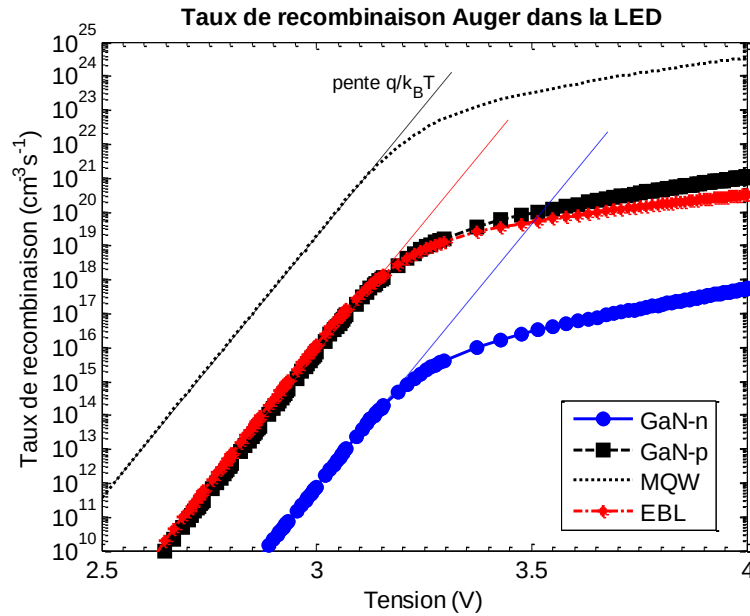


Figure 3-22 : Taux de recombinaison Auger dans les différentes parties de la LED modélisée : la partie GaN-*p* (ligne discontinue noire), la couche de blocage d'électron (EBL – ligne discontinue rouge), la zone active (composé des puits quantiques en InGaN et des barrières en GaN – ligne en pointillé noire) et la partie GaN-*n* (ligne continue bleue).

3.2.5.3 Les recombinaisons SRH

Similairement aux taux de recombinaison radiative et Auger, les taux de recombinaison SRH dans les parties citées ci-dessus croissent également avec la tension appliquée (voir la figure 3-23 ci-dessous). Lorsque la tension est inférieure à environ 3.2V, les taux de recombinaison SRH dans toutes les parties concernées augmentent exponentiellement avec la tension, puis se saturent au-delà.

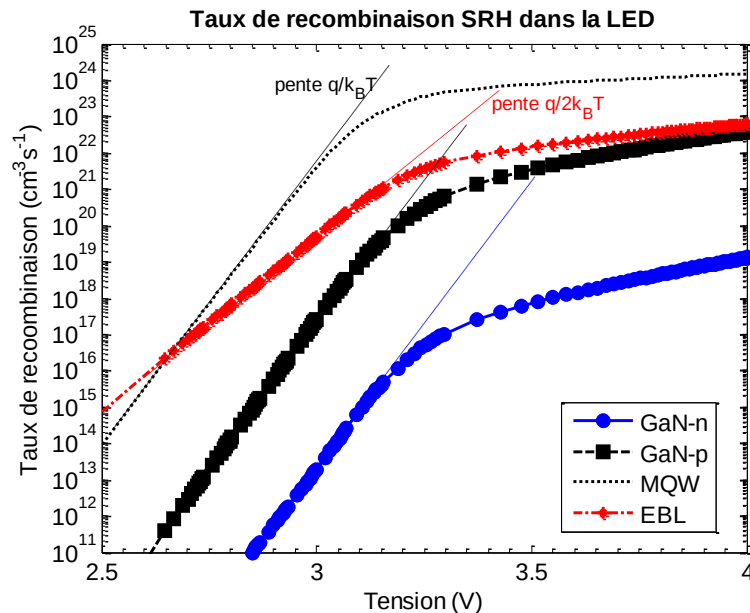


Figure 3-23 : Taux de recombinaison SRH dans les différentes parties de la LED modélisée. Contrairement aux taux des recombinaisons radiative et Auger, à basse tension, la vitesse de croissance du taux de recombinaison SRH dans l'EBL (ligne discontinue rouge) ne ressemble pas à celle du taux de recombinaison SRH dans les autres parties.

Cependant, certaines différences peuvent être observées. Contrairement aux taux de recombinaison radiative et Auger, lorsque la tension est inférieure à 3.2V, les pentes des

caractéristiques taux de recombinaison SRH $R_{SRH}(V)$ dans les différentes parties sont différentes : la pente de la caractéristique $R_{SRH}(V)$ dans la couche de blocage d'électrons (EBL – ligne discontinue rouge) est inférieure aux pentes des caractéristiques $R_{SRH}(V)$ dans la partie GaN- n (ligne continue bleue), dans la partie GaN- p (ligne discontinue noire) et dans la zone des puits quantiques (ligne en pointillé noire).

Nous avons vu en figure 3-18 qu'à faible et moyenne tensions (typiquement inférieure à 3V), le taux de recombinaison SRH est le plus élevé par rapport aux taux des autres mécanismes de recombinaison et domine la densité du courant total. La figure 3-23 suggère qu'à faible tension (inférieure à 2.5V), le taux de recombinaison SRH dans l'EBL est prédominant par rapport à ceux dans la partie GaN- n , GaN- p et la zone des puits quantiques. Nous pouvons en déduire qu'à faible tension (inférieure à 2.5V), le courant dans la LED semble dominé par les recombinaisons non radiatives type SRH ayant lieu dans l'EBL. Ce résultat est en accord avec les conclusions de Auf der Maur *et al.*[47] pour les LED à simple puits quantiques InGaN dont la composition en indium est inférieure à 18% (la composition en indium des puits quantiques de la LED simulée dans cette partie est 10%) et l'épaisseur n'excède pas 3nm (l'épaisseur d'un puits quantique de la LED simulée est 3nm).

La figure 3-23 montre également que pour des tensions inférieures à 3.1V, la pente de la caractéristique $R_{SRH}(V)$ dans l'EBL est moins élevée que celles dans les autres parties (GaN- n , GaN- p et la zone des puits quantiques). Puisque dans cette gamme de tension, les taux de recombinaison sont des fonctions exponentielles de la tension, ils peuvent être grossièrement modélisés par des fonctions de forme $R = R_s \exp(qV/n_{idéalité}k_B T)$ comme la densité de courant. Le « facteur d'idéalité » du taux de recombinaison SRH peut ainsi être déduit par l'expression (3.5). Les calculs montrent que ce « facteur » est approximativement égal à 2 pour le taux de recombinaison SRH dans l'EBL et à 1 pour les taux dans les autres parties.

La différence entre les pentes des taux de recombinaison dans les quatre parties peut s'expliquer par les concentrations des électrons et des trous dans ces parties. Dans les parties GaN- n , GaN- p et la zone des puits quantiques, les concentrations moyennes des porteurs majoritaires respectives sont plusieurs ordres de grandeur supérieures à celles des porteurs minoritaires (non illustrées ici). Cependant, comme l'illustre la figure 3-24 (à la page 103), dans l'EBL, les concentrations moyennes des électrons et des trous augmentent avec la tension. Dans la gamme de tension entre 2V à 3V, la concentration des électrons est inférieure à celle des trous de moins d'un ordre de grandeur à 2V, et tend à égaler la concentration de trous à 3V.

Puisque les durées de vie non radiatives sont égales et le niveau de piège est arbitrairement au milieu de la bande interdite (voir le tableau 3-1), le taux de recombinaison SRH peut s'écrire selon l'expression (3.18) (chapitre 1.5.2.b de la référence [25]).

$$R = \frac{1}{\tau} \frac{pn - n_i^2}{2n_i + n + p} \quad (3.18)$$

L'équation (3.18) atteint la valeur maximale lorsque $n = p$ (chapitre 2.5.2 de la référence [25]). Dans cette condition, elle peut s'écrire :

$$R = \frac{1}{\tau} \frac{n_i^2 [\exp(qV/k_B T) - 1]}{2n_i [1 + \exp(qV/2k_B T)]} \approx \frac{n_i}{2\tau} \exp\left(\frac{qV}{2k_B T}\right) \quad (3.19)$$

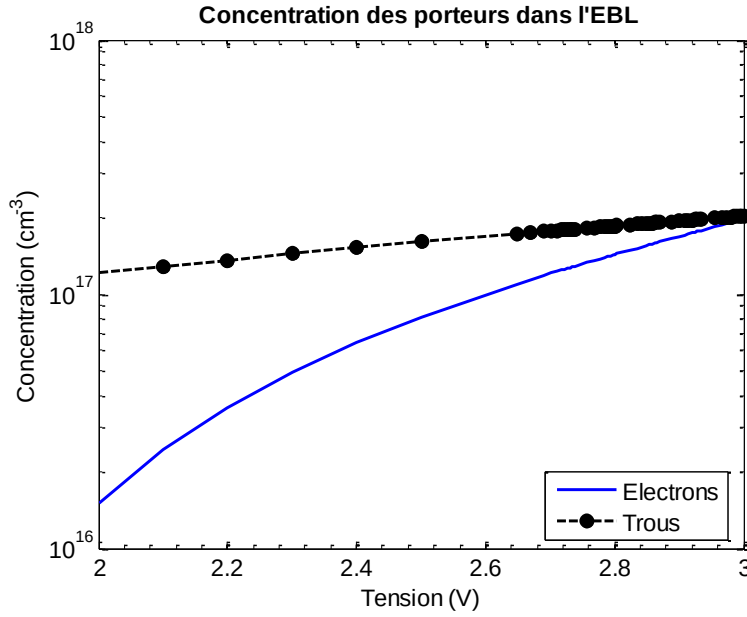


Figure 3-24 : Les concentrations des électrons et des trous dans l'EBL pour des tensions comprises entre 2V et 3V.

Ainsi, lorsque les concentrations des électrons et des trous sont égales, la pente du logarithme du taux de recombinaison SRH en fonction de la tension est égale à 2. La pente de la caractéristique $R_{SRH}(V)$ dans l'EBL peut donc s'expliquer par l'expression (3.19).

En revanche, lorsque la concentration des électrons est très supérieure à celle des trous, ce qui est le cas dans la partie GaN- n et la zone des puits quantiques, l'expression (3.18) peut être simplifiée en l'expression (3.20).

$$R \approx \frac{1}{\tau} \frac{p}{1 + p/n} \approx \frac{1}{\tau} p \propto \frac{1}{\tau} p_{n0} \exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) \quad (3.20)$$

Ainsi, dans cette condition, le taux de recombinaison SRH est quasiment proportionnel à la concentration des trous. Puisque pour des tensions inférieures à 3.1V, la concentration des trous dans les parties dopées n suit la loi $\exp(qV/k_B T)$, le « facteur d'idéalité » est égal à 1. Par conséquent, la pente du logarithme de la caractéristique $R_{SRH}(V)$ dans la partie GaN- n et la zone des puits quantiques (voir figure 3-23) est cohérente avec l'excès des électrons par rapport aux trous dans ces parties. La pente en $q/k_B T$ du taux de recombinaison SRH dans la partie GaN- p s'explique de manière similaire.

3.2.5.4 Comparaison des courants de recombinaison

Les densités des courants de recombinaison sont illustrées en figure 3-25 (à la page 104). En somme, avec les conditions de simulation utilisées, les résultats présentés ci-avant suggèrent que :

- **A basse tension**, le courant total est principalement régi par les courants induits par des recombinaisons SRH dans la couche de blocage d'électrons.
- **A des tensions moyennes** (2.5V à 3.2V), les courants des recombinaisons SRH et radiatives dans la zone des puits quantiques sont prédominants.
- **A haute tension** (supérieure à 3.2V), le courant des recombinaisons radiatives dans la zone des puits quantiques devient le courant dominant. Le courant des recombinaisons SRH dans cette

zone est second en termes d'intensité, devant le courant des recombinaisons Auger de cette même zone.

- **A très haute tension** (environ $3.7V$), le courant équivalent des recombinaisons Auger dans la zone des puits quantiques surpasse le courant des recombinaisons SRH dans cette zone, devenant le second courant de recombinaison en termes d'intensité. Cependant, le courant équivalent des recombinaisons radiatives dans la zone des puits quantiques reste toujours prédominant bien qu'à partir de $3.2V$ il n'évolue plus avec la même pente que le courant total. Par ailleurs, il apparaît que l'évolution des courants de recombinaison est sensiblement dans l'ordre croissant suivant :
 - La pente du courant des recombinaisons SRH dans la zone des puits quantiques est la plus faible,
 - La pente du courant des recombinaisons SRH dans l'EBL est plus élevée que celle du courant des recombinaisons SRH dans la zone des puits quantiques et plus faible que celle du courant des recombinaisons radiatives dans la zone des puits quantiques,
 - La pente du courant des recombinaisons Auger est la plus élevée.

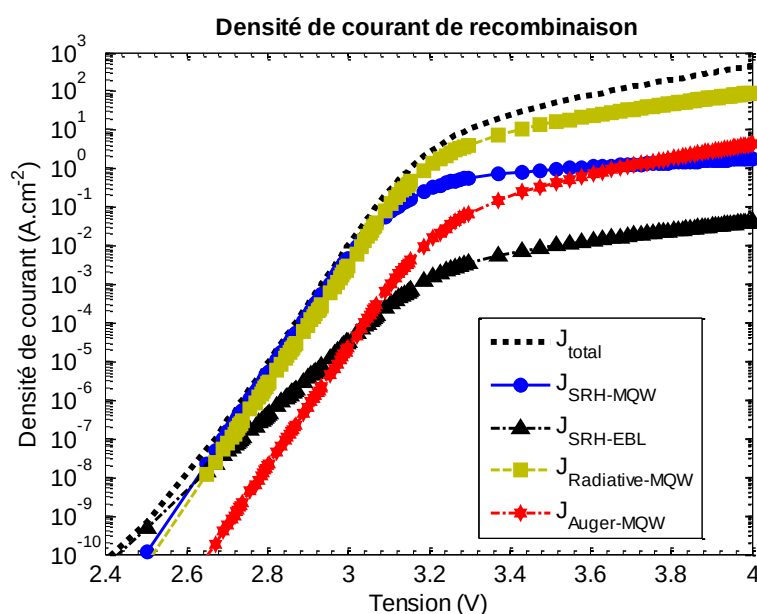


Figure 3-25 : Densités de courant équivalent des recombinaisons dominantes dans la LED simulée.

L'augmentation de la pente des courants des recombinaisons à haute tension est cohérente avec les modèles selon lesquels les taux des recombinaisons SRH, radiative et Auger sont proportionnels à n , n^2 et n^3 , n étant la concentration des porteurs. La différence entre les pentes des courants de recombinaison SRH dans l'EBL et dans la zone des puits quantiques suggère que la concentration des porteurs dans la zone des puits quantiques augmente en fonction de la tension moins drastiquement que celle dans l'EBL, probablement à cause d'une fuite d'électrons de la zone des puits quantiques à la partie dopée p .

De plus, avec les paramètres de simulation choisis, les évolutions des taux de recombinaison SRH, radiative et Auger dans les différentes parties de la LED modélisée suggère qu'à l'exception de la zone des puits quantiques, seules les parties dopées de type p (GaN- p et EBL) influencent également les caractéristiques électriques de la LED. Quant à la partie GaN- n , les mécanismes de recombinaison y sont faibles.

3.2.6 Le courant de fuite

Pour mémoire, dans cette étude la densité courant de fuite est définie comme la densité de courant totale traversant la LED à laquelle sont soustraites les densités de courant de recombinaison radiative, Auger et SRH.

La figure 3-26 ci-dessous illustre le profil des densités des courants des électrons et des trous à $1A.cm^{-2}$, correspondant au rendement maximal de la LED (voir la figure 3-17 à la page 96). La densité du courant des électrons est plus élevée que celle des trous et les densités des courants des porteurs diminuent en traversant la zone active. Nous pouvons constater que la densité du courant des électrons dans la partie GaN-*p* est très supérieure à celle des trous dans la partie GaN-*n*. La densité du courant de fuite est donc principalement de nature électronique.

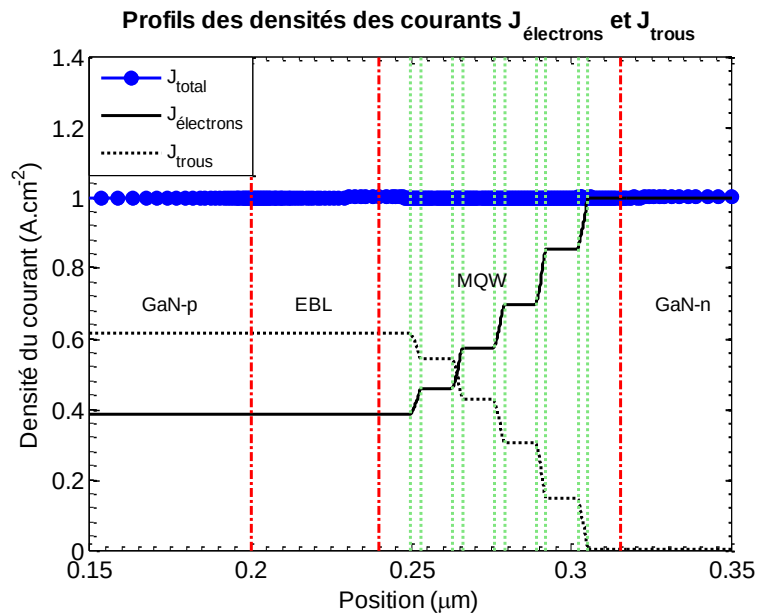


Figure 3-26 : Profil des densités des courants des électrons et des trous à la densité de courant totale de $1A.cm^{-2}$.

Il semble donc qu'à cette densité de courant spécifique au maximum de rendement de la LED, la quasi intégralité du courant de trous est consommé dans les processus de recombinaisons ayant lieu dans les puits quantiques. A l'inverse, une part importante du courant d'électrons n'est pas consommée par les mécanismes de recombinaison dans la zone des puits quantiques et s'échappent en traversant le GaN-*p*.

A priori du fait simultané des limitations technologiques en dopage du GaN-*p*, de la forte énergie d'ionisation des dopants de type *p* et de la faible mobilité des trous dans le GaN-*p*, il n'est pas surprenant que le facteur limitant des LED à base de GaN soit le courant de trous ou à l'opposé l'excès d'électrons.

3.3 Les variations des paramètres de la couche de blocage d'électrons

Nous avons vu à la partie 3.2.2.3 (page 88) qu'à **haute tension**, la pente de la caractéristique $J(\sqrt{V - V_{bi}})$ est théoriquement fonction de l'épaisseur de la zone la plus résistive de la LED, en l'occurrence la couche de blocage électronique. Afin de vérifier si, à **haute tension**, les caractéristiques électro-optiques de la LED simulée sont corrélées au champ électrique et à l'énergie d'activation des accepteurs dans l'EBL, il est judicieux de réaliser des simulations sur la même structure LED en

modulant les paramètres concernant l'EBL tels que la composition en aluminium, l'épaisseur et le dopage.

3.3.1 Les variations de la composition en aluminium dans la couche de blocage d'électrons

Dans les simulations présentées ci-après, la composition en aluminium dans l'EBL prend respectivement des valeurs de 0.1, 0.2 et 0.3, correspondant à des énergies de bande interdite de la couche d'EBL de 3.56eV , 3.70eV et 3.86eV . Ainsi, les barrières pour les électrons et les trous dans les LED simulées augmentent avec la composition en aluminium dans l'EBL pour lequel nous fixons l'épaisseur à 40nm .

3.3.1.1 V_{bi}

La figure 3-27 illustre les diagrammes de bandes à l'équilibre pour les LED simulées avec les différentes compositions en aluminium d'EBL. La tension de diffusion V_{bi} est indépendante de la composition en aluminium de l'EBL. Cependant, à cause de l'augmentation de la composition en aluminium, la largeur de la bande interdite de l'EBL augmente et les courbures de bandes à l'interface GaN-p/EBL, dans l'EBL et les puits quantiques sont plus importantes.

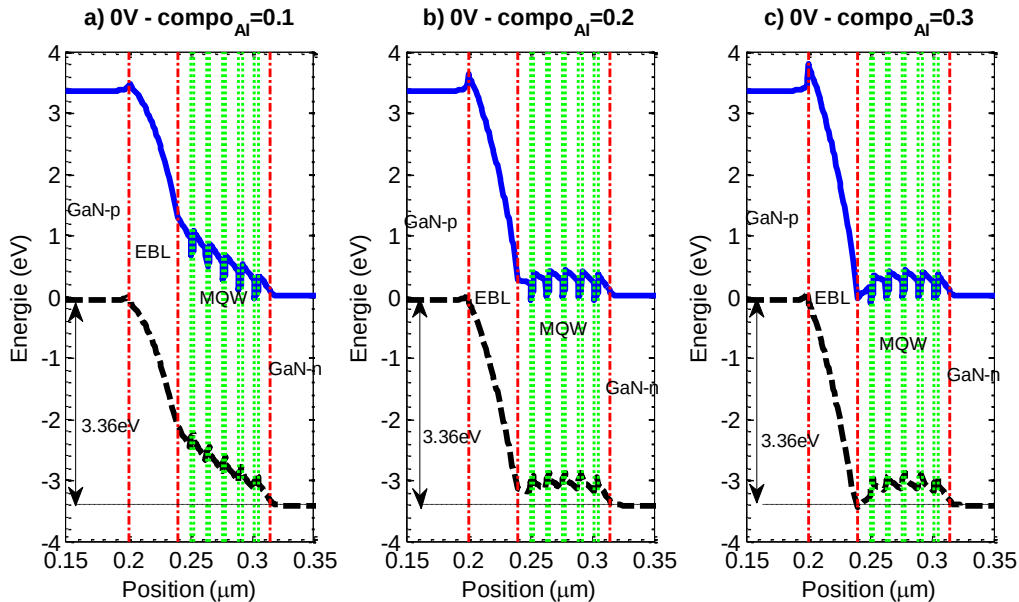


Figure 3-27 : Diagramme de bandes à l'équilibre pour les LED à différentes compositions en aluminium de l'EBL d'épaisseur 40nm : a) $x_{Al} = 0.1$, b) $x_{Al} = 0.2$, c) $x_{Al} = 0.3$.

Il est également à noter que l'augmentation de la composition en aluminium de l'EBL induit un abaissement des énergies des bandes de conduction et de valence de l'EBL et dans la zone des puits quantiques du fait de l'augmentation de la discontinuité de polarisation aux interfaces EBL/GaN, et donc de la discontinuité de champ électrique aux mêmes interfaces.

3.3.1.2 Caractéristiques $J - V$ et $L - V$

La figure 3-28 ci-après illustre la caractéristique $J - V$ simulée en fonction de la composition en aluminium de l'EBL. Pour des tensions V inférieures à V_{bi} , notamment entre environ 2V et 3.2V , toutes les caractéristiques $J - V$ sont des fonctions exponentielles de la tension et avec sensiblement la même pente $q/k_B T$. Cependant, lorsque la composition en aluminium augmente, pour une densité de courant donnée, les caractéristiques $J - V$ se décalent vers les tensions plus élevées.

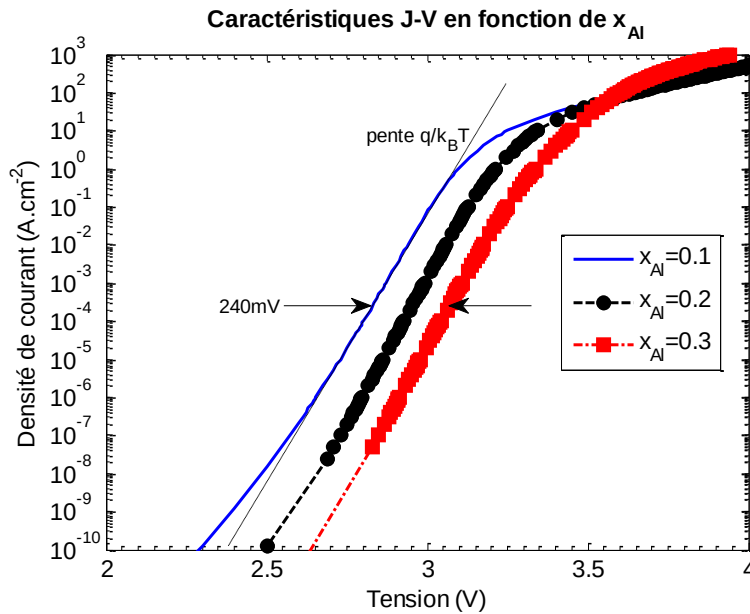


Figure 3-28 : Caractéristique $J - V$ en fonction de la composition de l'EBL d'épaisseur 40nm.

Lorsque la composition en aluminium de l'EBL augmente de 0.1 à 0.3, le décalage vers des tensions élevées (environ 240mV) de la partie exponentielle (basses tensions ou faibles courants) de la caractéristique $J - V$ semble être cohérent avec l'augmentation de la largeur de la bande interdite de l'EBL (environ 300meV). En conséquence, ce décalage reflète l'accroissement de la barrière que doivent surmonter les porteurs de charge, notamment les trous, avec la composition d'aluminium.

Pour des tensions V supérieures à V_{bi} , en revanche, la « saturation » de la densité de courant semble d'autant plus importante que la composition en aluminium est faible. Si l'effet de l'augmentation de la composition en aluminium n'était qu'une simple augmentation de la résistivité de la LED, la caractéristique $J - V$ ne serait que décalée vers les tensions plus élevées. Cependant, comme le suggère la figure 3-28, à hautes tensions (forts courants), pour une même densité de courant, lorsque la composition en aluminium augmente, la tension est décalée vers des valeurs plus faibles. Ce décalage au régime des hautes tensions de la caractéristique $J - V$ est lié au décalage des caractéristiques des recombinaisons en fonction de la tension (voir l'Annexe A).

La caractéristique $L - V$ (non illustrée) suit les mêmes tendances que la caractéristique $J - V$.

3.3.1.3 L'IQE ou rendement

La figure 3-29 ci-après illustre l'IQE (a) et la densité du courant de fuite (b) en fonction de la densité de courant et de la composition en aluminium de l'EBL. En fonction de la densité du courant, l'IQE augmente, atteint une valeur maximale puis décroît. Le maximum d'IQE et la densité du courant total correspondant au maximum d'IQE augmentent avec la composition en aluminium. L'augmentation de l'IQE en fonction de la composition en aluminium dans l'EBL est cohérente avec la diminution de la densité du courant de fuite. Ce résultat s'explique par l'augmentation de la bande interdite de l'EBL, et par conséquent de la barrière contre la fuite des électrons de la zone des puits quantiques à la partie dopée p . La décroissance d'IQE à forte injection semble également moins prononcée pour les compositions en aluminium élevées.

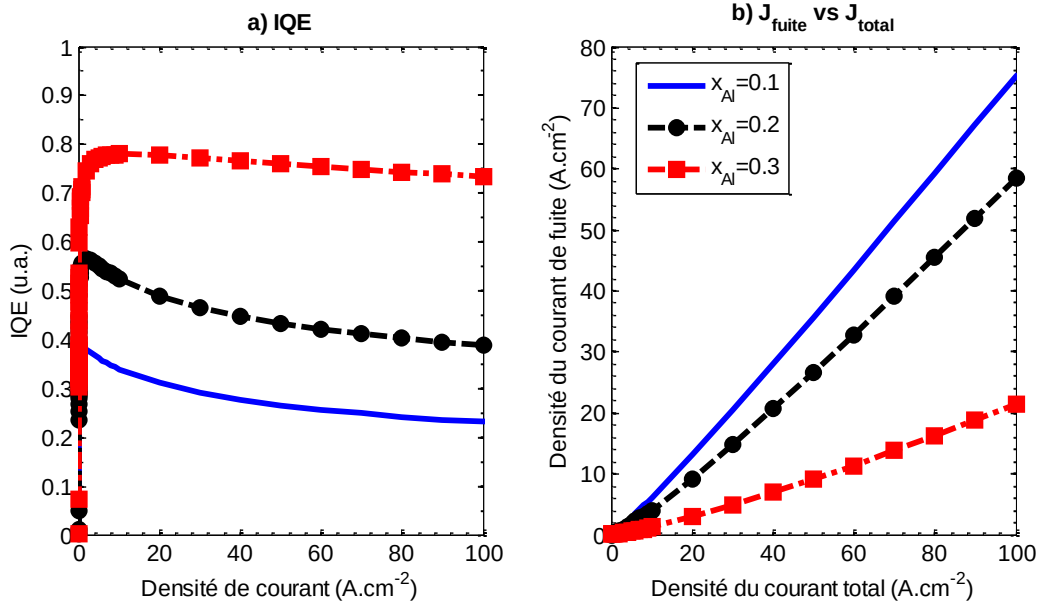


Figure 3-29 : IQE (a) et densité du courant de fuite (b) en fonction de la densité du courant total et de la composition d'aluminium de l'EBL d'épaisseur 40nm .

3.3.1.4 Caractéristiques $J(\sqrt{V - V_{bi}})$ et $L(\sqrt{V - V_{bi}})$

La figure 3-30 illustre la caractéristique $J\sqrt{V - V_{bi}}$ en échelle logarithmique (de mémoire $V_{bi} = 3.36\text{V}$) pour les différentes compositions en aluminium de l'EBL.

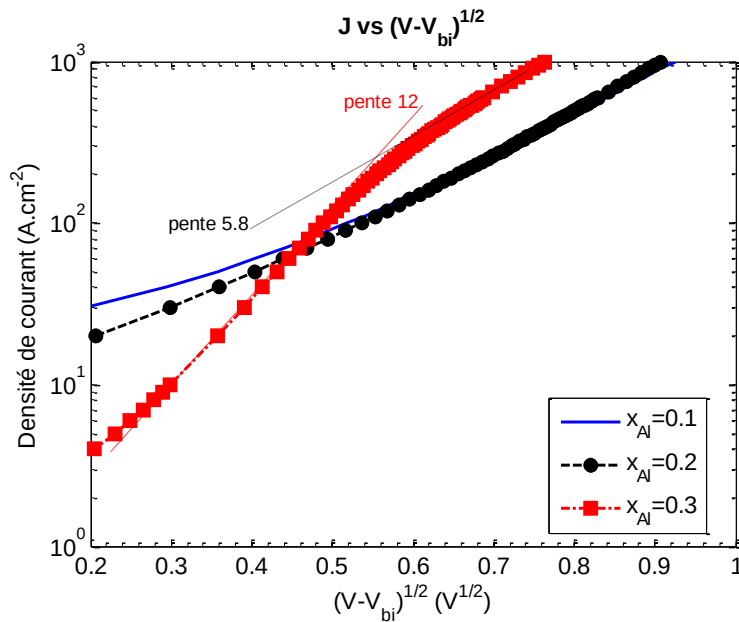


Figure 3-30 : Densité de courant en fonction de $\sqrt{V - V_{bi}}$ pour différentes compositions d'aluminium de l'EBL.

La densité de courant est une fonction croissante de $\sqrt{V - V_{bi}}$ et la caractéristique $J(\sqrt{V - V_{bi}})$ affiche un régime exponentiel matérialisé par une ligne pointillée, à l'exception de la composition en aluminium de 0.3 (courbe rouge) qui semble caractérisée par deux régimes. Le premier régime est établi pour les valeurs de $\sqrt{V - V_{bi}}$ comprises entre 0.2 et 0.5. Le second régime de la LED avec une EBL de composition en aluminium de 0.3 prend place pour les valeurs de $\sqrt{V - V_{bi}}$

supérieures à 0.6. Les courbes de densité de courant se croisent à une valeur de $\sqrt{V - V_{bi}}$ sensiblement de $0.5V^{1/2}$ (soit une tension de 3.54V) c'est-à-dire une tension comprise dans le premier régime de toutes les LED.

Les parties linéaires des caractéristiques $J(\sqrt{V - V_{bi}})$ correspondant aux trois compositions d'aluminium (pour la composition de 0.3 il s'agit du deuxième régime) affichent une pente d'environ 5.8, valeur proche de la pente de la LED étudiée dans la partie 3.2.2.3 (valeur de la pente environ 5.5). Ainsi, la composition d'aluminium de l'EBL n'impacte pas la pente de la caractéristique $J(\sqrt{V - V_{bi}})$ et ce résultat est cohérent avec l'hypothèse que la densité de courant est régie par la réduction de l'énergie d'activation des accepteurs à haute tension. Rappelons-nous de la relation entre J et $\sqrt{V - V_{bi}}$ à haute tension :

$$J \propto \exp\left(\frac{q\beta_{PF}\sqrt{V - V_{bi}}}{k_B T \sqrt{t_{zone \text{ la plus résistive}}}}\right) = \exp\left(\frac{q}{k_B T} \sqrt{\frac{q}{\pi\epsilon_0\epsilon_r}} \sqrt{\frac{V - V_{bi}}{t_{zone \text{ la plus résistive}}}}\right) \quad (3.21)$$

Ainsi, dans la structure étudiée, la pente de la caractéristique $J(\sqrt{V - V_{bi}})$ est théoriquement fonction des paramètres du matériau AlGaIn (le coefficient Poole-Frenkel) et de l'épaisseur de la zone la plus résistive (en l'occurrence l'EBL). Par conséquent, la pente de la caractéristique $J(\sqrt{V - V_{bi}})$ a priori ne varie pas en fonction de la composition d'aluminium dans l'EBL.

Pour la composition d'aluminium de 0.3, l'existence de deux régimes n'est pas cohérente avec l'analyse déjà réalisée. Cependant, nous pouvons constater que dans la figure 3-30, les caractéristiques $J(\sqrt{V - V_{bi}})$ correspondant aux différentes compositions en aluminium de l'EBL se croisent à une valeur $\sqrt{V - V_{bi}} \approx 0.48V^{1/2}$, correspondant à une tension d'environ 3.59V. Les caractéristiques $J - V$ correspondant aux différentes compositions en aluminium de l'EBL se croisent également à une tension proche de 3.57V, comme l'illustre la figure 3-31.

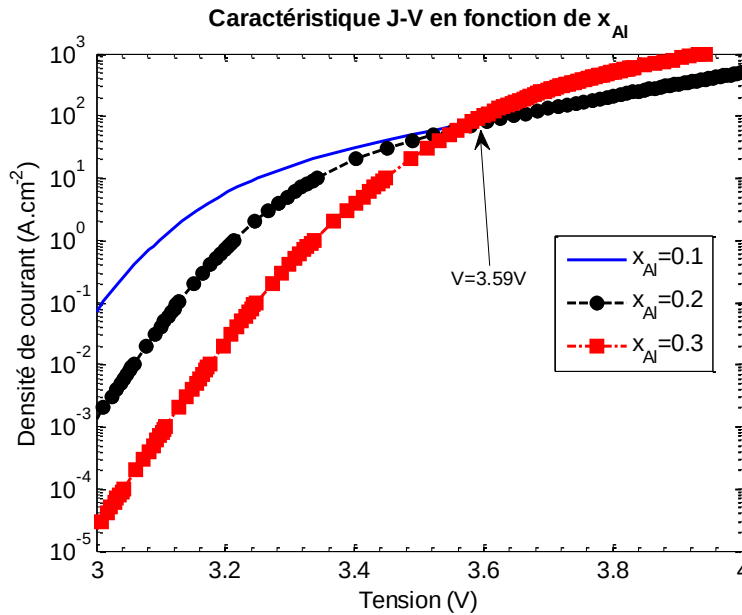


Figure 3-31 : Zoom sur les caractéristiques $J - V$ des LED simulées pour des différentes compositions en aluminium.

A des tensions inférieures à $3.59V$, la caractéristique $J - V$ correspondant à $x_{Al} = 0.3$ est encore dans le régime exponentiel. Autrement dit, la densité de courant à $V < 3.59V$, ou à $\sqrt{V - V_{bi}} < 0.48V^{1/2}$, n'est pas encore régie par le champ électrique et la diminution de l'énergie d'activation des accepteurs dans l'EBL. Ainsi, le premier régime de la caractéristique $J(\sqrt{V - V_{bi}})$ correspondant à $x_{Al} = 0.3$ ne devrait pas être présent dans la figure 3-30. Son existence dans la figure 3-30 remet en question le choix de la valeur de V_{bi} , à savoir $3.36V$, pour le traitement des données de simulation.

Puisqu'à haute tension, la densité de courant est majoritairement électronique, comme le suggère la partie 3.2.2.3, supposons que la valeur V_{bi} choisie pour les caractéristiques $J(\sqrt{V - V_{bi}})$ est remplacée par la valeur $V_a = V_{bi} + \Delta E_c/q$, ΔE_c étant l'offset de bande de conduction. La valeur qV_a représente donc la barrière totale à $0V$ qu'un électron dans la zone GaN- n doit franchir pour atteindre la zone GaN- p . Pour les compositions en aluminium $x_{Al} = 0.1$, $x_{Al} = 0.2$ et $x_{Al} = 0.3$, la largeur de la bande interdite de l'EBL est respectivement $3.556eV$, $3.698eV$ et $3.865eV$. La largeur de la bande interdite de la partie GaN- p étant $3.41eV$, l'offset de bande interdite ΔE_g est respectivement $0.146eV$, $0.288eV$ et $0.455eV$ pour les trois compositions en aluminium. Le rapport $\Delta E_c : \Delta E_g$ étant 0.7 (voir la partie 2.3.2.2), les valeurs de ΔE_c sont respectivement $0.102eV$, $0.202eV$ et $0.319eV$. Les valeurs de V_a sont respectivement $3.462V$, $3.562V$ et $3.679V$. La figure 3-32 illustre les caractéristiques $J(\sqrt{V - V_a})$ pour les différentes compositions en aluminium de l'EBL de la LED simulée.

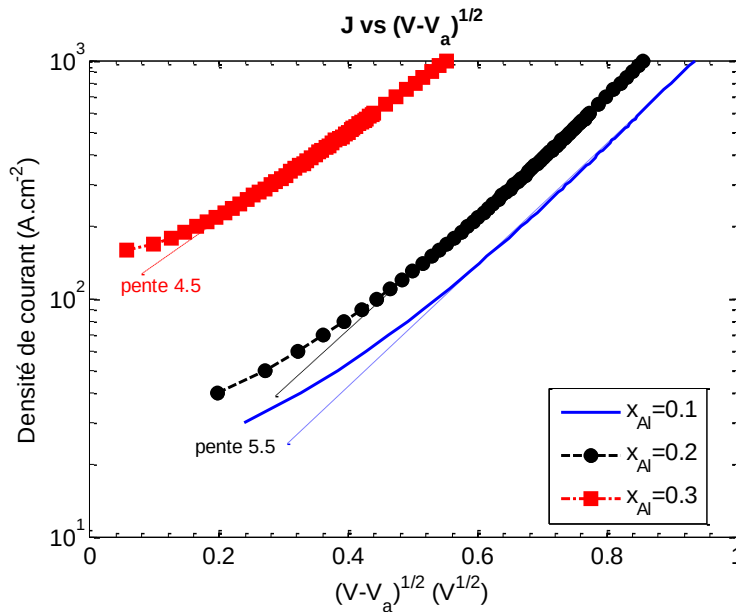


Figure 3-32 : Caractéristique $J(\sqrt{V - V_a})$ en fonction de la composition en aluminium des LED simulées.

Les caractéristiques $J(\sqrt{V - V_a})$ correspondant aux trois compositions en aluminium de l'EBL tendent vers un régime linéaire et les pentes sont comparables (environ 5.5 pour les compositions $x_{Al} = 0.1$ et $x_{Al} = 0.2$, environ 4.5 pour $x_{Al} = 0.3$). Si la valeur ΔE_c dans l'expression de V_a est remplacée par ΔE_g , le résultat est quasiment similaire, comme l'illustre la figure 3-33 ci-après.

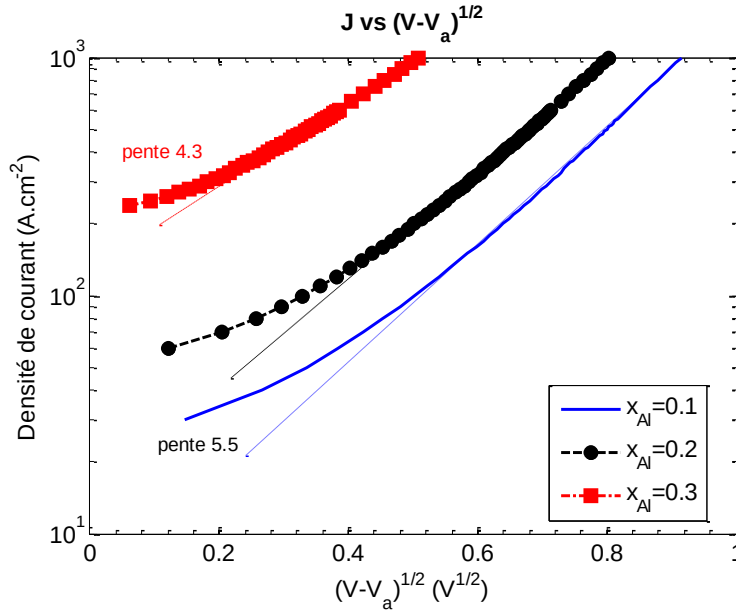


Figure 3-33 : Caractéristique $J(\sqrt{V-V_a})$ avec $V_a = V_{bi} + \Delta E_g/q$ en fonction de la composition en aluminium des LED simulées.

La similarité entre la figure 3-32 et la figure 3-33 est compréhensible puisque ΔE_c étant égal à 70% de ΔE_g , la différence entre ΔE_c et ΔE_g est de l'ordre de 0.1eV , et d'autant plus faible que ΔE_g et x_{Al} sont faibles. De mémoire, la valeur de V_{bi} est environ 3.36V , largement supérieure à 0.1V .

Ce résultat suggère donc qu'à haute tension, la densité de courant dans les LED simulées sont toujours régies par le champ électrique et la diminution de l'énergie d'activation des accepteurs dans l'EBL, cependant la densité de courant suit une loi exponentielle $J(\sqrt{V-V_a})$ au lieu de $J(\sqrt{V-V_{bi}})$, V_a étant égal à $V_{bi} + \Delta E_g/q$.

A haute tension, la dépendance de la densité de courant à une loi exponentielle $J(\sqrt{V-V_a})$ au lieu de $J(\sqrt{V-V_{bi}})$ est différente de la conclusion de Hirsch et Barrière.[113] Cependant, remémorons-nous que les échantillons caractérisés par Hirsch et Barrière ne disposent pas de couche de blocage électronique, donc le diagramme de bande de ces échantillons n'affiche pas de discontinuité et l'offset de bande ΔE_g est nul. Ainsi, la caractéristique $J(\sqrt{V-V_a})$ est justifiée pour les échantillons de Hirsch et Barrière en prenant en compte $\Delta E_g = 0$.

Notons également que l'utilisation de la tension V_a au lieu de V_{bi} pour la description de la densité de courant total à haute tension est également valable pour la distinction entre les régimes de basse et haute tension. Remémorons-nous de la figure 3-28, selon laquelle les caractéristiques $J-V$ à basse tension sont décalées vers les hautes tensions lorsque la composition en aluminium de l'EBL augmente. Par rapport à la caractéristique $J-V$ pour $x_{Al} = 0.1$, la caractéristique $J-V$ pour $x_{Al} = 0.3$ est décalée d'environ 0.24V vers les hautes tensions. Ce décalage en tension est comparable à la différence entre les valeurs de $\Delta E_g/q$ correspondant à ces deux compositions x_{Al} de l'EBL (environ 0.3V). Ainsi, le décalage en tension des caractéristiques $J-V$ en fonction de la composition x_{Al} de l'EBL est causée par l'augmentation de l'offset de bande ΔE_g entre les couches GaN et AlGaIn. La frontière entre les régimes à basse tension et haute tension doit aussi être décalée en fonction de x_{Al} , c'est-à-dire doit prendre les valeurs de V_a au lieu de V_{bi} .

La caractéristique $J_{rad}(\sqrt{V - V_{bi}})$ de la densité de courant des recombinaisons radiatives J_{rad} , représentative de la puissance optique d'une LED, affiche les caractéristiques similaires à celles de la densité du courant total et l'étude de la densité de courant des recombinaisons radiatives s'effectue par les mêmes démarches. Par exemple, la caractéristique $J_{rad}(\sqrt{V - V_{bi}})$ (illustrée en figure 3-34) suit la même tendance que la caractéristique $J(\sqrt{V - V_{bi}})$ (voir la figure 3-30). Lorsque V_{bi} est remplacé par V_a (voir la figure 3-34), les densités de courant des recombinaisons radiatives affichent des relations exponentielles $J_{rad}(\sqrt{V - V_a})$ comme les densités de courant total.

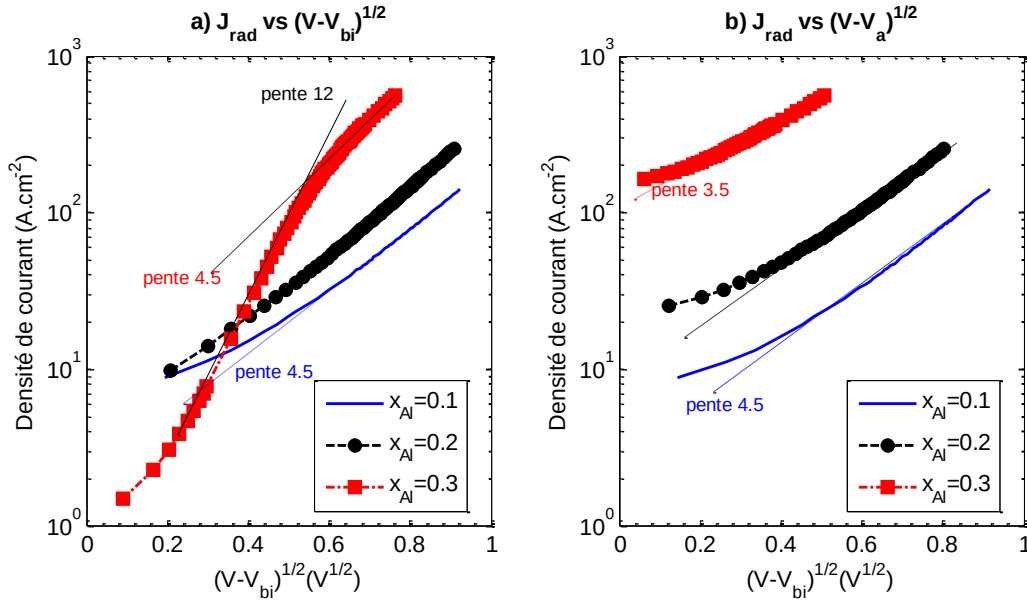


Figure 3-34 : Densité de courant de recombinaison radiative en fonction de : a) $\sqrt{V - V_{bi}}$ et b) $\sqrt{V - V_a}$ pour les différentes valeurs de la composition en aluminium de l'EBL.

3.3.2 Les variations de l'épaisseur de la couche de blocage d'électrons ($x_{Al} = 0.15$)

Dans cette partie, les simulations similaires à celle présentées ci-avant ont été réalisées en variant l'épaisseur de l'EBL. Les résultats sont illustrés pour un dopage de l'EBL de 10^{18} cm^{-3} .

3.3.2.1 V_{bi}

La tension de diffusion V_{bi} de la LED est indépendante de l'épaisseur de la couche de blocage d'électrons.

3.3.2.2 Caractéristiques $J - V$ et $L - V$

Les caractéristiques $J - V$ de LED simulées en fonction de l'épaisseur de la couche de blocage d'électrons (EBL) sont illustrées dans la figure 3-35 (à la page 113). La concentration d'accepteurs dans l'EBL est fixé à $N_a = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour toutes les LED simulées. Pour simplifier les raisonnements, les dopants de l'EBL sont supposés soumis à une énergie d'activation d'environ 200 meV et indépendant de la composition en aluminium (voir les équations (2.54) à (2.57) et le tableau 3-1).

Lorsque la tension appliquée V est inférieure à V_{bi} (3.36V), les caractéristiques $J - V$ augmentent exponentiellement avec la tension avec des pentes fonction de l'épaisseur de la couche de blocage d'électrons puis tendent vers un régime dit de saturation unique. Pour une tension donnée, la densité du courant diminue avec l'épaisseur de l'EBL et cette variation est d'autant plus remarquable que la tension est basse. Une exception est pourtant constatée pour des tensions

comprises entre $2V$ et environ $2.7V$: pour une tension donnée, la densité du courant diminue lorsque l'épaisseur de l'EBL augmente, cependant la densité du courant pour $th_{EBL} = 0.1\mu m$ (ligne discontinue avec marqueurs carrés) est plus élevée que celle pour $th_{EBL} = 0.04\mu m$ (ligne en pointillé avec marqueurs triangulaires). Les variations non monotones de la densité du courant et de la pente en fonction de l'épaisseur de la couche d'EBL sont dues à la compétition entre les recombinaisons SRH dans l'EBL et dans la zone des puits quantiques à basses tensions. L'étude des recombinaisons SRH dans ces deux zones est présentée dans l'Annexe A.

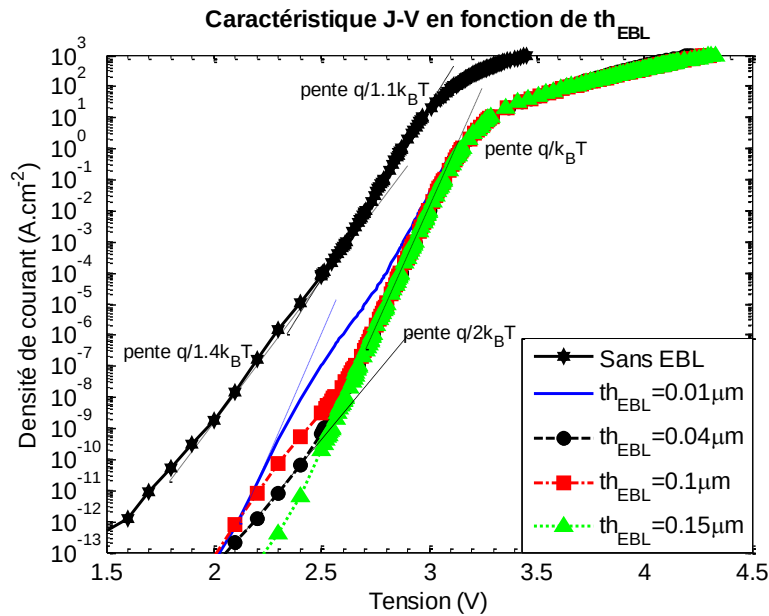


Figure 3-35 : Caractéristique $J - V$ en fonction de l'épaisseur de la couche de blocage d'électrons.

Pour des tensions V supérieures à V_{bi} ($3.36V$), les caractéristiques $J - V$ semblent « saturées » et la densité de courant serait une fonction décroissante de l'épaisseur de l'EBL (voir la figure 3-36).

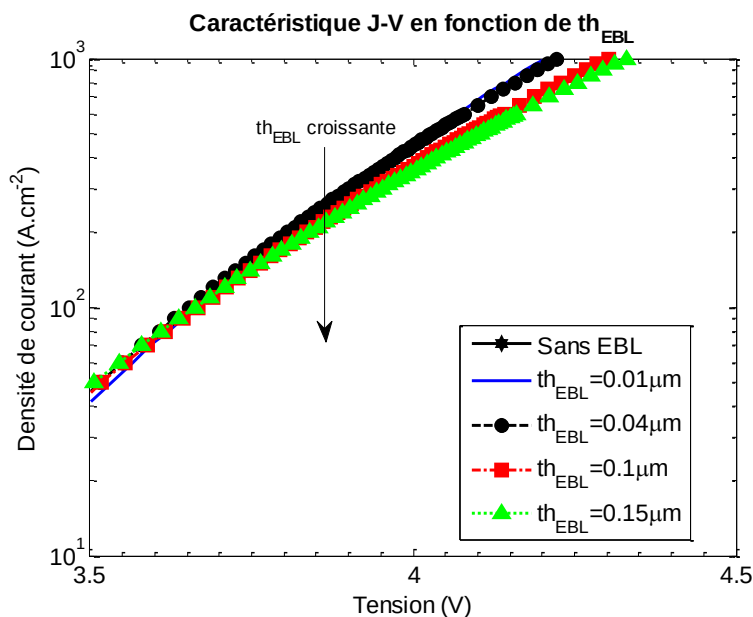


Figure 3-36 : Zoom sur la caractéristique $J - V$ en fonction de l'épaisseur de la couche de blocage d'électrons.

Suivant les mêmes tendances que celles de la caractéristique $J - V$ (voir la figure 3-35), la caractéristique $L - V$ (non illustrée ici) diminue également lorsque l'épaisseur de l'EBL augmente.

3.3.2.3 L'IQE ou rendement

La figure 3-37 ci-après illustre l'IQE (a) et la densité du courant de fuite (b) des LED modélisées en fonction de la densité du courant total et de l'épaisseur de l'EBL.

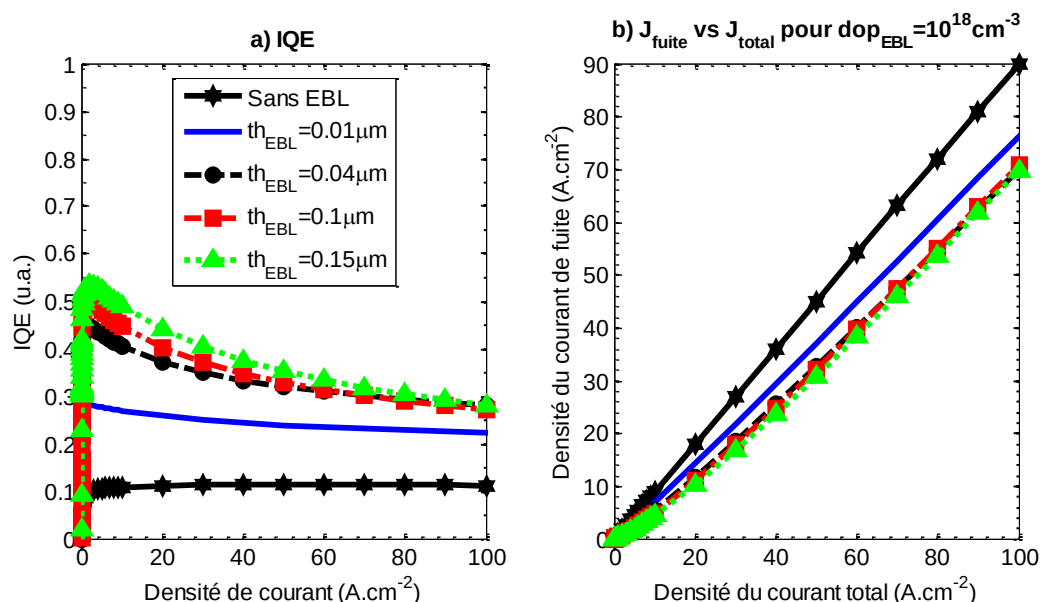


Figure 3-37 : IQE (a) et densité du courant de fuite (b) en fonction de la densité du courant total et de l'épaisseur de l'EBL.

La valeur maximale et la pente de décroissance de l'IQE sont des fonctions croissantes de l'épaisseur de l'EBL. Ainsi, bien que la valeur maximale de l'IQE soit meilleure pour une EBL épaisse, la chute de l'IQE est également plus importante. Cependant, la densité du courant ($2 A \cdot cm^{-2}$) (ou la tension – non illustrée) correspondant à la valeur maximale de l'IQE semble quasi-invariante en fonction de l'épaisseur de l'EBL, à l'exception de celle de la LED sans EBL. L'augmentation de l'IQE lorsque l'épaisseur de l'EBL augmente est cohérente avec la diminution de la densité du courant de fuite.

Les allures d'IQE simulées illustrées en figure 3-37, forte variation du maximum sans décalage important en densité de courant, se rencontrent souvent dans l'étude de LED issues d'une même plaque épitaxiée (au facteur d'extraction près). Un exemple de caractéristique $EQE - J$ pour des LED, de même surface et de même géométrie, issues d'une même plaque épitaxiée est illustré dans la figure 3-38 (page 115). Notons que les paramètres des LED caractérisées sont différents des paramètres des LED simulées, ainsi la densité de courant à l'efficacité maximale est différente dans les deux cas. La comparaison permet d'observer de fortes variations de l'EQE sans important décalage de la densité de courant correspondant au maximum d'EQE. Une variation comme celle illustrée en figure 3-38 pourrait donc traduire une variation de l'épaisseur de l'EBL.

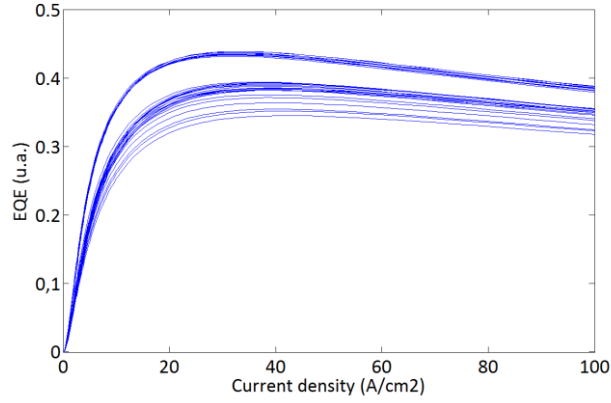
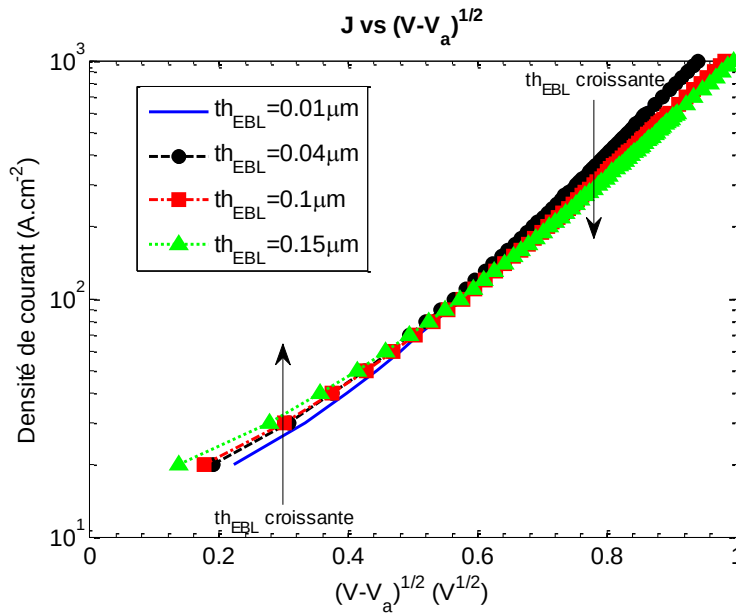


Figure 3-38 : Exemple de caractéristiques EQE – Intensité de courant.

3.3.2.4 Caractéristique $J(\sqrt{V - V_a})$ et $L(\sqrt{V - V_a})$

Comme le suggère la partie 3.3.1.4, à haute tension, la densité de courant suit une loi exponentielle de $\sqrt{V - V_a}$, avec $V_a = V_{bi} + \Delta E_g/q$. Pour les LED simulées, la valeur de V_a est approximativement 3.5V. La figure 3-39 ci-dessous illustre le logarithme de la densité de courant en fonction de $\sqrt{V - V_a}$ à très haute tension pour les différentes épaisseurs de l'EBL. Le logarithme de la densité de courant présente un seul régime linéaire en fonction de $\sqrt{V - V_a}$ pour les différentes épaisseurs de l'EBL.

Figure 3-39 : Densité de courant en fonction de $\sqrt{V - V_a}$ en fonction de l'épaisseur de l'EBL.

Pour des valeurs de $\sqrt{V - V_a}$ inférieures à environ $0,5V^{1/2}$, la densité de courant est d'autant plus élevée que l'EBL est épaisse. Ce résultat est cohérent à la variation des densités de courant de recombinaison (voir Annexe A) : les densités de courant de recombinaison, qui dominent la densité du courant total, augmentent en fonction de l'épaisseur de l'EBL. Cependant, la pente de la caractéristique $J(\sqrt{V - V_a})$ diminue lorsque l'épaisseur de l'EBL augmente, conformément à l'expression (3.21) selon laquelle la pente de la caractéristique $J(\sqrt{V - V_a})$ est une fonction

décroissante de l'épaisseur de la zone la plus résistive de la LED. Par conséquent, la densité de courant augmente d'autant plus vite en fonction de $\sqrt{V - V_a}$ que l'épaisseur de l'EBL est faible. Ainsi, **lorsque les valeurs de $\sqrt{V - V_a}$ excèdent environ $0.5V^{1/2}$** , la densité de courant est une fonction décroissante de l'épaisseur de l'EBL.

Dans l'esprit de l'analyse menée dans la partie précédente consacrée à la composition en aluminium de l'EBL, il apparaît donc que l'énergie d'activation des accepteurs dans l'EBL semble s'abaisser d'autant plus vite que son épaisseur est faible. Cette observation est cohérente avec l'augmentation du champ électrique dans l'EBL lorsque l'épaisseur de l'EBL diminue.

Comme la caractéristique $J(\sqrt{V - V_a})$, la **caractéristique $J_{rad}(\sqrt{V - V_a})$** de la densité de courant de recombinaison radiative est une fonction exponentielle croissante de $\sqrt{V - V_a}$ (voir figure 3-40). Les caractéristiques $J_{rad}(\sqrt{V - V_a})$ présentent toutes un seul régime exponentiel dont la pente est fonction de l'épaisseur de l'EBL. Les courbes se croisent à une valeur de $\sqrt{V - V_a}$ d'environ $0.6V^{1/2}$. **Pour des valeurs de $\sqrt{V - V_a}$ inférieures à $0.6V^{1/2}$** , la densité de courant de recombinaison radiative est une fonction croissante de l'épaisseur de l'EBL. **Pour des valeurs de $\sqrt{V - V_a}$ supérieures à $0.6V^{1/2}$** , la densité de courant de recombinaison radiative est d'autant plus faible que l'épaisseur de l'EBL est importante.

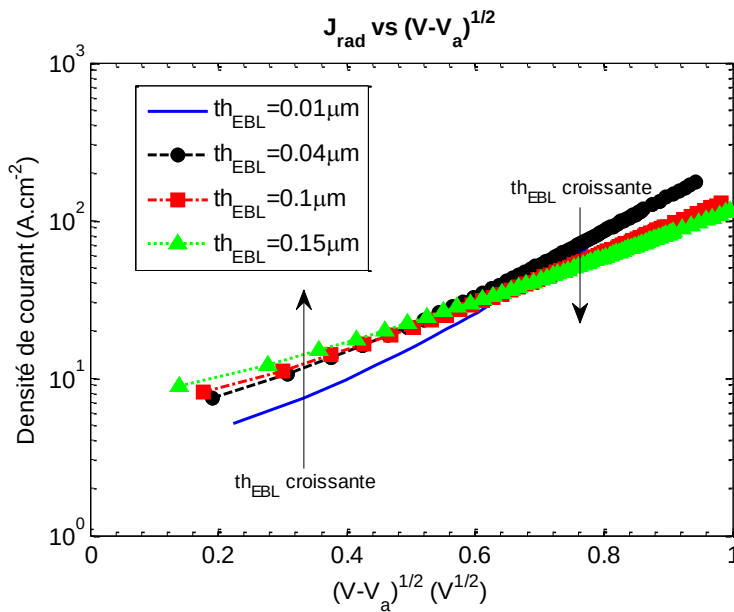


Figure 3-40 : Caractéristique $J_{rad}(\sqrt{V - V_a})$ pour les différentes valeurs de l'épaisseur de l'EBL.

La caractéristique $J_{rad}(\sqrt{V - V_a})$ pourrait être gouvernée par la concentration moyenne des trous dans la zone des puits quantiques. La figure 3-41 (à la page 117) illustre les concentrations moyennes des électrons (a) et des trous (b) dans la zone des puits quantiques en fonction de $\sqrt{V - V_a}$ pour les différentes épaisseurs de l'EBL. La concentration des électrons est une fonction croissante de $\sqrt{V - V_a}$ et décroissante de l'épaisseur de l'EBL. La concentration des trous est une fonction croissante de $\sqrt{V - V_a}$ et affiche deux régimes différents comme la caractéristique $J_{rad}(\sqrt{V - V_a})$.

La concentration moyenne des trous dans la zone des puits quantiques semble donc gouvernée par l'énergie d'activation des accepteurs dans l'EBL. Plus l'épaisseur de l'EBL est grande, moins l'énergie d'activation des accepteurs dans l'EBL diminue vite en fonction de $\sqrt{V - V_a}$. Par conséquent, la concentration des accepteurs ionisés dans l'EBL (et la concentration des trous injectés dans la zone des puits quantiques) augmente moins vite dans les EBL plus épais que dans les EBL plus fins. Ainsi, la caractéristique $J_{rad}(\sqrt{V - V_a})$ est régie par l'énergie d'activation des accepteurs dans l'EBL.

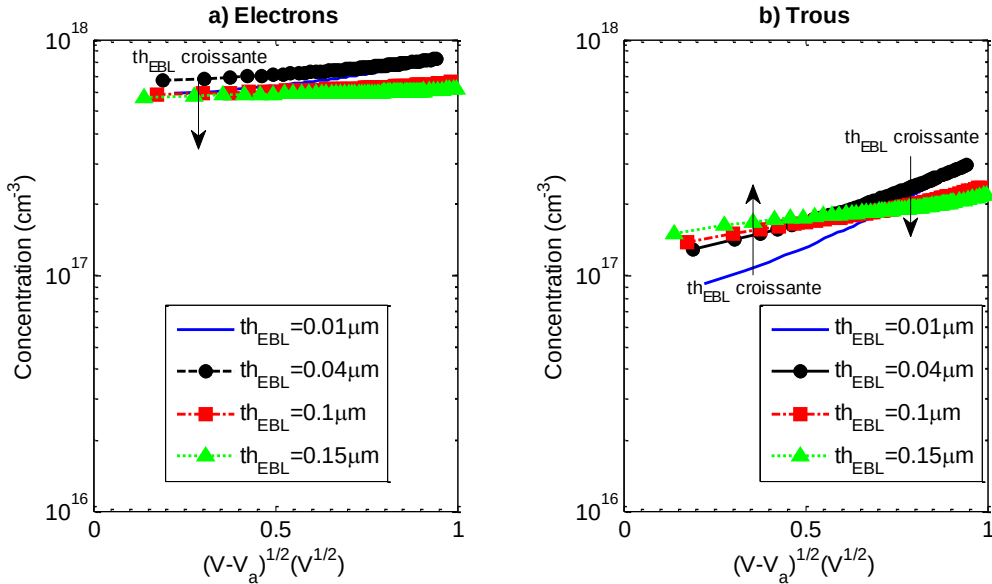


Figure 3-41 : Concentrations moyennes des électrons (a) et des trous (b) dans la zone des puits quantiques en fonction de $\sqrt{V - V_a}$ pour les différentes épaisseurs de l'EBL.

3.3.3 Les variations du dopage de l'EBL ($x_{Al} = 0.15$ et $th_{EBL} = 0.04 \mu m$)

Dans cette partie, les simulations similaires à celle présentées ci-avant ont été réalisées en variant le dopage de l'EBL. Les résultats sont illustrés pour une épaisseur d'EBL de $0.04 \mu m$.

3.3.3.1 V_{bi}

La figure 3-42 (page 118) illustre les diagrammes de bandes à l'équilibre pour les différents dopages de l'EBL.

Dans l'EBL et la zone des puits quantiques, les courbures de bandes varient très fortement lorsque le dopage de l'EBL change. Les énergies des bandes dans les puits quantiques sont d'autant plus élevées (donc l'injection des électrons dans la zone des puits quantiques est d'autant plus difficile et l'injection des trous d'autant plus facile) que la concentration d'accepteurs de l'EBL est importante. Cependant, la tension de diffusion V_{bi} de la LED ne varie pas lorsque le dopage de l'EBL augmente. La charge à l'interface EBL/zone de puits quantique (non illustrée) est d'autant plus négative que le dopage de l'EBL est élevé, créant une barrière plus importante pour le transport des électrons vers la partie GaN-p.

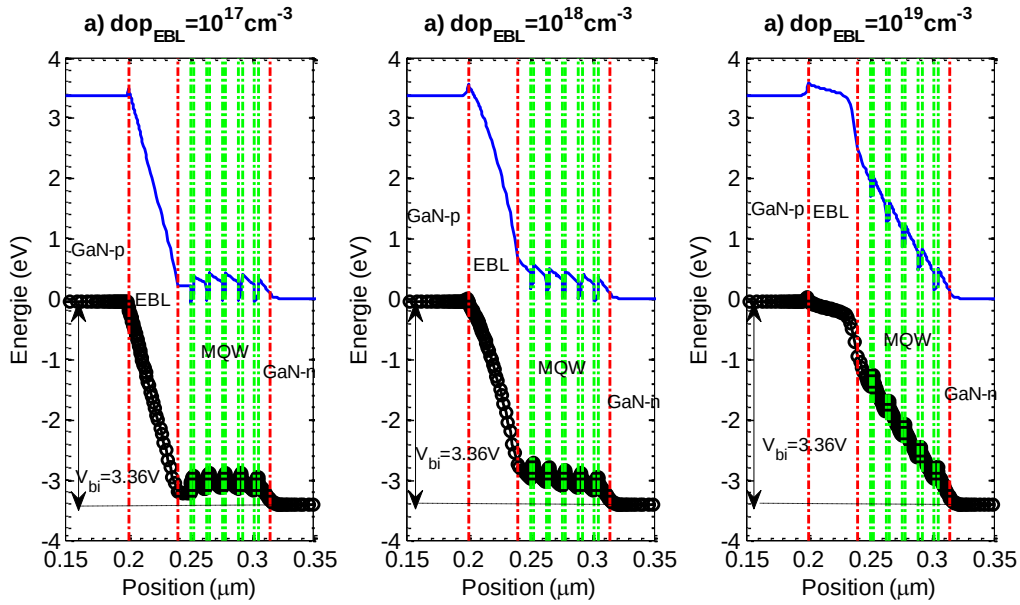


Figure 3-42 : Diagramme de bandes à l'équilibre des LED simulées pour les différents dopages de l'EBL.

3.3.3.2 Caractéristiques $J - V$ et $L - V$

La figure 3-43 illustre les **caractéristiques $J - V$** en fonction du dopage de l'EBL. **Pour des tensions V inférieures à V_{bi} (3.36V)**, les caractéristiques $J - V$ sont des fonctions croissantes de la tension avec des pentes légèrement différentes. Les caractéristiques $J - V$ correspondant aux dopages de 10^{17} cm^{-3} et 10^{18} cm^{-3} sont quasiment identiques. En revanche, la densité du courant correspondant à un dopage de 10^{19} cm^{-3} est supérieure à celles des autres valeurs de dopage. Cette différence diminue au fur et à mesure que la tension croît. Les variations de la densité du courant et de la pente correspondante en fonction du dopage de l'EBL peuvent s'expliquer par la compétition des recombinaisons SRH dans l'EBL et dans la zone des puits quantiques, comme dans le cas de la variation de l'épaisseur de l'EBL (voir la partie 3.3.2.2 et Annexe A).

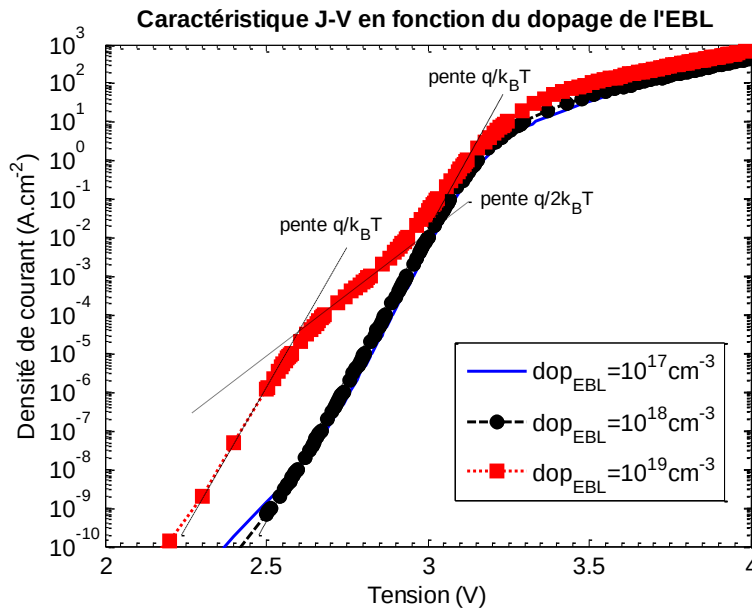


Figure 3-43 : Caractéristiques $J - V$ en fonction du dopage de l'EBL. L'épaisseur de l'EBL est $0.04 \mu\text{m}$.

Pour des tensions V supérieures à V_{bi} , les densités de courant semblent converger vers un régime de « saturation » légèrement fonction du dopage de l'EBL. L'augmentation de la densité de courant avec le dopage de l'EBL s'explique par la diminution de la résistance que représente l'EBL lorsque le dopage de l'EBL est accru.

La caractéristique $L - V$ (non illustrée) suit les mêmes tendances de la caractéristique $J - V$. Pour des tensions inférieures à V_{bi} , la puissance optique est une fonction exponentielle croissante de la tension. Pour des tensions supérieures à V_{bi} , la puissance optique tend vers un régime de saturation. Pour toutes les tensions, la puissance optique croît lorsque le dopage de l'EBL augmente.

3.3.3.3 L'IQE ou rendement

L'IQE (a) et la densité du courant de fuite (b) sont illustrés en fonction de la densité de courant et du dopage de l'EBL en figure 3-44. En figure 3-44-a, le rendement augmente avec la densité de courant, atteint une valeur maximale puis chute. La décroissance de l'IQE en fonction de la densité de courant semble plus drastique pour les forts dopages de l'EBL. Le maximum du rendement est une fonction croissante du dopage de l'EBL. La densité de courant au rendement maximal est $2 A.cm^{-2}$. Une des raisons de l'augmentation de l'IQE avec le dopage de l'EBL est la diminution de la densité du courant de fuite. Selon la figure 3-44-b, la densité du courant de fuite est une fonction croissante de la densité du courant total. A une densité de courant total donnée, la densité de courant de fuite diminue avec le dopage de l'EBL.

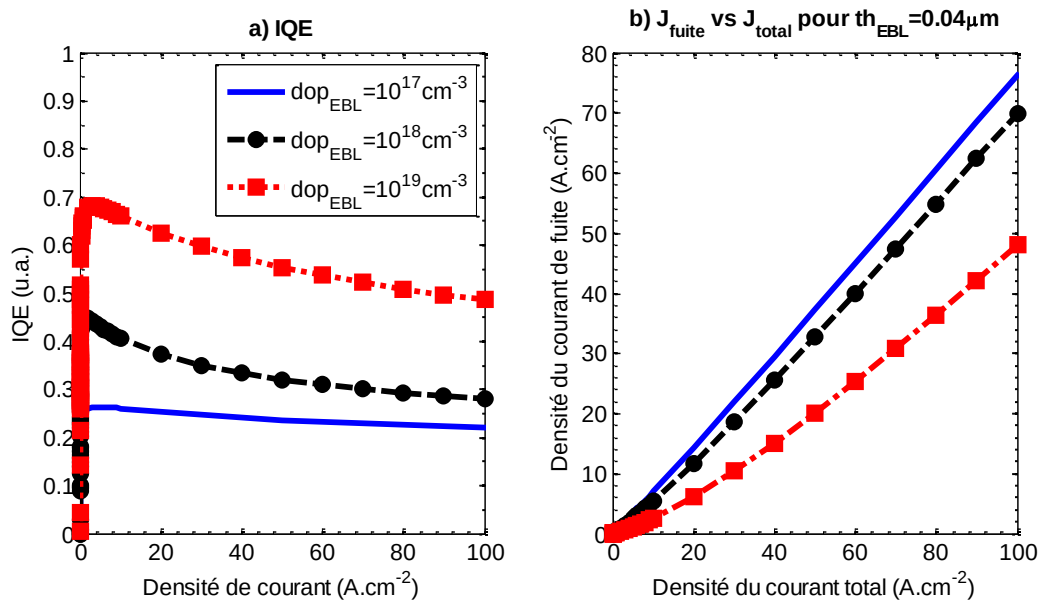


Figure 3-44 : IQE (a) et densité du courant de fuite (b) en fonction de la densité du courant total et du dopage de l'EBL.

La diminution de la densité du courant de fuite en fonction de la densité du courant total avec le dopage de l'EBL peut être expliquée par l'augmentation de la barrière énergétique pour les électrons. La figure 3-45 illustre, à titre d'exemple, les diagrammes de bandes à une densité de courant de $1 A.cm^{-2}$ pour les dopages de l'EBL de $10^{17} cm^{-3}$ et $10^{19} cm^{-3}$.

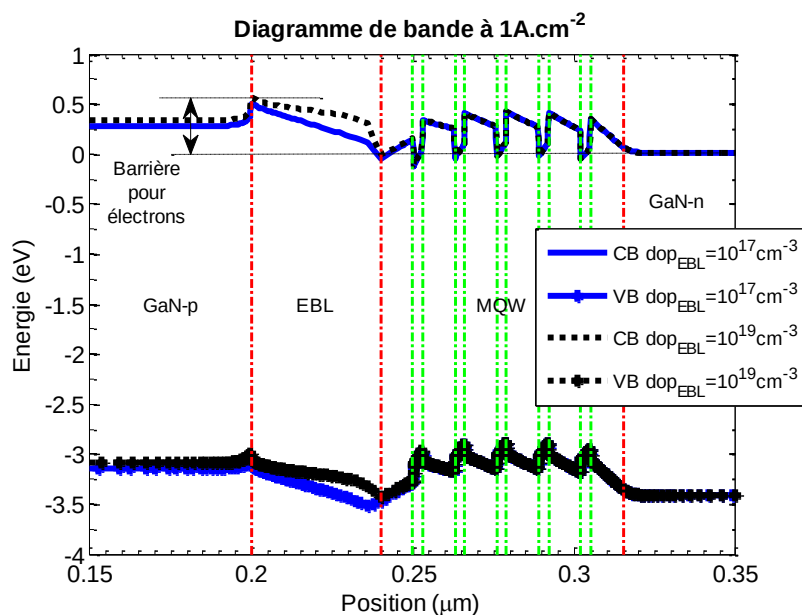


Figure 3-45 : Diagramme de bande à 1 A.cm^{-2} pour les dopages de l'EBL de : a) 10^{17} cm^{-3} et b) 10^{19} cm^{-3} .

La barrière s'opposant au transport des électrons de la cathode jusqu'à la partie GaN-p est marquée en figure 3-45. La barrière s'opposant au transport des électrons est définie comme la différence entre l'énergie du quasi niveau de Fermi des électrons dans la partie GaN-n et le point de la bande de conduction le plus énergétique compris entre l'anode et le puits quantique le plus proche de l'anode. A une même densité de courant, la barrière pour les électrons est plus faible pour un dopage d'EBL de 10^{17} cm^{-3} que 10^{19} cm^{-3} (en l'occurrence d'environ 0.06 eV à 1 A.cm^{-2}).

L'évolution de la barrière pour les électrons est illustrée en figure 3-46 pour les différents dopages de l'EBL. La barrière pour les électrons diminue en fonction de la densité de courant et augmente avec le dopage de l'EBL. Ainsi, la fuite d'électrons est plus favorable pour un dopage d'EBL de 10^{17} cm^{-3} , comme le suggère la figure 3-44-b.

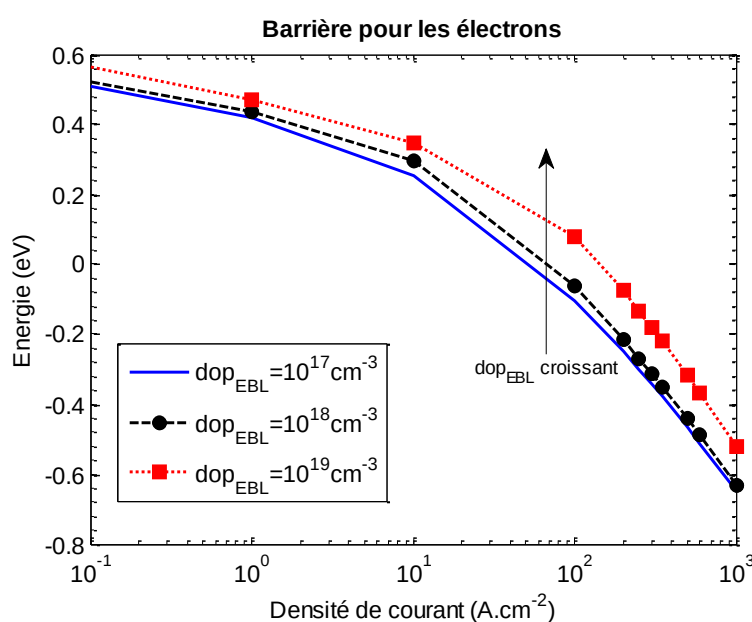


Figure 3-46 : Barrière pour les électrons en fonction du dopage de l'EBL et de la densité de courant.

Par ailleurs, pour un dopage de 10^{17} cm^{-3} , la résistance que crée l'EBL est élevée, ainsi la tension correspondant à une densité de courant de $1 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ est plus élevée que lorsque le dopage de l'EBL est 10^{19} cm^{-3} . Les bandes d'énergie dans la partie GaN- p sont alors davantage baissées pour le dopage de 10^{17} cm^{-3} que pour celui de 10^{19} cm^{-3} .

Les évolutions du rendement avec la tension et le dopage de l'EBL de la figure 3-44 se retrouvent également pour les autres valeurs d'épaisseur de l'EBL, non illustrées ici. Les effets de l'épaisseur et du dopage de l'EBL sur le rendement d'une LED sont résumés par la figure 3-52 (page 126).

3.3.3.4 Caractéristiques $J(\sqrt{V - V_a})$ et $L(\sqrt{V - V_a})$

La figure 3-47 illustre la densité de courant totale en fonction de $\sqrt{V - V_a}$ pour les différents dopages de l'EBL avec $V_a = V_{bi} + \Delta E_g/q$.

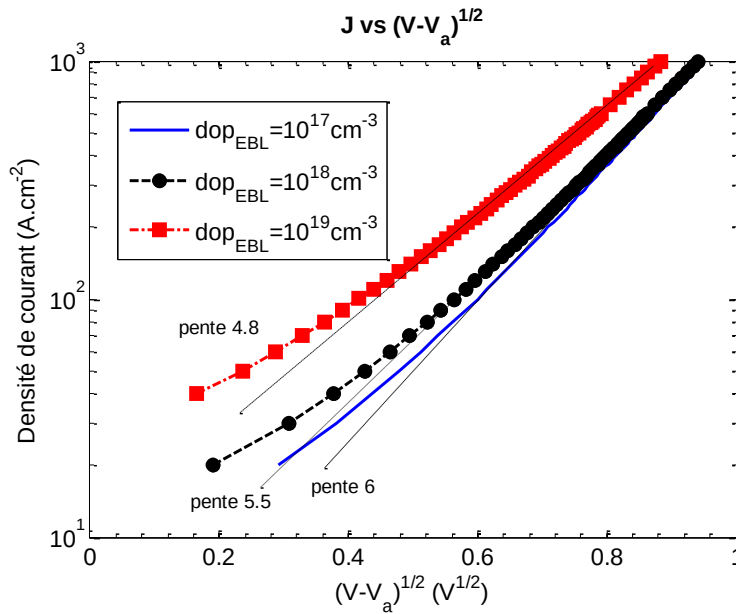


Figure 3-47 : Densité de courant en fonction de $\sqrt{V - V_a}$ pour les différents dopages de l'EBL.

La densité de courant est toujours une fonction exponentielle croissante de $\sqrt{V - V_a}$. Cependant les pentes diminuent légèrement lorsque le dopage de l'EBL augmente. Les pentes des caractéristiques $J(\sqrt{V - V_a})$ correspondant aux dopages de l'EBL de 10^{17} cm^{-3} , 10^{18} cm^{-3} et 10^{19} cm^{-3} sont respectivement environ 6.0, 5.5 et 4.8.

La variation de la pente de la caractéristique $J(\sqrt{V - V_a})$ en fonction du dopage de l'EBL est, *a priori*, incohérente avec l'expression (3.21), selon laquelle la pente de la caractéristique $J(\sqrt{V - V_a})$ ne dépend pas du dopage de l'EBL. Cette variation peut s'expliquer par l'hypothèse suivante.

Selon l'expression (3.21), lorsque la tension appliquée est supérieure à V_a , la densité de courant J suit une loi exponentielle :

$$J \propto \exp \left(\frac{q}{k_B T} \sqrt{\frac{q}{\pi \epsilon_0 \epsilon_r}} \sqrt{\frac{V - V_a}{t_{\text{zone la plus résistive}}}} \right)$$

Ainsi, à une température T donnée, la densité de courant J dépend de deux variables :

- l'épaisseur de la zone la plus résistive $t_{\text{zone la plus résistive}}$, à l'occurrence la couche de blocage électronique (EBL),
- la chute de tension $V - V_a$ qui est supposée appliquée intégralement à la zone la plus résistive (EBL).

Cependant, selon la figure 3-11 (page 90), le champ électrique généré par la tension appliquée à la LED n'existe pas seulement dans l'EBL mais aussi dans la zone des puits quantiques, en particulier dans les barrières GaN. En d'autres mots, la chute de tension $V - V_a$ est d'une part affectée à l'EBL et d'autre part à la zone des puits quantiques (MQW). Afin de prendre en compte cette répartition de la chute de tension $V - V_a$ dans l'EBL, dans l'expression (1.2), remplaçons $V - V_a$ par $(V - V_a) \times \eta$, η étant la proportion de la chute de tension $V - V_a$ appliquée à l'EBL. En intégrant le profil du champ électrique (voir la figure 3-11) dans l'EBL et dans la zone des puits quantiques, le facteur η peut être estimé par l'expression (3.22) :

$$\eta = \frac{V_{EBL}}{V_{EBL} + V_{MQW}} \quad (3.22)$$

La figure 3-48 illustre la valeur du facteur η en fonction de la densité de courant pour les dopages de l'EBL de 10^{17}cm^{-3} (ligne continue bleue), 10^{18}cm^{-3} (ligne discontinue noire) et 10^{19}cm^{-3} (ligne en pointillé noire). A des densités de courant supérieures à environ 20A.cm^{-2} (ou $V > V_a$), le rapport η diminue lorsque la densité de courant augmente. De plus, lorsque le dopage de l'EBL augmente (ou la résistivité de l'EBL diminue), le rapport η diminue.

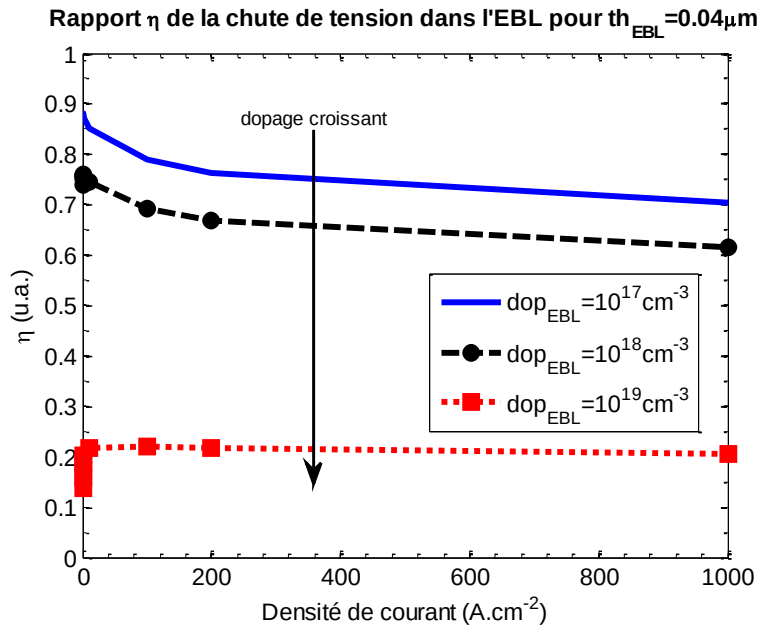


Figure 3-48 : Rapport η de la chute de tension dans l'EBL par rapport à la chute de tension totale appliquée à la LED.

Appliquons ce résultat à l'expression (3.21) avec $(V - V_a) \times \eta$ au lieu de $V - V_a$:

$$J \propto \exp \left(\frac{q}{k_B T} \sqrt{\frac{q}{\pi \epsilon_0 \epsilon_r}} \sqrt{\frac{\eta}{t_{\text{zone la plus résistive}}}} \sqrt{V - V_a} \right) \quad (3.23)$$

La pente de la caractéristique $J(\sqrt{V - V_a})$ est maintenant proportionnelle à $\sqrt{\eta/t_{\text{zone la plus résistive}}}$. Puisque $t_{\text{zone la plus résistive}}$ (épaisseur de l'EBL) ne varie pas et η diminue lorsque le dopage de l'EBL augmente (figure 3-48), la pente de la caractéristique $J(\sqrt{V - V_a})$ diminue en fonction du dopage de l'EBL. Ce résultat explique qualitativement les tendances des courbes illustrées en figure 3-47.

Pour les dopages de l'EBL de 10^{17}cm^{-3} et 10^{18}cm^{-3} , les valeurs du rapport η et les pentes des courbes illustrées en figure 3-47 sont aussi quantitativement cohérentes. Le rapport entre les pentes de la caractéristique $J(\sqrt{V - V_a})$ respectives (voir la figure 3-47) est environ :

$$\frac{\text{pente}(\text{dop}_{EBL} = 10^{18}\text{cm}^{-3})}{\text{pente}(\text{dop}_{EBL} = 10^{17}\text{cm}^{-3})} = \frac{5.5}{6} \approx 0.92$$

La racine carrée du rapport entre les facteurs η (voir la figure 3-48) correspondant aux dopages de l'EBL cités ci-avant est environ :

$$\sqrt{\frac{\eta(\text{dop}_{EBL} = 10^{18}\text{cm}^{-3})}{\eta(\text{dop}_{EBL} = 10^{17}\text{cm}^{-3})}} \approx \sqrt{\frac{0.65}{0.75}} \approx 0.93$$

Les valeurs des rapports $\text{pente}(\text{dop}_{EBL} = 10^{18})/\text{pente}(\text{dop}_{EBL} = 10^{17})$ et $\eta(\text{dop}_{EBL} = 10^{18})/\eta(\text{dop}_{EBL} = 10^{17})$ sont quasiment égales (le paramètre $t_{\text{zone la plus résistive}}$ disparaît lors des calculs).

En revanche, pour le dopage de l'EBL de 10^{19}cm^{-3} , la valeur du facteur η n'est pas cohérente avec celles pour les dopages de 10^{17}cm^{-3} et 10^{18}cm^{-3} . Par exemple, les rapports $\text{pente}(\text{dop}_{EBL} = 10^{19}\text{cm}^{-3})/\text{pente}(\text{dop}_{EBL} = 10^{18}\text{cm}^{-3})$ et $\sqrt{\eta(\text{dop}_{EBL} = 10^{19}\text{cm}^{-3})/\eta(\text{dop}_{EBL} = 10^{18}\text{cm}^{-3})}$ sont respectivement environ 0.87 et 0.59.

La déviation de la pente de la caractéristique $J(\sqrt{V - V_a})$ correspondant au dopage de l'EBL de 10^{19}cm^{-3} peut être causée par le paramètre $t_{\text{zone la plus résistive}}$. Si la conductivité de l'EBL est élevée, le champ électrique peut ne s'appliquer qu'à une partie de l'EBL. Dans ce cas, le paramètre $t_{\text{zone la plus résistive}}$ est différent de l'épaisseur de l'EBL. La figure 3-49 (à la page 124) illustre le profil du champ électrique causé par la tension appliquée dans la LED à une densité de courant de 10A.cm^{-2} pour les différents dopages de l'EBL. Le champ électrique est plus élevé dans l'EBL. De plus, il est à noter que pour le dopage de l'EBL de 10^{19}cm^{-3} , le champ électrique est effectivement élevé dans une moitié de l'EBL et négligeable dans l'autre moitié.

Ainsi, pour modéliser la caractéristique $J(\sqrt{V - V_a})$ correspondant au dopage de l'EBL de 10^{19}cm^{-3} , le paramètre $t_{\text{zone la plus résistive}}$ est égal à environ la moitié de l'épaisseur de l'EBL. Le rapport $\sqrt{\eta(\text{dop}_{EBL} = 10^{19}\text{cm}^{-3})/\eta(\text{dop}_{EBL} = 10^{18}\text{cm}^{-3})}$ s'écrit dans ce cas :

$$\sqrt{\frac{\eta(\text{dop}_{EBL} = 10^{19}\text{cm}^{-3})}{\eta(\text{dop}_{EBL} = 10^{18}\text{cm}^{-3})}} \times \frac{2t_{EBL}}{t_{EBL}} \approx 0.59 \times \sqrt{2} \approx 0.83 \approx \frac{\text{pente}(\text{dop}_{EBL} = 10^{19}\text{cm}^{-3})}{\text{pente}(\text{dop}_{EBL} = 10^{18}\text{cm}^{-3})}$$

Les tendances des pentes des caractéristiques $J(\sqrt{V - V_a})$ illustrées en figure 3-47 peuvent donc être expliquées en prenant en compte le facteur de proportionnalité η et de la variation de l'épaisseur de la zone la plus résistive en fonction du dopage de l'EBL.

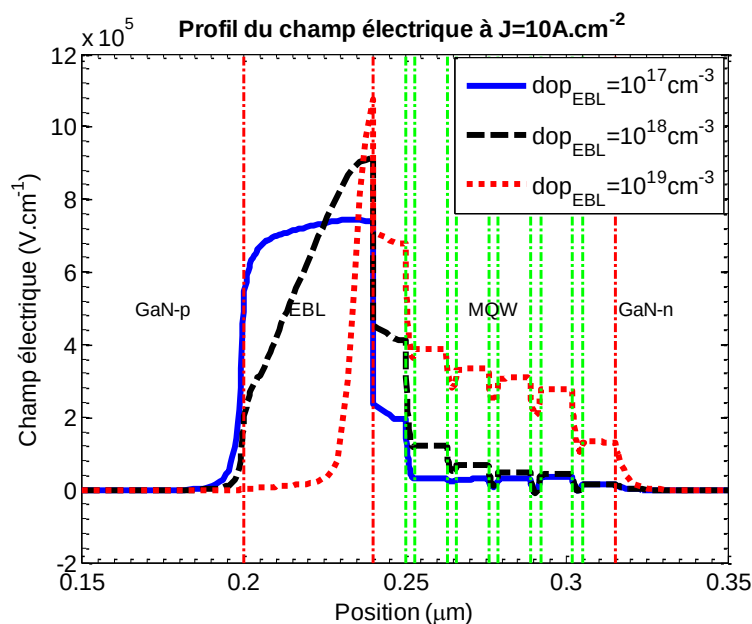


Figure 3-49 : Profil du champ électrique dans la LED à 10 A.cm^{-2} en fonction du dopage de l'EBL.

La figure 3-50 illustre la **caractéristique** $J_{rad}(\sqrt{V - V_a})$ de la densité de courant de recombinaison radiative des LED simulées en échelle logarithmique. La densité de courant de recombinaison radiative suit la même tendance que la densité de courant total (voir la figure 3-47 à la page 121).

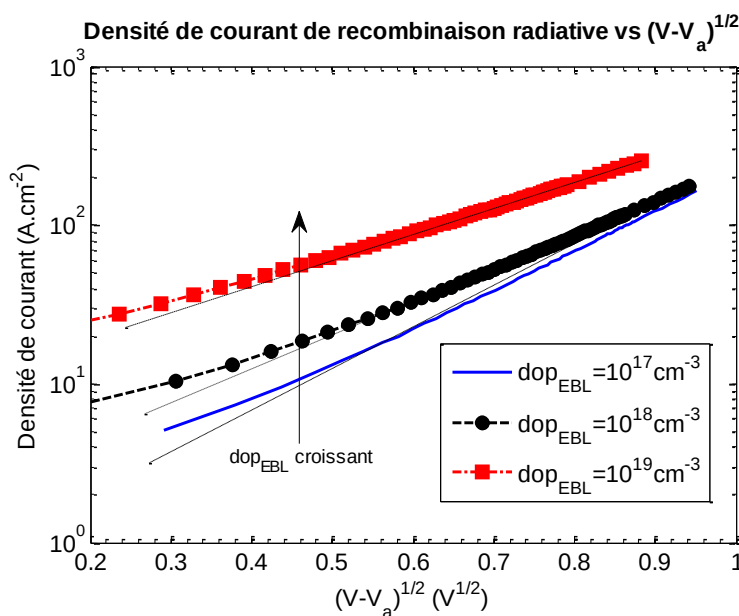


Figure 3-50 : Densité de courant de recombinaison radiative en fonction de $\sqrt{V - V_a}$ pour les différents dopages de l'EBL.

Comme la caractéristique $J(\sqrt{V - V_a})$, la relation exponentielle entre la densité de courant radiative et $\sqrt{V - V_a}$ suggère que la densité de courant radiative est également régie par l'énergie d'activation des accepteurs qui s'abaisse en fonction du champ électrique dans l'EBL, donc de la tension.

L'augmentation de la densité de courant de recombinaison radiative en fonction du dopage de l'EBL s'explique par la variation des concentrations des porteurs dans la zone des puits quantiques. Un fort dopage de l'EBL devrait permettre une injection des porteurs plus équilibrée : les trous peuvent accéder à la zone des puits quantiques plus facilement que les électrons. La figure 3-51 (à la page 125) illustre les concentrations moyennes des électrons et des trous dans la zone des puits quantiques en fonction de $\sqrt{V - V_a}$ pour les différents dopages de l'EBL. Les concentrations sont des fonctions croissantes de $\sqrt{V - V_a}$. La différence entre la concentration des électrons et celle des trous est d'autant plus faible que le dopage de l'EBL est élevé.

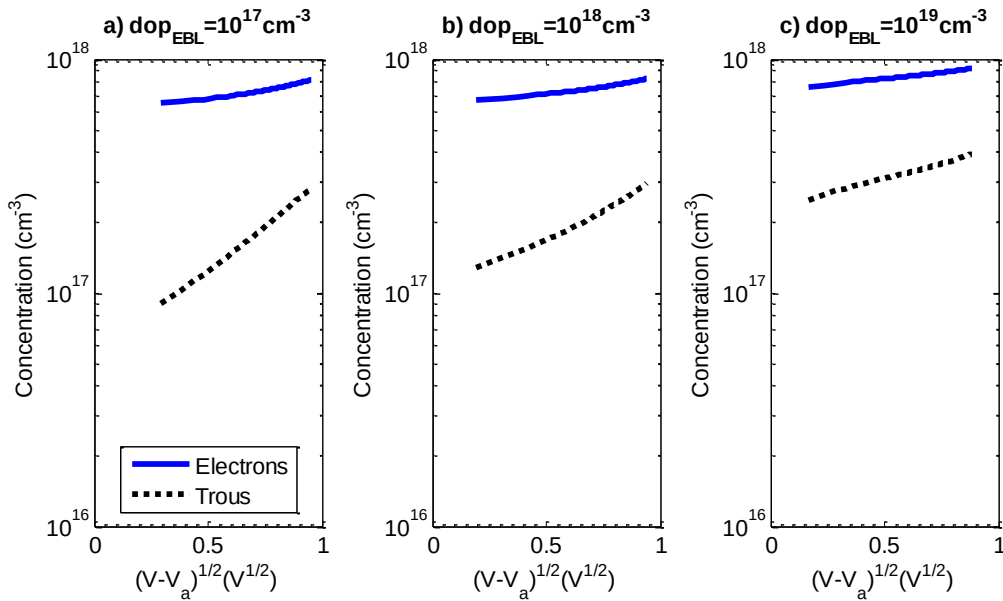


Figure 3-51 : Concentrations moyennes des électrons et des trous dans la zone des puits quantiques en fonction de $\sqrt{V - V_a}$ pour les différents dopages de l'EBL.

3.3.4 Discussion dopage et épaisseur de l'EBL

Les études précédentes montrent qu'il est difficile d'attribuer une variation du maximum de l'IQE et/ou de la densité de courant correspondante à l'évolution d'un unique paramètre. La figure 3-52 (à la page 126) illustre en représentation 2D l'évolution du maximum de l'IQE et de la densité de courant correspondante en fonction du dopage et de l'épaisseur de l'EBL pour une composition en aluminium de 0.15.

Le maximum d'IQE augmente avec le dopage de l'EBL de manière prononcée mais augmente plus faiblement avec l'épaisseur de l'EBL. La densité du courant correspondant au maximum d'IQE semble suivre la même tendance, sauf lorsque l'épaisseur et le dopage de l'EBL sont très faibles. Des valeurs d'IQE à faible épaisseur et faible dopage de l'EBL suggèrent qu'en absence d'un EBL, une possible fuite de courant circule dans la LED. Par conséquent, le maximum d'IQE ne peut être atteint qu'à très fortes densités de courant bien que ce maximum soit faible, comme constaté en figure 3-37 (page 114).

Les résultats récapitulatifs de la valeur maximale du rendement et de la densité du courant correspondant à cette valeur maximale suggèrent qu'afin d'augmenter le rendement d'une LED, il serait souhaitable d'utiliser une couche de blocage d'électrons (EBL) à la fois épaisse et fortement dopée p (voir la figure 3-52 ci-après).

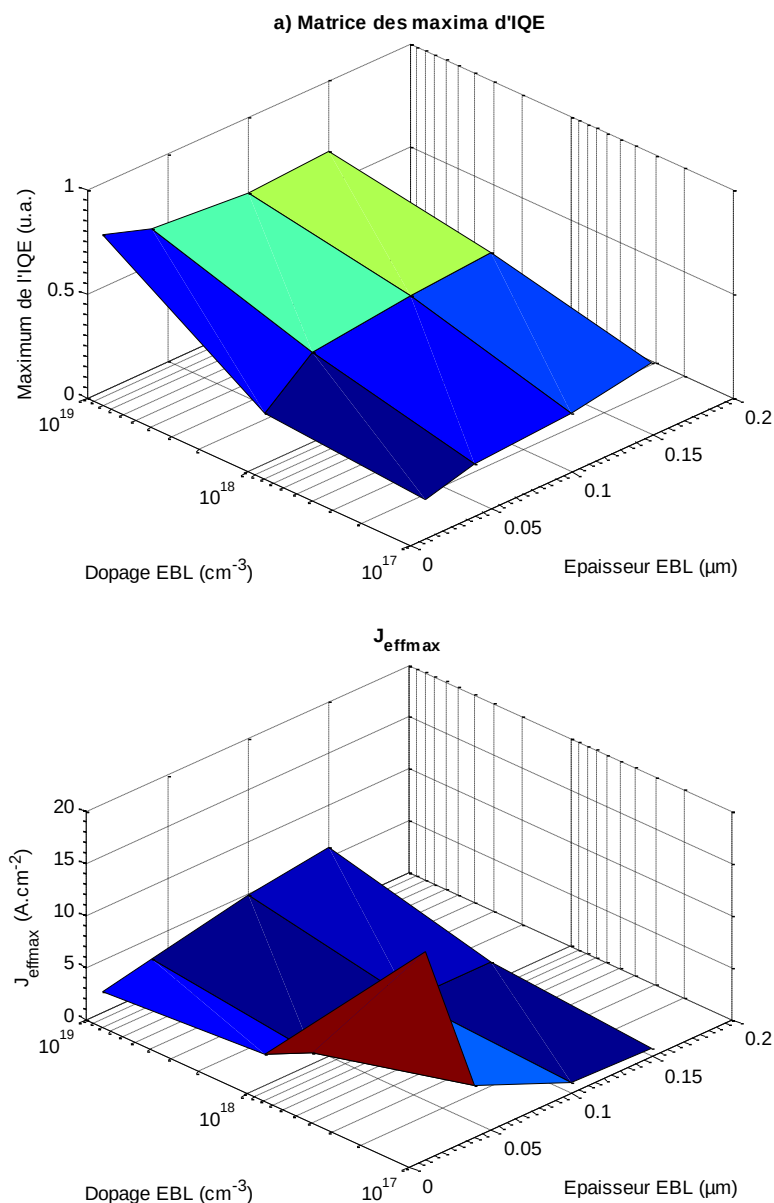


Figure 3-52 : Maximum d'IQE (a) et densité du courant correspondant au maximum d'IQE (b) en fonction de l'épaisseur et du dopage de l'EBL pour une composition en aluminium de 0.15.

3.3.5 Conclusion sur les variations des paramètres de la couche de blocage d'électrons

Les simulations précédentes soulignent l'importance de la couche d'EBL et son influence notable sur les caractéristiques électro-optiques de la LED comme nous pouvons le supputer puisque la couche EBL affiche la plus grande bande interdite et contrôle par conséquent le courant de fuite de la LED. Les simulations soulignent également l'intrication des mécanismes mis en jeu dans la LED, aussi bien à basse tension (V inférieure à V_a) qu'à haute tension (V supérieure à V_a), V_a étant égal à $V_{bi} + \Delta E_g/q$.

A basse tension, l'accroissement de la composition en aluminium de l'EBL décale la tension de fonctionnement de la LED à des valeurs plus élevées. Les variations de l'épaisseur ou du dopage de l'EBL modifient la distribution des porteurs dans l'EBL et la zone des puits quantiques (voir Annexe A). Ainsi, les lieux prépondérants des recombinaisons SRH, mécanisme de recombinaison prédominant à

basse tension, varient en fonction de l'épaisseur et du dopage de l'EBL. En conséquence, les caractéristiques de la densité de recombinaison SRH et la densité de courant totale sont fonction de l'épaisseur et du dopage de l'EBL.

A haute tension, la densité de courant totale est régie par l'énergie d'activation des accepteurs dans l'EBL. La densité de courant totale suit une loi exponentielle $J(\sqrt{V - V_a})$ dont la pente est une fonction de l'épaisseur de la zone dopée p la plus résistive de la LED (en l'occurrence l'EBL) et de la proportion de la chute de tension $V - V_a$ dans cette zone. **La densité de courant de recombinaison radiative** suit une tendance similaire à celle de la densité de courant totale.

3.4 Les variations d'autres paramètres

Des modélisations avec modulation d'autres paramètres sont ainsi réalisées (non présentées) afin d'évaluer les interactions entre les différents mécanismes. A titre d'exemple, la figure 3-53 illustre les caractéristiques $J - V$ des LED simulées avec modulation de la durée de vie des électrons et des trous. A basse tension (inférieure à environ 3.3V), la densité de courant totale augmente lorsque la durée de vie des porteurs diminue. Cette variation de la densité de courant total à basse tension en fonction de la durée de vie des porteurs est cohérente avec celle du taux des recombinaisons SRH car :

- Le taux des recombinaisons SRH est inversement proportionnel à la durée de vie des porteurs,
- La densité de courant des recombinaisons SRH domine la caractéristique $J - V$ à basse tension.

A haute tension, le taux des recombinaisons SRH diminue en fonction de la durée de vie des porteurs (non illustré). Au contraire, la densité de courant total, ainsi que les taux des recombinaisons radiatives (voir la figure 3-54), Auger, la densité de courant de fuite (non illustrées), augmentent lorsque que la durée de vie des porteurs augmente.

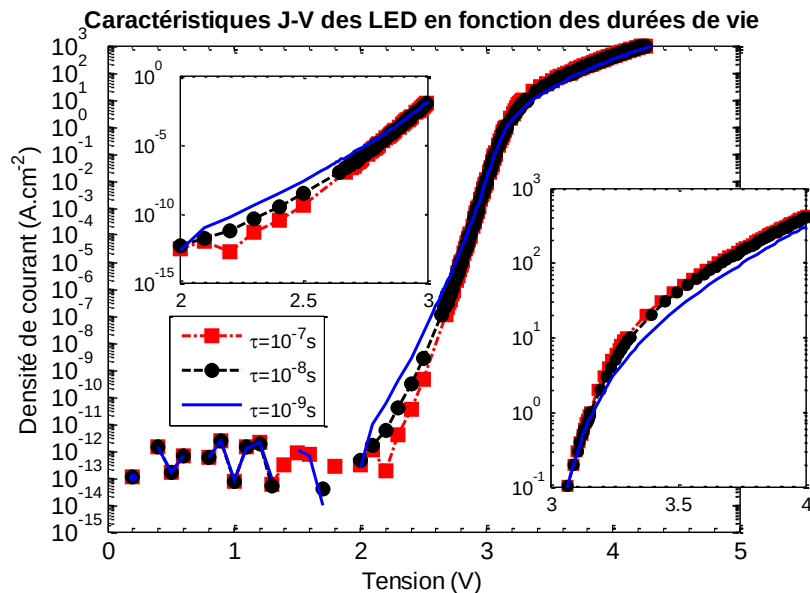


Figure 3-53 : Caractéristiques $J - V$ des LED simulées avec modulation de la durée de vie des électrons et des trous.

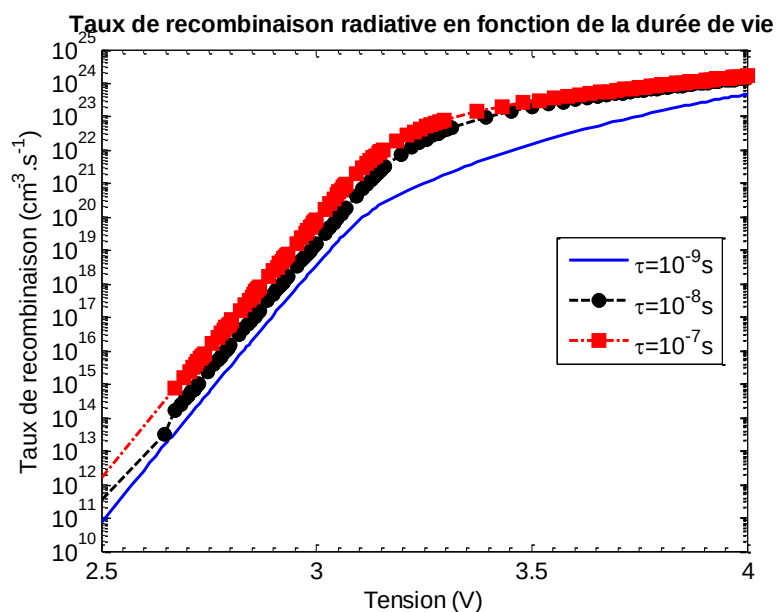


Figure 3-54 : Taux de recombinaison radiative dans les LED simulées en fonction de la durée de vie des porteurs.

Lorsque le taux d'un mécanisme de recombinaison augmente, la diminution des taux des autres mécanismes de recombinaison est également observée lors des modulations d'autres paramètres de simulation (par exemple les coefficients des recombinaisons radiatives ou Auger). Ce résultat souligne encore une fois l'intrication entre les différents mécanismes dans les caractéristiques électro-optiques des LED simulées bien que par principe nous ayons limité autant que possible le nombre de mécanismes introduit.²⁹ Cependant, la pente des caractéristiques $J(\sqrt{V - V_a})$ des LED simulées semble très peu dépendante à la modulation des paramètres des mécanismes de recombinaison (par exemple voir la figure 3-55), et est cohérent avec l'hypothèse que la densité de courant à haute tension est régie par le champ électrique et l'énergie d'activation des accepteurs dans l'EBL.

²⁹ Par exemple, l'injection par effet tunnel au travers d'une barrière est absente des simulations présentées ci-avant.

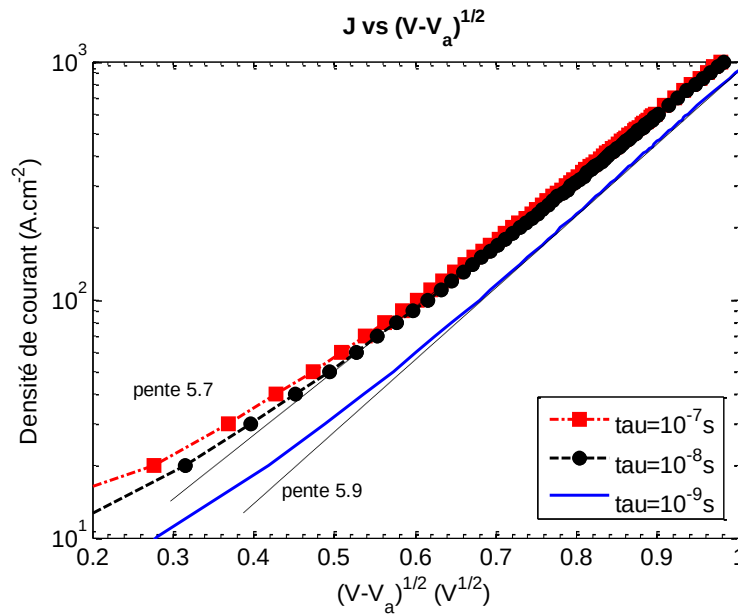


Figure 3-55 : caractéristiques $J(\sqrt{V - V_a})$ des LED simulées en fonction de la durée de vie des porteurs.

3.5 Conclusion

Les résultats de cette partie semblent également indiquer, selon les conditions de simulation utilisées dans ce chapitre que le schéma équivalent peut se simplifier de la manière suivante (voir la figure 3-56 à la page 130) :

- Les recombinaisons Auger sont faibles et ont principalement lieu dans la zone des puits quantiques,
- La densité de courant de fuite peut être évaluée par la soustraction de la densité de recombinaison radiative de la densité de courant totale à forte injection ($V > V_a$),
- La densité de courant des recombinaisons radiatives semble être corrélée avec la diminution de l'énergie d'activation des accepteurs dans l'EBL à cause de l'effet Poole-Frenkel sur les accepteurs, principalement ceux de l'EBL,
- Les recombinaisons radiatives ont majoritairement lieu dans la zone des puits quantiques,
- Les recombinaisons SRH s'expriment principalement à basse tension ($V < V_a$) selon deux régimes distincts, en particulier dans l'EBL à très faible tension puis dans la zone des puits quantiques pour les tensions intermédiaires,
- Les recombinaisons SRH sont négligeables à très forte injection ($V \gg V_a$),
- Les recombinaisons non radiatives de surface, brièvement abordées en fin de chapitre 2 et exclues des simulations réalisées, imposent la création d'une branche parallèle supplémentaire qui pourrait masquer les recombinaisons SRH.

Dans le nouveau schéma équivalent, les résistances correspondant aux mécanismes de recombinaison sont maintenant fonction de $\sqrt{V - V_a}$ et non plus constantes, en accord avec l'effet Poole-Frenkel dans les parties dopées p , en particulier dans la couche de blocage électronique (EBL).

Les résultats de cette partie, basés sur l'utilisation des paramètres détaillés en début de chapitre, suggèrent un rôle important du champ électrique dans les zones dopées p , en particulier l'EBL, qui abaisse l'énergie d'activation des accepteurs dans l'EBL par effet Poole-Frenkel. L'hypothèse

de la dépendance de la densité de courant, et de la pente de la caractéristique $J(\sqrt{V - V_a})$, à l'énergie d'activation des accepteurs dans l'EBL est vérifiée par les simulations réalisées avec variation des paramètres concernant l'EBL tels que le dopage, l'épaisseur et la composition en aluminium.

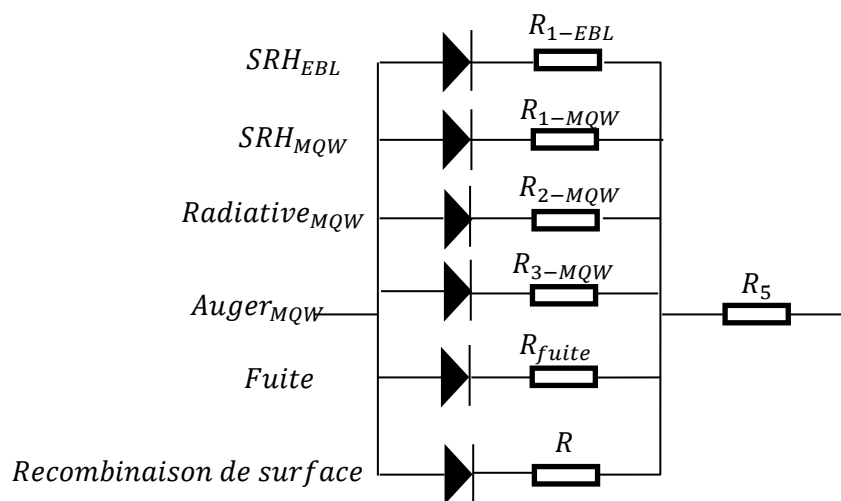


Figure 3-56 : Schéma équivalent simplifié. Les diodes en couleur noire caractérisent les différents mécanismes à basse et moyenne tension. A haute tension, les mécanismes sont caractérisés par la diminution de l'énergie d'activation des accepteurs dans les parties dopées p et suivent des expressions de forme $J = J_s \exp(A\sqrt{V - V_a})$. Ce comportement de ces mécanismes est modélisé par les résistances $R(\sqrt{V - V_a})$.

Dans cette étude paramétrique, les variations de certains paramètres peuvent induire des changements semblables des caractéristiques électro-optiques d'une LED (par exemple, voir les variations de l'épaisseur de l'EBL). Ainsi, il est difficile d'imputer exactement des comportements des caractéristiques électro-optiques d'une LED à un mécanisme spécifique.

Les études paramétriques suggèrent également des interactions entre les différents mécanismes de recombinaison dans une LED (par exemple voir la figure 3-53 et la figure 3-54). Ce résultat est cohérent avec les descriptions analytiques des mécanismes dans une LED. Comme l'indique la partie 2.2, les équations différentielles décrivant ces mécanismes sont interconnectées, la variation d'un paramètre peut se reporter sur d'autres paramètres et d'autres mécanismes.

Pour décrire plus précisément les caractéristiques électro-optiques des LED, il serait également judicieux de réaliser à la fois des simulations en variant la température de fonctionnement de la LED et des mesures expérimentales en fonction de la température. Cependant, la simulation de structure semiconductrice est d'autant plus gourmande, en particulier en temps de calcul que le gap des semiconducteurs est important, et que la température utilisée dans les simulations est faible. En effet, la précision numérique requise pour obtenir une convergence des simulations est une fonction proportionnelle à la largeur de bande interdite du semiconducteur et inversement proportionnelle à la température. Il s'agit donc d'une véritable limitation des simulations numériques qui deviennent coûteuses dans les conditions extrêmes que cette thèse aimerait étudier.

Une autre voie d'amélioration de la pertinence des simulations, mais en contrepartie de complexification du modèle consisterait à introduire une relation de dépendance entre la mobilité des porteurs et le champ électrique.

4 Introduction d'un modèle de dépendance de la mobilité des porteurs dans le GaN en fonction du champ électrique

4.1 METHODES DE CARACTERISATION DE LA VITESSE DES PORTEURS	132
4.1.1 Mesure de mobilité par effet Hall	132
4.1.2 Mesure de mobilité par magnéto résistance	134
4.1.3 Mesure de mobilité par temps de vol.....	135
4.1.4 Mesure de mobilité par fabrication de MOSFET	136
4.1.5 Méthodes 4 pointes	137
4.2 MOBILITE EN FONCTION DU CHAMP ELECTRIQUE DANS LES MATERIAUX	137
4.2.1 Exemples dans les autres matériaux.....	137
4.2.2 Le cas du nitrure de gallium	139
4.3 MESURES EXPERIMENTALES DE LA MOBILITE DES TROUS DANS GAN-P EN FONCTION DU CHAMP ELECTRIQUE	140
4.3.1 Description de l'expérience	141
4.3.2 Résultats des mesures.....	144
4.4 SIMULATION ATLAS EN INTRODUISANT UN MODELE DE MOBILITE DES PORTEURS DEPENDANT DU CHAMP ELECTRIQUE	154
4.4.1 Modèles de mobilité.....	154
4.4.2 Description des LED simulées	159
4.4.3 Les résultats de simulation en fonction de la vitesse de saturation des trous	161
4.5 CONCLUSIONS.....	165

Les simulations précédentes ont souligné entre autres qu'à forte injection la caractéristique $J - V$ d'une LED VTF simulée, dans les conditions de simulation du chapitre 3, affiche un régime exponentiel en fonction de $\sqrt{V - V_a}$ pour les tensions appliquées supérieures à V_a . Quant à des LED réelles, la caractéristique $J - V$ affiche probablement deux régimes exponentiels se distinguant par leur pente à très forte injection.

Parallèlement, les résultats de simulation tels que présentés dans le chapitre précédent, c'est-à-dire en limitant le nombre de mécanismes introduits, montrent qu'un champ électrique important se forme dans les couches dopées de type p à forte injection (de l'ordre de 10^5 V.cm^{-1} dans la couche de blocage électronique). Or, les simulations du chapitre précédent posent comme hypothèse initiale que les mobilités des porteurs dans GaN sont indépendantes du champ électrique (et de la température...). C'est donc tout naturellement que cette thèse envisage d'introduire dans les simulations une dépendance de la mobilité des porteurs en fonction du champ électrique.

Cependant, tout comme pour de nombreux autres mécanismes, la littérature scientifique ne propose que très peu d'informations quant à la dépendance de la mobilité des porteurs dans GaN et plus particulièrement dans le GaN- p .

Ce chapitre sera donc consacré à la mobilité des porteurs en fonction du champ électrique dans les LED à base de GaN. Pour ce faire, nous débuterons en décrivant quelques méthodes de mesure de la mobilité des porteurs sous fort champ électrique dans un semiconducteur et en particulier celle que nous emploierons dans une tentative de caractérisation de la mobilité des trous dans le GaN- p en fonction du champ électrique. Finalement, nous présenterons des résultats de

simulation en introduisant un modèle approché de variation de la mobilité en fonction du champ électrique.

4.1 Méthodes de caractérisation de la vitesse des porteurs

Différentes méthodes de caractérisations de vitesse de porteurs sont rapportées dans la littérature. Les sections suivantes décrivent brièvement quelques méthodes en insistant en particulier sur leurs avantages et inconvénients.

4.1.1 Mesure de mobilité par effet Hall

La méthode de mesure par effet Hall consiste à appliquer un champ magnétique perpendiculaire à la direction de courant qui induit un champ électrique $\mathcal{E}$ perpendiculaire au champ magnétique et au courant. Comme illustré par la figure 4-1 ci-dessous, un courant I circule dans la direction x , indiquant le flux de trous (dans le cas d'un semiconducteur de type p) se déplaçant vers la droite et un champ magnétique B est appliqué dans la direction z .

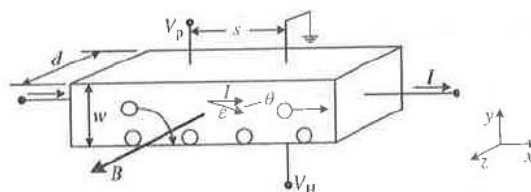


Figure 4-1 : Schéma de principe de la mesure d'effet Hall sur un échantillon de type p (chapitre 8.3.1, référence [172]).

Le courant est alors donné par l'expression (4.1).

$$I = qwdpv_x \quad (4.1)$$

Avec q la charge élémentaire, w l'épaisseur du matériau étudié, d la largeur, p la concentration de porteurs de type p et v_x la vitesse des porteurs dans la direction x . La tension dans la direction x est donnée par l'expression (4.2) :

$$V_p = \frac{\rho s I}{wd} \quad (4.2)$$

On peut donc en déduire la résistivité :

$$\rho = \frac{wdI V_p}{s I} \quad (4.3)$$

La force appliquée aux trous est de donnée par l'expression vectorielle (4.4) ci-après :

$$\mathbf{F} = q(\mathcal{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (4.4)$$

Les trous sont donc déviés vers le bas du matériau étudié. Dans la direction y , il n'y a pas de force appliquée aux trous car il n'y a pas de circulation de courant ($F_y = 0$). On peut donc en déduire que :

$$\mathcal{E}_y = Bv_x = \frac{BI}{qwdp} \quad (4.5)$$

Le champ électrique dans la direction y produit la tension de Hall V_H

$$\int_0^{V_H} dV = V_H = - \int_w^0 \mathcal{E}_y dy = - \int_w^0 \frac{BI}{qwdp} dy = \frac{BI}{qdp} \quad (4.6)$$

Le *coefficient de Hall* est alors défini par :

$$R_H = \frac{dV_H}{BI} = \frac{q}{p} \quad (4.7)$$

L'angle de Hall θ entre le courant et le champ électrique est :

$$\tan(\theta) = \frac{\mathcal{E}_y}{\mathcal{E}_x} = B\mu_p \quad (4.8)$$

Si des électrons et des trous sont présents dans le semiconducteur, l'expression du coefficient de Hall (4.7) devient :

$$R_H = \frac{(p - b^2n) + (\mu_n B)^2(p - n)}{q[(p + bn)^2 + (\mu_n B)^2(p - n)]} \quad (4.9)$$

Dans l'expression (4.9), $b = \mu_n/\mu_p$ est le rapport entre les mobilités des électrons et des trous.

Les relations entre le coefficient de Hall et les concentrations des porteurs peuvent s'écrire sous une forme plus simplifiée :

$$p = \frac{r}{qR_H}; n = -\frac{r}{qR_H} \quad (4.10)$$

Dans l'expression (4.10), r est la *constante de Hall* ("Hall scattering factor" en langue anglaise, voir l'annexe A.3 de la référence [25]) et est égale à

$$r = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2} \quad (4.11)$$

Dans l'expression (4.11), τ est le temps de relaxation entre les collisions des porteurs. La *mobilité de Hall* est définie par l'expression (4.12).

$$\mu_H = |R_H|\sigma \quad (4.12)$$

avec σ la conductivité du matériau. La mobilité de Hall est liée à la mobilité de conductivité par les expressions (4.13).[172]

$$\mu_H = r\mu_p; \mu_H = r\mu_n \quad (4.13)$$

Cette méthode requiert l'utilisation d'un champ magnétique et de structurer les échantillons étudiés de manière spécifique. La détermination de la valeur précise de la constante de Hall r est difficile. Une valeur de r égale à 1 introduit souvent des erreurs dans les mesures. Les figures ci-dessous illustrent des exemples de structuration d'échantillon permettant de mettre en œuvre cette méthode.

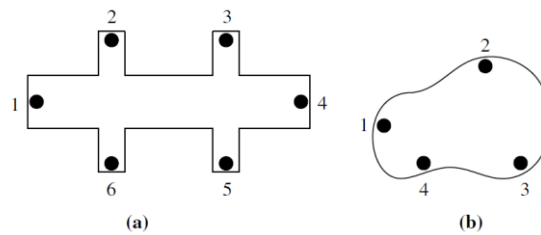


Figure 4-2 : a) Barre de Hall ; b) Motif de van der Pauw.[172]

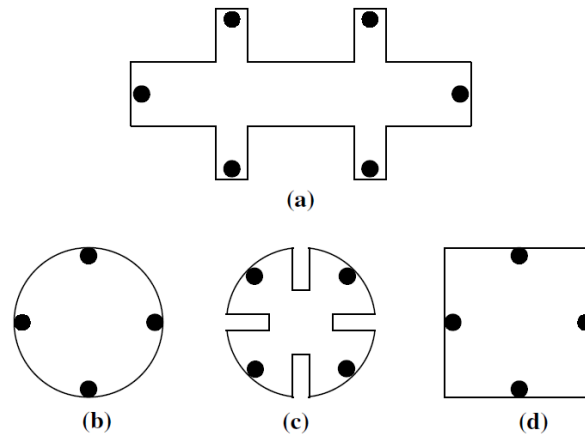


Figure 4-3 : a) Pont de mesure Hall ; b), c) et d) Echantillon de type lamelle. Pour les échantillons de type lamelle, les contacts doivent être petits et positionnés aux périphéries.[172]

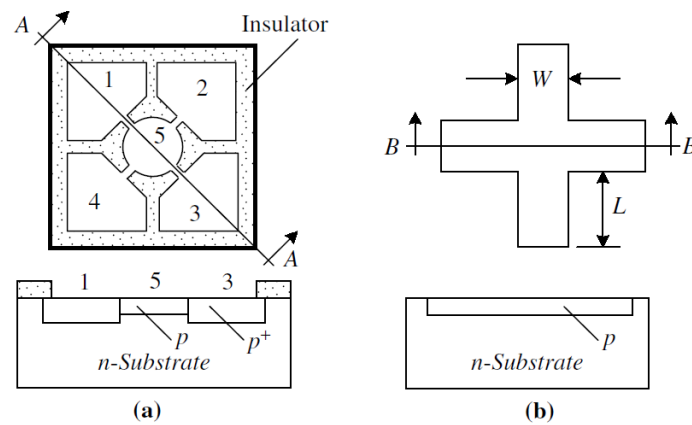


Figure 4-4 : Exemple d'échantillons de type van der Pauw.[172]

4.1.2 Mesure de mobilité par magnéto résistance

La résistivité d'un semi-conducteur augmente généralement quand le matériau est soumis à un champ magnétique (chapitre 8.4 de la référence [172]). Deux effets magnétorésistifs existent :

- L'effet magnétorésistance physique (PMR pour "physical magnetoresistance effect" en langue anglaise) : cet effet a lieu si par exemple la conduction est générée par plus d'un type de porteurs,
- L'effet magnétorésistance géométrique (GMR pour "geometrical magnetoresistance effect" en langue anglaise) : le champ électrique dévie le transport des porteurs de la ligne droite, ainsi cette déviation dépend de la géométrie de la structure.

L'effet GMR domine souvent devant l'effet PMR (chapitre 8.4 de la référence [172]). En mesurant la résistance et la résistivité d'un échantillon sans influence de champ magnétique (R_0 , ρ_0) et sous influence d'un champ magnétique B (R_B , ρ_B), la *mobilité de magnétorésistance géométrique* peut être calculée par la relation (4.14) (chapitre 8.4 de la référence [172]).

$$\frac{R_B}{R_0} = \frac{\rho_B}{\rho_0} [1 + (\mu_{GMR} B)^2] \quad (4.14)$$

La mobilité magnétorésistive est liée à la mobilité Hall par l'expression (4.15).

$$\mu_{GMR} = \xi \mu_H \quad (4.15)$$

Dans l'expression (4.15), le facteur ξ est le *facteur de magnétorésistance* ("magnetoresistance scattering factor" en langue anglaise) et calculé par :

$$\xi = \left(\frac{\langle \tau \rangle^3 \langle \tau \rangle}{\langle \tau^2 \rangle^2} \right)^2 \quad (4.16)$$

Cette méthode ne nécessite pas de structure de test spéciale, par exemple en comparaison avec la méthode de mesure d'effet Hall. Cependant, l'utilisation de cette méthode est restreinte. D'une part, cette méthode ne peut pas caractériser des matériaux à faible mobilité (par exemple le Si). D'autre part, le facteur de magnétorésistance est difficile à déterminer.

Cette méthode est incompatible avec le GaN (surtout le GaN dopé de type p). En simplifiant l'expression (4.14), la mobilité mesurée est inversement proportionnelle au champ magnétique utilisé.[172] Plus la mobilité est élevée, plus le champ magnétique nécessaire pour la mesure peut être faible. Pour mesurer une mobilité dans la gamme de $3000 - 30000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, il faut un champ magnétique de l'ordre de $0.1 - 1 \text{ T}$. La mobilité des porteurs étant de l'ordre de $1000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ pour le GaN- n et de l'ordre de $10 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ pour le GaN- p , le champ magnétique devrait être largement supérieur à 1 T afin de réaliser des mesures.³⁰

4.1.3 Mesure de mobilité par temps de vol

Cette méthode est capable de mesurer la mobilité et la vitesse des porteurs *sous l'influence d'un fort champ électrique*. Il est possible de déterminer la vitesse de saturation à partir des données $I - V$ des MOSFET. Cette méthode est capable de caractériser la mobilité/vitesse des porteurs majoritaires ainsi que minoritaires.

Cette méthode – très pointue – nécessite des structures de test spéciales, d'électronique et/ou d'optique rapide. Par conséquent, elle est souvent réalisée par des experts dans certains laboratoires.

Cette méthode nécessite souvent des diodes $p-i-n$ dans lesquelles la couche i (la couche étudiée) doit être épaisse. Ce détail ne convient pas à une étude de mobilité des porteurs dans une couche de GaN- p , dont l'épaisseur est souvent de l'ordre de centaines de nanomètres. La structure $p-i-n$ peut être remplacée par une structure de type transistor. Cependant, la structure de type transistor est plus exigeante en termes de fabrication et d'électronique.

Pour cette méthode, bien qu'il soit possible d'exciter l'échantillon caractérisé électriquement, le pompage optique reste préféré et requiert une bonne maîtrise de la technique.

Les figure 4-5, figure 4-6 et figure 4-7 illustrent des représentations schématiques de mesures par la méthode de temps de vol avec des excitations électrique et optique.[172] Les porteurs sont générés dans les parties situées au milieu de l'échantillon sous l'effet d'une tension ou d'un pulse de laser. Ces porteurs sont soumis au champ électrique créé par les électrodes situées aux extrémités de

³⁰ Le champ magnétique de la Terre à l'équateur est de l'ordre de 10^{-5} T . Un champ magnétique de l'ordre de 1 T est équivalent au champ magnétique utilisé dans les machines d'imagerie par résonance magnétique (IRM).

l'échantillon. Le déplacement de ces porteurs crée un courant électrique permettant de mesurer la vitesse et la mobilité de ces porteurs.

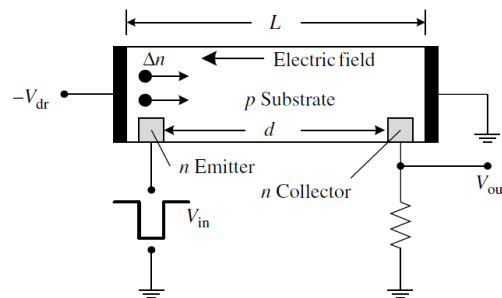


Figure 4-5 : Schéma pour caractériser la vitesse des porteurs par excitation électrique sur des structures *p-i-n*. [172]

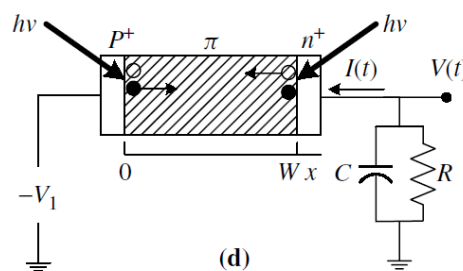


Figure 4-6 : Schéma pour caractériser la vitesse des porteurs par excitation optique sur des structures *p-i-n*. [172]

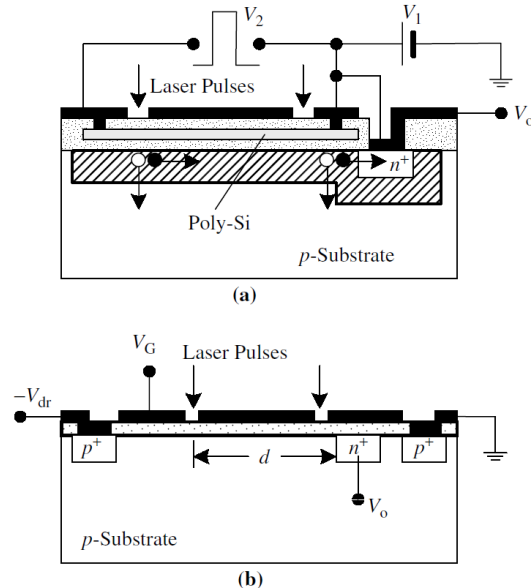


Figure 4-7 : Schéma pour caractériser la vitesse des porteurs par excitation optique sur des structures de type transistor.

4.1.4 Mesure de mobilité par fabrication de MOSFET

En plus de la détermination des valeurs des mobilités des porteurs de charge, cette méthode permet également d'obtenir des valeurs opérationnelles d'autres paramètres des transistors MOSFET.

Cette méthode ne s'applique qu'aux MOSFET, MESFET et MODFET. Selon la façon dont la mobilité est mesurée, des valeurs obtenues expérimentalement peuvent être très différentes.

Cette méthode ne convient pas vraiment à la caractérisation de la mobilité dans le GaN-*p* car elle mesure la mobilité dans une couche confinée d'un MOSFET et pas dans le massif. Cette couche confinée concerne généralement des porteurs se déplaçant juste en-dessous de la grille, donc cette méthode est plutôt réservée à la caractérisation des mobilités des porteurs dans des transistors.

4.1.5 Méthodes 4 pointes

Cette méthode mesure directement de la résistivité d'une couche de matériau à condition de connaître l'épaisseur de cette couche. Cette méthode ne nécessite pas de facteur de correction.

Dans cette méthode, il faut connaître les concentrations n , p des porteurs ET la conductivité σ du matériau caractérisé. Ainsi, cette méthode nécessite des mesures de concentrations et de conductivité indépendantes.

La description de cette méthode n'est pas développée ici car elle sera détaillée dans la partie 4.3.1.

4.2 Mobilité en fonction du champ électrique dans les matériaux

4.2.1 Exemples dans les autres matériaux

Le silicium est probablement le matériau semiconducteur le plus connu et le semiconducteur dont les paramètres descriptifs sont les plus connus.

La figure 4-8 ci-dessous illustre la variation de la mobilité des trous dans le silicium en fonction du champ électrique, selon le modèle proposé par Caughey et Thomas (équation (4.17)).[173]

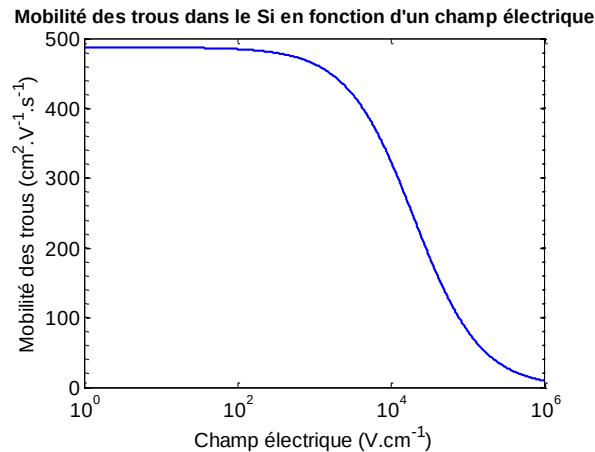


Figure 4-8 : Représentation graphique de la mobilité des trous dans le silicium en fonction du champ électrique selon le modèle proposé par Caughey et Thomas.[173]

La mobilité des porteurs dans le silicium est une fonction monotone décroissante en fonction du champ électrique. Conservant une mobilité légèrement inférieure à $500 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ jusqu'à des champs de l'ordre de $100 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$, la mobilité s'effondre brutalement à fort champ électrique. La chute de la mobilité des porteurs à fort champ électrique peut être expliquée par le mécanisme de diffusion par phonon (chapitre 6.4.2 de la référence [31]) : soumis à un champ électrique E , un électron est accéléré. Sa vitesse v et son énergie augmentent en fonction du champ électrique E . Lorsque l'énergie de l'électron dépasse l'énergie d'un phonon optique $\hbar\omega_{op}$, l'électron émet un

phonon, perd son énergie et sa vitesse v . Par conséquent, la vitesse des électrons ne peut pas excéder une valeur maximale v_{max} et sature. La mobilité μ des électrons diminue puisque $v = \mu E$.

La variation de la mobilité dans du Si proposé par Caughey et Thomas[173] est modélisée par l'équation (4.17).

$$\mu_{n,p} = \mu_{n,p0} \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{\mu_{n,p0} E}{v_{satn,p}} \right)^\beta} \right]^{1/\beta} \quad (4.17)$$

Dans ce modèle, $\mu_{n,p}$ est la mobilité des électrons ou des trous, $\mu_{n0,p0}$ la mobilité des électrons ou des trous à faible champ électrique, $v_{satn,p}$ la vitesse de saturation des électrons et des trous à fort champ électrique, E le champ électrique externe et β un facteur déterminé empiriquement. Pour les électrons, β est égal à 1. Pour les trous, β est égal à 2. La relation entre la vitesse des électrons et le champ électrique dans le Si est donnée par l'équation (4.18)

$$v = v_m \frac{E/E_C}{[1 + (E/E_C)^\beta]^{1/\beta}} \quad (4.18)$$

Le modèle de Caughey et Thomas pour les électrons et les trous dans le Si est caractérisé en fonction du champ électrique externe par une croissance monotone de la vitesse des électrons et des trous jusqu'à une vitesse de saturation d'environ 10^7 cm.s^{-1} . En somme, la mobilité différentielle $\mu_{diff} = dv_{n,p}/dE$ reste toujours supérieure à 0.

Ce modèle, bien que simple, n'est pas justifié pour les porteurs dans d'autres matériaux. En effet, à titre d'exemple, la figure 4-9 ci-dessous illustre, non pas la mobilité mais la vitesse des électrons dans GaAs en fonction du champ électrique. Pour mémoire, la vitesse des porteurs est égale au produit de leur mobilité par le champ électrique.

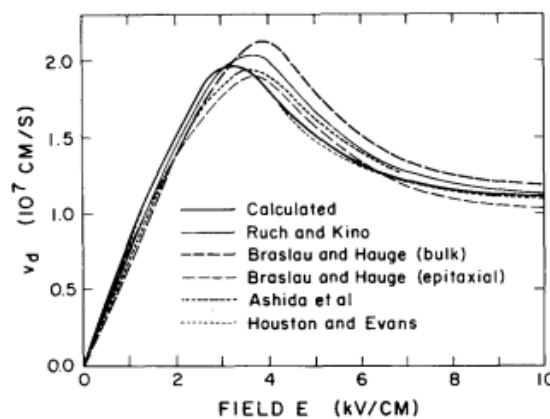


Figure 4-9 : Vitesse des électrons dans le GaAs à 300K en fonction du champ électrique. Les diverses courbes détaillent des résultats de simulation et ou de mesure.[174]

A faible champ électrique, la vitesse est une fonction quasi linéaire du champ électrique jusqu'à un optimum de l'ordre de 4 kV.cm^{-1} . Au-delà, la vitesse décroît. Pour GaAs, comme pour de nombreux autres matériaux, la mobilité différentielle $dv_{n,p}/dE$ devient négative dans une gamme de champ électrique spécifique. L'existence d'une vitesse différentielle négative est caractéristique des semi-conducteurs dits multivallée.[175]

4.2.2 Le cas du nitrure de gallium

La méthode de conductivité est utilisée par Barker *et al.*[176]–[178] afin de caractériser la vitesse des électrons dans le GaN dopé de type *n*. Cette méthode s'avère plus aisée que la caractérisation par temps de vol. La figure 4-10 illustre la structure des échantillons utilisés par Barker *et al.*[176]–[178]

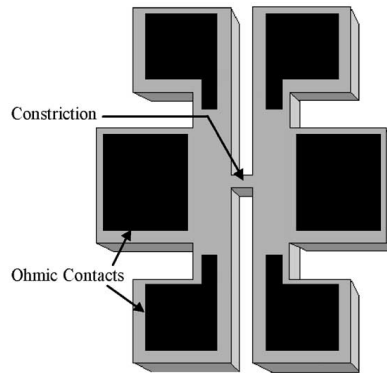


Figure 4-10 : Représentation schématique de la forme des échantillons utilisés par Barker *et al.* dans leur expérience de caractérisation de la vitesse des électrons dans le GaN-*n*. [176], [178]

L'échantillon est en GaN-*n* fabriqué par MOCVD. Le GaN-*n* est gravé jusqu'au substrat en saphir afin de former les motifs illustrés en figure 4-10. Les motifs sont passivés par du SiN. Les contacts en Ti:Al (en couleur noire dans la figure 4-10) sont déposés sur le motif tel que illustré en figure 4-10. Les dimensions de la constriction au centre d'un motif sont modulées : $10 \times 3 \mu\text{m}^2$, $12 \times 3 \mu\text{m}^2$, $12 \times 4 \mu\text{m}^2$, $15 \times 5 \mu\text{m}^2$ et $16 \times 4 \mu\text{m}^2$.

La tension aux bornes de la constriction et le courant dans la constriction sont caractérisés par la méthode de mesure quatre points. Ainsi, les valeurs du champ électrique et de la vitesse des porteurs peuvent être calculés par les formules suivantes : $E = V/L$ et $v = I/(qnwt)$, dans lesquelles L est la longueur de la constriction, V la tension appliquée, v la vitesse des porteurs, w la largeur de la constriction et t l'épaisseur de matériau dans la constriction.

Un exemple des mesures par la méthode de conductivité réalisé par Barker *et al.*, complété par des résultats de simulation, est illustré en figure 4-11 (page 140). Les résultats montrent qu'en fonction d'un champ électrique externe, la vitesse des porteurs dans le GaN-*n* augmente, atteint une valeur maximale puis diminue.

Les valeurs mesurées par Barker *et al.* sont comparables à celles mesurées par Wraback *et al.*[179] en utilisant la méthode du « temps de vol ».[179] La saturation de la vitesse des porteurs dans le GaN-*n* ne s'exprime pas clairement dans les expériences de Wraback *et al.* [179] et de Barker *et al.* [176]–[178] mais est simulée par d'autres équipes, par exemple Farahmand *et al.*[180] ou Bhapkar et Shur[181] utilisant la méthode de Monte Carlo.

La problématique que présente cette méthode de caractérisation, surtout pour des matériaux de faible conductivité tel que le GaN dopé de type *p*, est la dégradation de la constriction à fort champ électrique.[176] Ainsi, il peut s'avérer difficile d'atteindre de forts champs électriques et le régime de saturation de la vitesse des porteurs.

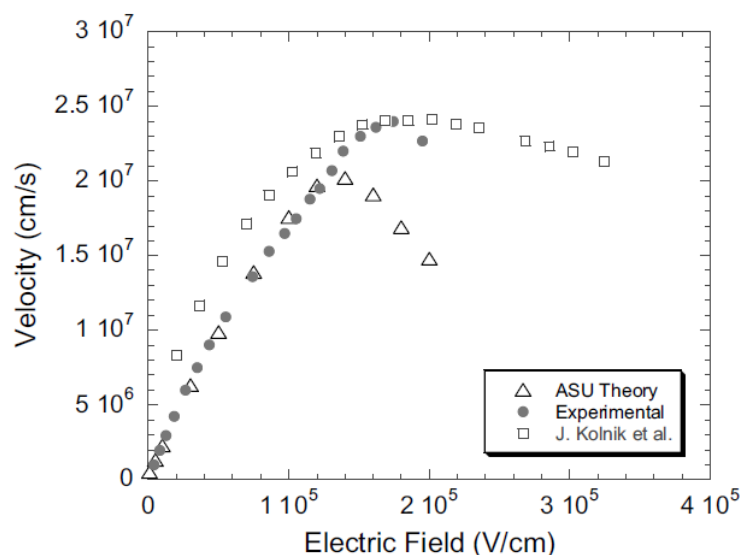


Figure 4-11 : Exemple de comparaison de résultats de mesure de la vitesse des porteurs en fonction d'un champ électrique dans le GaN-*n* et de simulations. Les cercles pleins illustrent les résultats expérimentaux de Barker *et al.*[176] Les rectangles et les triangles illustrent respectivement des résultats de simulation de Kolnik *et al.*[182] et d'Akis *et al.*[176]

Cette méthode de mesure de la conductivité est également employée pour des mesures de mobilité sous l'effet d'un fort champ électrique dans d'autres matériaux, par exemple le SiC,[183], [184] le silicium[185] ou le germanium.[186]

Les mesures illustrées en figure 4-11 semblent donc indiquer que le GaN, au moins pour les électrons, affiche une dépendance de sa mobilité en fonction du champ électrique comparable à celle de GaAs et non à celle du Si. Quant au trous, par simulation, Chen et Wang[187] suggèrent que la vitesse des trous augmente en fonction du champ électrique et tend vers une saturation. Ce comportement est adapté au modèle de Caughey et Thomas (voir l'expression (4.18)).

4.3 Mesures expérimentales de la mobilité des trous dans GaN-*p* en fonction du champ électrique

Dans les mesures de vitesse des porteurs dans le GaN-*p* présentées dans cette partie, la méthode utilisée par Barker est adoptée grâce à sa simplicité par rapport à la méthode de Wraback *et al.*[179] Cependant, aucune des deux méthodes ne garantit la détermination de la vitesse des porteurs dans le GaN-*p* en fonction d'un champ électrique externe : afin que la vitesse des porteurs dans le GaN-*n* atteigne sa valeur maximale d'environ $2.5 \times 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, le champ électrique créé dans les échantillons de Barker *et al.* doit être environ $180 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$, d'après la relation $v = \mu \times E$. Tenant compte des dimensions des échantillons de Barker *et al.*[176]–[178], la tension électrique utilisée devrait atteindre environ 200V. En supposant la vitesse maximale des porteurs dans le GaN-*p* de l'ordre de $10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, résultat obtenu par les simulations de Chen et Wang,[187] et prenant en compte une mobilité des trous à faible champ d'environ $10 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, [14] un champ électrique de l'ordre de $1 \text{ MV} \cdot \text{cm}^{-1}$ est nécessaire pour pouvoir mesurer la vitesse maximale des porteurs dans le GaN-*p*. Pour des échantillons d'environ $10 \mu\text{m}$ de longueur, ce champ électrique correspond à une tension de 1kV.

Cependant, la vitesse maximale des trous dans d'autres matériaux tels que le Si[173], [188] ou la GaAs[189], [190] varie de 10^6 à $10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$. Si la vitesse maximale des trous dans le GaN-p est de l'ordre de $10^6 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, elle peut être atteinte avec un champ électrique de $100 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$, ou une tension d'environ 100 V pour des échantillons de $10 \mu\text{m}$ de longueur, soit un ordre de grandeur plus faible que les valeurs respectives prévues précédemment. A cette tension, l'expérience est réalisable. Toutefois, un autre problème survient. Puisque la résistivité du GaN-p est élevée (environ $1 \Omega \cdot \text{cm}$)[2], les effets Joule devraient être très importants dans le GaN-p dans ces conditions extrêmes et peuvent causer la destruction des échantillons utilisés. D'ailleurs, les échantillons GaN-n de Barker *et al.* se détériorent pour des tensions appliquées supérieures à 200 V . [179] Aussi, pour des mesures de vitesse des porteurs dans le GaN-p, des signaux alternatifs seront utilisés afin de réduire l'effet Joule et d'effectuer les mesures à des champs électriques les plus élevés possibles.

4.3.1 Description de l'expérience

Deux échantillons de GaN « plan c » de polarité Ga dopés de type *p* sont réalisés par épitaxie sur des couches en AlGaIn³¹. Des mesures d'effet Hall sont réalisées sur les échantillons polaires (« plan c ») dont les résistivités, les densités et les mobilités des porteurs sont reportées dans le tableau 4-1.

Echantillon	Résistivité ($\Omega \cdot \text{cm}$)	Densité des porteurs (10^{18} cm^{-3})	Mobilité ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)
N1908	1 – 1.2	2 – 3	2 – 2.5
N1911	0.66 – 0.68	2.5 – 3.5	2.5 – 3.5

Tableau 4-1 : Les caractéristiques des échantillons de GaN-p polaires mesurées par des mesures d'effet Hall à 300 K .

Afin de réaliser des mesures de vitesse des porteurs en fonction d'un champ électrique, la structure utilisée par Barker *et al.*[176] est fabriquée. Le GaN-p est intégralement gravé jusqu'à la couche sous-jacente en AlGaIn selon des motifs dont un exemple est illustré dans la figure 4-12 ci-après. Chaque motif dispose d'une constriction et six points de contact, notés de 1 à 6. Les contacts 1, 2, 4 et 5 sont allongés par les extensions afin d'être au plus près possible de la constriction, et ainsi minimiser les résistances et les chutes de tension entre ces contacts et la constriction, comme le modélise la figure 4-14 à la page 144. Les surfaces des points de contact sont métallisées afin de réaliser des mesures électriques.

Par rapport à la méthode de mesure quatre pointes, la méthode et la structure d'échantillon utilisées dans ce travail se distinguent par l'utilisation de six points de contact pour la raison suivante. Si la mesure est réalisée par la méthode quatre pointes, afin de caractériser la vitesse des porteurs sous l'influence d'un fort champ électrique, une tension continue élevée doit être appliquée à l'échantillon. Cette forte tension peut augmenter la concentration des porteurs dans l'échantillon et dégrader l'échantillon par l'effet Joule.[178] L'utilisation de six points de contact permet de mesurer la tension et le courant dans l'échantillon par les contacts 1, 2, 4 et 5, tout en limitant l'échauffement de l'échantillon car la forte tension est créée sous forme de pulse, envoyée à l'échantillon par les contacts 3 et 6.³²

³¹ Les épitaxies ont été réalisées par nos collègues du CRHEA et en particulier par Julien Brault.

³² Si un générateur de fonction, au lieu d'une source de tension ou de courant en continu, est utilisé pour envoyer des pulses de tension à l'échantillon, il est possible de n'utiliser que les quatre contacts 1, 2, 4 et 5 pour cette expérience.

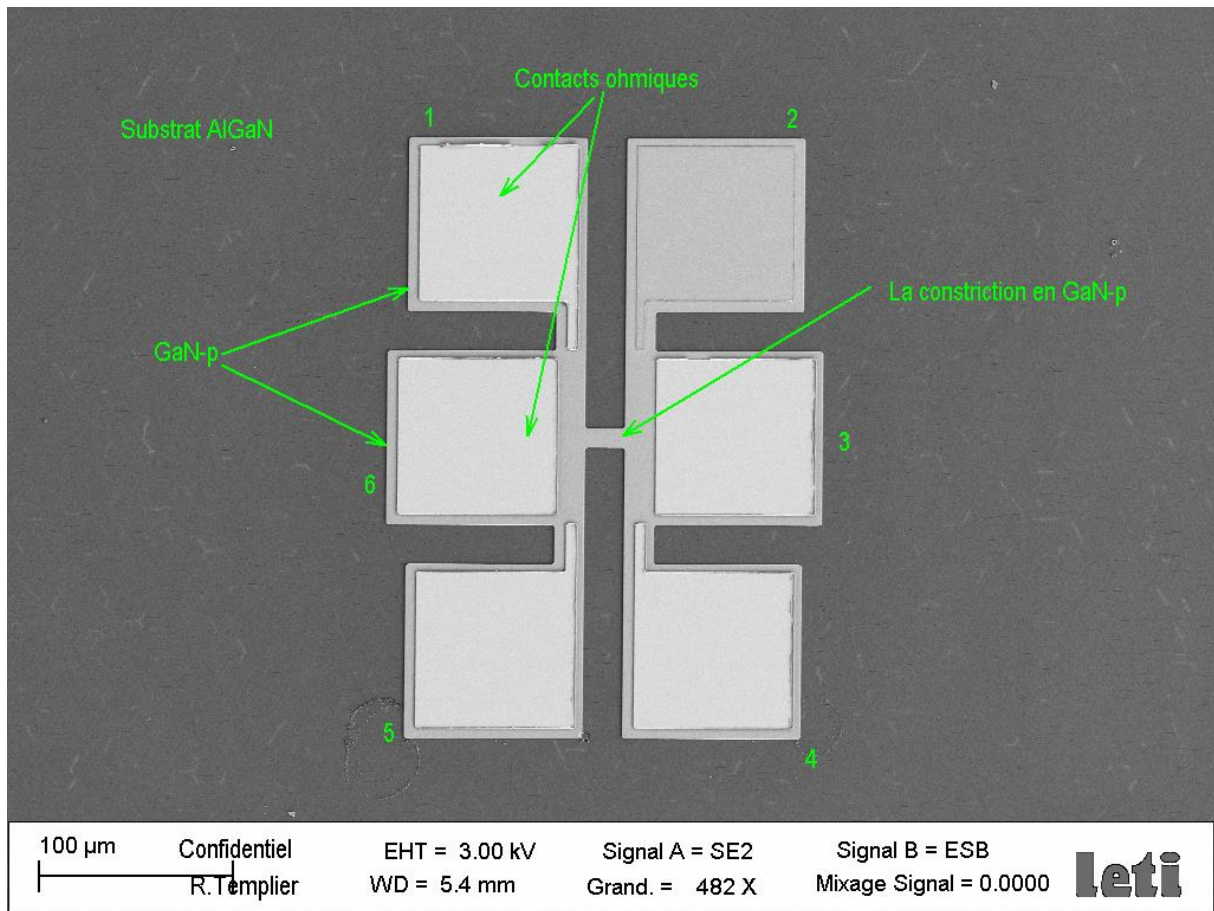


Figure 4-12 : Structure géométrique vue de dessus d'un motif de mesure de la vitesse des porteurs dans le GaN-p.

Les dimensions des points de contact de 1 à 6 sont identiques : $90\mu m$ de longueur et de largeur. Les dimensions de la constriction sont variables :

- Première variante : $5\mu m$ de largeur (la dimension verticale dans la figure 4-12) et $10\mu m$ de longueur.
- Deuxième variante : $10\mu m$ de largeur et $20\mu m$ de longueur.

Les échantillons de ce travail de thèse présentent donc des constriction de mêmes dimensions que ceux de Barker *et al.* Il aurait été souhaitable de réduire la longueur des constriction pour s'assurer d'accéder à des champs électriques plus importants, mais il n'est pas envisageable d'utiliser des moyens de lithographie haute résolution sur des échantillons de très petites dimensions.

Puisque le GaN wurtzite est un matériau anisotrope et que des mesures sur des échantillons « plan m » sont également envisagées (non réalisées), des variantes de l'orientation des constriction sont aussi implémentées sur les masques pour lithographie. Les motifs sont orientés avec différents angles de rotation de 0° , 30° , 60° et 90° (voir la figure 4-13). Notons que sur les échantillons « plan c », les orientations de motifs de mesure peuvent ne pas correspondre exactement aux directions des plans (notamment les plans m et a) de la structure cristalline de l'échantillon.

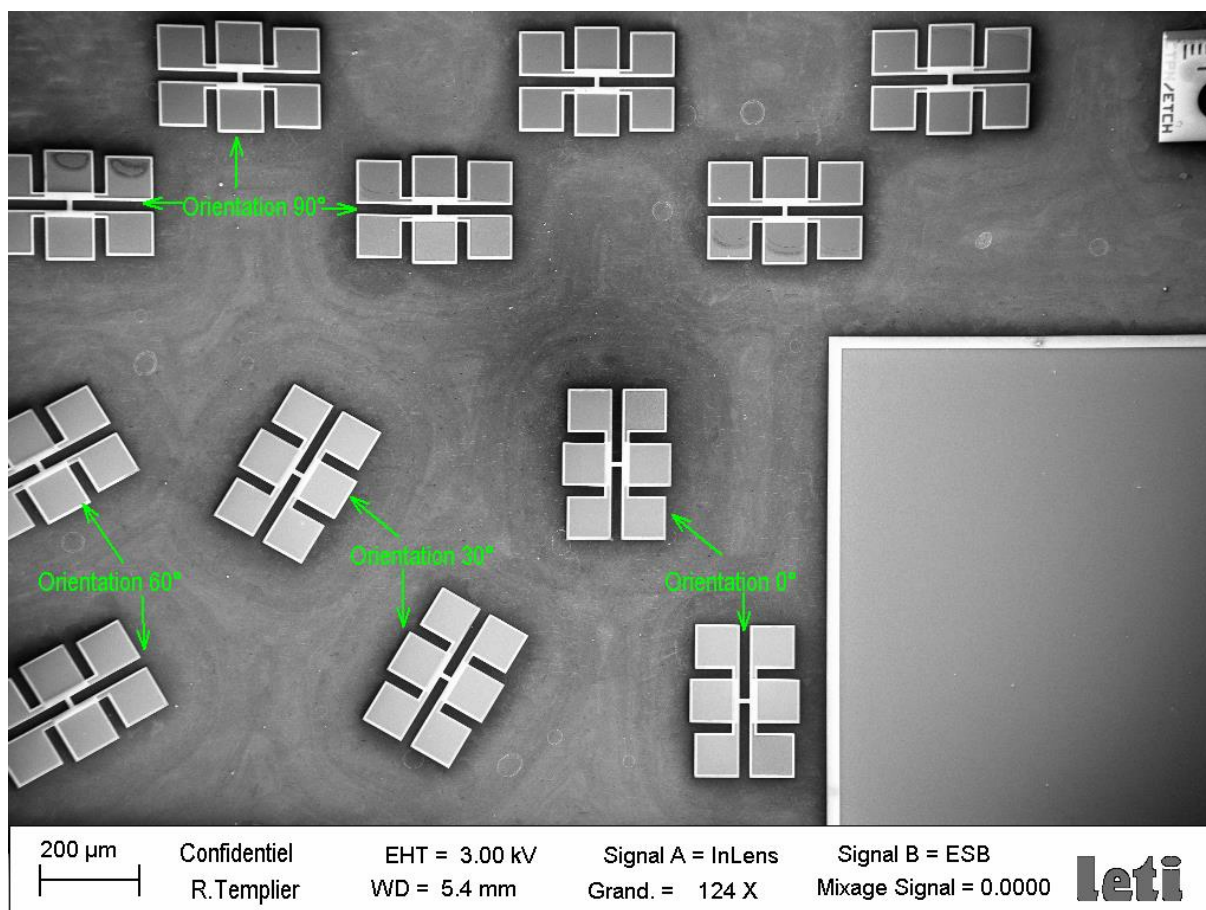


Figure 4-13 : Variantes d'orientation des motifs de mesure de la vitesse des porteurs.

Pour mémoire le principe de la technique de « conductivité » consiste à : sous l'influence d'un fort champ électrique E , le transport des porteurs dans un semiconducteur change d'un régime de diffusion à un régime de drift. En supposant que le courant de diffusion soit négligeable,[178] les mobilités des porteurs $\mu_{n,p}$ dépendent uniquement du champ électrique externe E . [185] La vitesse des porteurs v et la densité du courant J s'écrivent alors selon les expressions (4.19) et (4.20).

$$v = \mu E \quad (4.19)$$

$$J = \sigma E = nqv = nq\mu E \quad (4.20)$$

La valeur du champ électrique E est imposée par la tension V appliquée à l'échantillon selon la définition $E = V/L$, avec L la distance sur laquelle s'applique la tension V . Ainsi, si les concentrations des porteurs sont connues, ce qui est possible grâce à des mesures complémentaires d'effet Hall, la vitesse des porteurs peut être déduite des mesures de densité du courant.

Dans le mode opératoire de mesure, un générateur de pulse soumettra des pulses rectangulaires à la constriction de l'échantillon via les contacts notés 3 et 6 dans la figure 4-12, pour ainsi créer un champ électrique E et générer une densité de courant J dans cette constriction. La densité du courant J et le champ électrique E sont indirectement mesurés par la méthode quatre pointes via les paires de contacts 1-4 et 2-5.

L'épaisseur t de la couche de GaN- p des échantillons étant $450nm$, la densité du courant J est une fonction de l'intensité du courant I et de la largeur w de la constriction de ce motif.

$$J = \frac{I}{4.5 \times 10^{-5} \times w} (A.cm^{-2}) \quad (4.21)$$

Le champ électrique $E = V/L$ est une fonction de la tension V appliquée, et en l'occurrence de l'amplitude du pulse, de la longueur de la constriction et des résistances r_s des parties situées entre les contacts 3-6 et la constriction (voir figure 4-14).

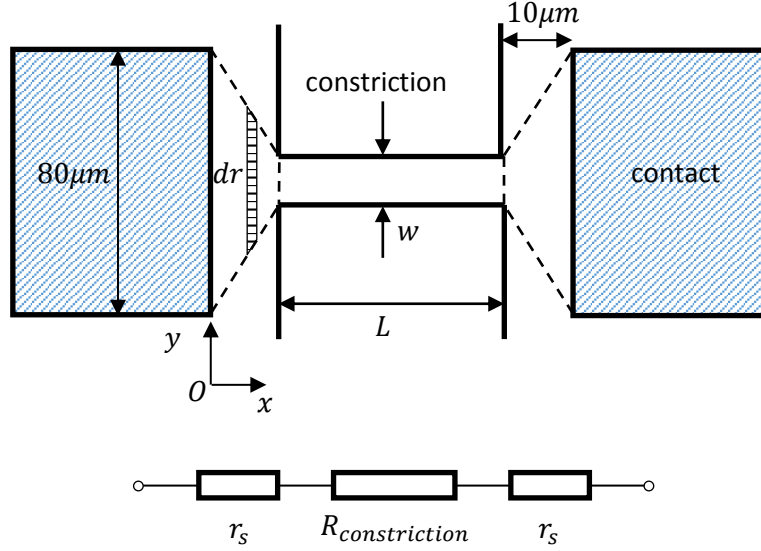


Figure 4-14 : Représentation schématique des résistances présentes entre les deux contacts 3 et 6 d'un motif.

Pour les motifs spécifiques de ces mesures, t étant l'épaisseur de la couche de GaN- p , la résistance r_s peut être calculée par l'expression (4.22).

$$r_s = \frac{\rho}{t} \frac{10}{80 - w} \ln\left(\frac{80}{w}\right) \quad (4.22)$$

La tension $V_{constriction}$ appliquée à la constriction est calculée par l'expression (4.23).

$$V_{constriction} = \frac{1}{1 + \frac{w}{L} \times \frac{20}{80 - w} \times \ln\left(\frac{80}{w}\right)} \times V \quad (4.23)$$

Ainsi, pour les deux variantes de dimensions de la constriction respectivement $10\mu m \times 5\mu m$ et $20\mu m \times 10\mu m$, les relations approchées entre la tension aux bornes de la constriction et la tension appliquée sont respectivement données par les équations (4.24) et (4.25).

$$V_{constriction} \approx 0.73 \times V \quad (4.24)$$

$$V_{constriction} \approx 0.77 \times V \quad (4.25)$$

4.3.2 Résultats des mesures

Les mesures et les résultats expérimentaux des échantillons N1908 et N1911 sont présentés en figure 4-15. Les échantillons sont soumis à des pulses de tension d'amplitude variant de 2V à 40V. Les mesures sont limitées à 40V car au-delà de cette amplitude de pulse les contacts métalliques se détériorent brutalement. La fréquence des signaux est également modulée tandis que le rapport cyclique des signaux est maintenu à 10%.

La figure 4-15 illustre l'intensité de courant en fonction de l'amplitude et de la fréquence des pulses pour l'échantillon N1911. L'intensité du courant est une fonction croissante de l'amplitude des

pulses et croît d'autant plus vite que l'amplitude des pulses est élevée. Par ailleurs, pour une amplitude des pulses donnée, l'intensité de courant est fonction de la fréquence des pulses, plus la fréquence est importante, plus le courant mesuré est important.

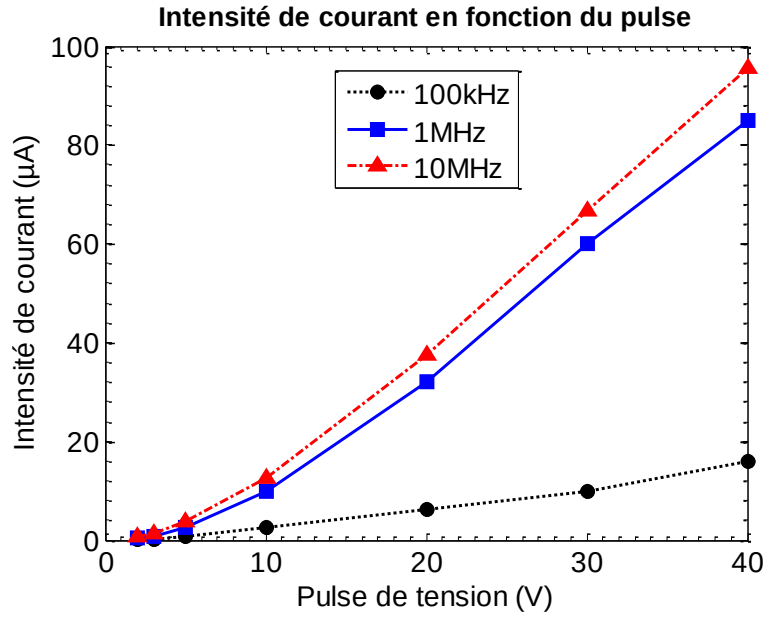


Figure 4-15 : Intensité du courant en fonction de la fréquence et de la tension (échantillon N1911).

Puisque l'intensité de courant augmente plus rapidement que la simple fonction affine qu'est la loi d'Ohm $V = RI$, la résistance $R = \rho l/S$ et par conséquent la résistivité ρ dans la constriction ne sont pas constantes et diminuent avec l'amplitude et la fréquence des pulses.

Trois hypothèses peuvent être formulées pour expliquer la décroissance de la résistivité : l'effet Poole-Frenkel, l'augmentation de la température de l'échantillon et la déformation des signaux envoyés aux échantillons à très hautes fréquences. Ces hypothèses seront étudiées dans les parties suivantes.

4.3.2.1 Influence de l'effet Poole-Frenkel sur les mesures

A chaque pulse électrique, un champ électrique est créé dans la constriction et l'énergie d'activation des accepteurs diminue selon l'effet Poole-Frenkel d'une valeur calculée par l'équation (4.26).[170]

$$\Delta\Phi_{PF} = \sqrt{\frac{q^3 E}{\pi \epsilon \epsilon_0}} \quad (4.26)$$

Dans l'équation (4.26), $\Delta\Phi_{PF}$ est la diminution de l'énergie d'activation des accepteurs, q la charge unitaire, E le champ électrique, ϵ la permittivité relative (ou constante diélectrique) du GaN et ϵ_0 la permittivité du vide. La concentration des porteurs p dans l'échantillon N1911 varie selon l'expression (4.27).[169]

$$p = \frac{1}{2}(\Phi_A + N_d) \left[\sqrt{1 + \frac{4\Phi_A(N_a - N_d)}{(\Phi_A + N_d)^2}} - 1 \right] \quad (4.27)$$

Dans l'expression (4.27), N_a et N_d sont les concentrations des accepteurs et des donneurs dans l'échantillon. $\phi_A = \frac{1}{4} N_v \exp(-E_a/k_B T)$ avec $N_v = 2\sqrt{(2\pi m_v k_B T/h^2)^3} T^{3/2}$ la densité d'états effective dans la bande de valence (environ $4.62 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ à 300K).[169] En supposant que la concentration des donneurs N_d dans l'échantillon soit négligeable et ϕ_A (de l'ordre de $10^{17} - 10^{18} \text{cm}^{-3}$ à cause de l'énergie d'activation E_a) soit également négligeable devant N_a (de l'ordre de 10^{19}cm^{-3}), l'expression (4.27) peut être simplifiée en l'expression (4.28).

$$p \approx \frac{1}{2} \phi_A \left(\sqrt{1 + \frac{4\phi_A N_a}{\phi_A^2}} - 1 \right) \approx \frac{1}{2} \phi_A \left(\sqrt{\frac{4N_a}{\phi_A}} - 1 \right) \approx \frac{1}{2} \phi_A \sqrt{\frac{4N_a}{\phi_A}} \quad (4.28)$$

$$= \sqrt{\phi_A} \sqrt{N_a}$$

Puisque $\phi_A = \frac{1}{4} N_v \exp(-E_a/k_B T)$ et $E_a = E_{a0} - \Delta\Phi_{PF} = E_{a0} - \sqrt{\frac{q^3 E}{\pi \epsilon \epsilon_0}}$, la concentration des porteurs p dans l'échantillon est proportionnelle à :

$$p \propto \exp\left(\frac{q}{2k_B T} \sqrt{\frac{q}{\pi \epsilon \epsilon_0}} \sqrt{E}\right) = \exp\left(\frac{q}{2k_B T} \sqrt{\frac{q}{\pi \epsilon \epsilon_0}} \sqrt{\frac{V_{constriction}}{L}}\right) \quad (4.29)$$

Dans l'expression (4.29), L est la longueur de la constriction aux bords de laquelle le pulse de tension d'amplitude $V_{constriction}$ est appliqué.

En appliquant les expressions (4.28) et (4.29), la concentration des porteurs à une tension aux bords de la constriction $V_{constriction}$ peut être calculée. Par exemple, par rapport à la concentration des porteurs à l'équilibre ($2.5 - 3.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, tableau 4-1), lorsque l'amplitude du pulse de tension est 40V (également la valeur limite dans ces mesures), la concentration des porteurs augmente d'environ 2.4 fois. Ainsi, l'augmentation de la pente de la caractéristique $I - V$ en fonction de la tension V visualisée en figure 4-15 peut partiellement s'expliquer par la diminution de l'énergie d'activation des accepteurs sous l'influence du champ électrique à l'intérieur de l'échantillon.

Afin de vérifier cette hypothèse, les résultats présentes en figure 4-15 (page 145) sont ajustés par une fonction de forme $I = a \times V \times \exp(b\sqrt{V})$,³³ c'est-à-dire la loi d'Ohm avec l'effet Poole-Frenkel pris en compte (voir la figure 4-16 à la page 147). Les résultats de mesure sur l'échantillon N1911 sont bien ajustés par la fonction $I = aV \exp(b\sqrt{V})$, en particulier à haute tension. Les valeurs du paramètre a à 100kHz, 1MHz et 10MHz sont respectivement $1.4 \times 10^{-7} \text{S}$ (siemens), $8 \times 10^{-7} \text{S}$ et $9 \times 10^{-7} \text{S}$. La valeur du paramètre b est $0.16 \text{V}^{-1/2}$, quasiment égale à la valeur du coefficient $\frac{q}{2k_B T} \sqrt{\frac{q}{\pi \epsilon \epsilon_0}} \frac{1}{\sqrt{L}}$ (environ $0.156 \text{V}^{-1/2}$ pour une longueur $d = 10 \mu\text{m}$ à 300K) dans l'expression (4.29).

Cependant, l'effet Poole-Frenkel ne permet d'expliquer que la diminution de la conductivité de l'échantillon en fonction de la tension. Afin d'expliquer la variation de la conductivité en fonction de la fréquence, il faut prendre en compte l'échauffement de l'échantillon lors des mesures.

³³ Cette fonction est déduite des relations $I = V/R$, $R = l/(\sigma S) = l/(qp\mu_p S)$ et de l'expression (4.29).

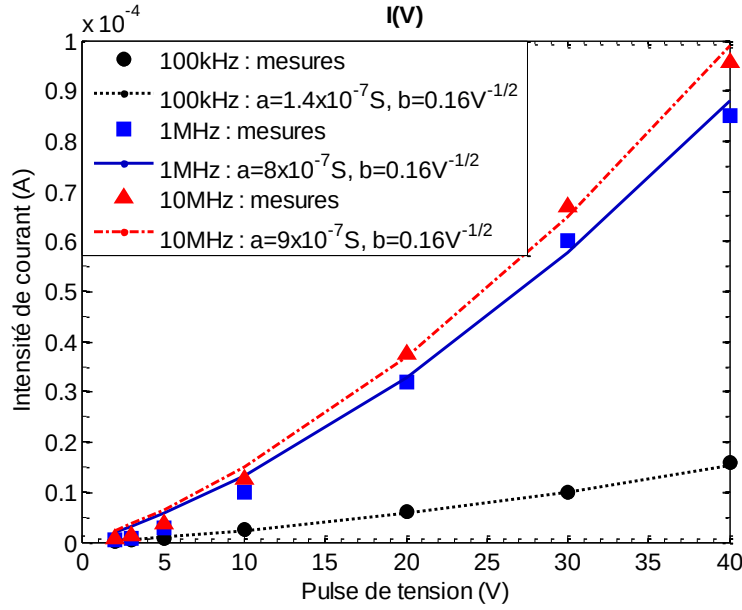


Figure 4-16 : Ajustement des résultats de mesure présentes en figure 4-15 par une fonction de forme $I = aV \exp(b\sqrt{V})$.

4.3.2.2 Influence de l'échauffement de l'échantillon sur les mesures

Les mesures illustrées en figure 4-15 soulignent une dépendance de l'intensité du courant mesurée avec la fréquence des pulses appliquées, alors que le rapport cyclique est maintenu à 10%. Dans ces conditions, *a priori*, la sollicitation de l'échantillon devrait être constante (10% du temps de chaque mesure). Sous l'action d'un pulse, l'échantillon est chauffé par le courant électrique. A l'extinction du pulse, si la température de l'échantillon diminue exponentiellement avec une constante de temps $\tau_{thermique}$ suffisamment grande devant la durée entre deux pulses consécutifs, la température de l'échantillon peut « s'accumuler ». Sous l'action de la température, la concentration des porteurs augmente de la valeur p_0 (tableau 4-1) à une valeur p_{pulse} . Par conséquent la conductivité de la constriction augmente. Etudions l'impact de la température sur la concentration des porteurs dans l'échantillon.

Lors d'un pulse de tension de durée t_{pulse} , un courant d'intensité I traverse la constriction et la constriction est soumise au pulse d'amplitude $V_{constriction}$. L'énergie dissipée sous forme de chaleur dans la constriction est calculée par l'expression (4.30).

$$W = I \times V_{constriction} \times t_{pulse} \quad (4.30)$$

L'énergie W est transférée à la constriction et faire augmenter la température de la constriction d'une valeur ΔT selon l'expression (4.31).

$$W = mc\Delta T = mc(T - T_{ambiante}) \quad (4.31)$$

Dans l'expression (4.31), m est la masse de la constriction et c la capacité thermique du matériau constituant la constriction, en l'occurrence du GaN. La valeur de la capacité thermique du GaN est $0.49 J \cdot g^{-1} \cdot K^{-1}$. [14] La masse de la constriction m est calculée à partir des dimensions de la constriction ($10\mu m \times 5\mu m \times 0.45\mu m$) et de la masse volumique du GaN $6.15 g \cdot cm^{-3}$. [14] A l'extinction du pulse électrique, en fonction du temps t , supposons que la température T de l'échantillon diminue exponentiellement à la température ambiante $T_{ambiante}$ avec une constante de temps τ selon l'expression (4.32) :

$$T(t) = (T_{max} - T_{ambiante}) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{thermique}}\right) + T_{ambiante} \quad (4.32)$$

Grâce aux expressions (4.30), (4.31) et (1.2), la température $T(t) = T_{ambiante} + \Delta T(t)$ de la constriction peut être calculée en fonction du temps t . L'inclusion de la valeur $T(t)$ calculée dans l'expression (4.27) ou (4.28) permet d'obtenir la concentration des porteurs dans la constriction $p(t)$ en fonction du temps t . L'intégrale de la concentration des porteurs sur une durée suffisamment longue (afin que le régime stationnaire soit établi) permet de calculer la concentration moyenne des porteurs.

En figure 4-15, la différence entre les intensités de courant à 100kHz et 1MHz est plus importante que celle entre les intensités de courant à 1MHz et 10MHz, suggérant que la constante de temps de diminution de la température τ pourrait être de l'ordre de $10^{-6}s$. La figure 4-17 illustre la simulation des pulses de température et de la concentration des porteurs à 100kHz lorsque la constante de temps de diminution de la température est $2 \times 10^{-6}s$.

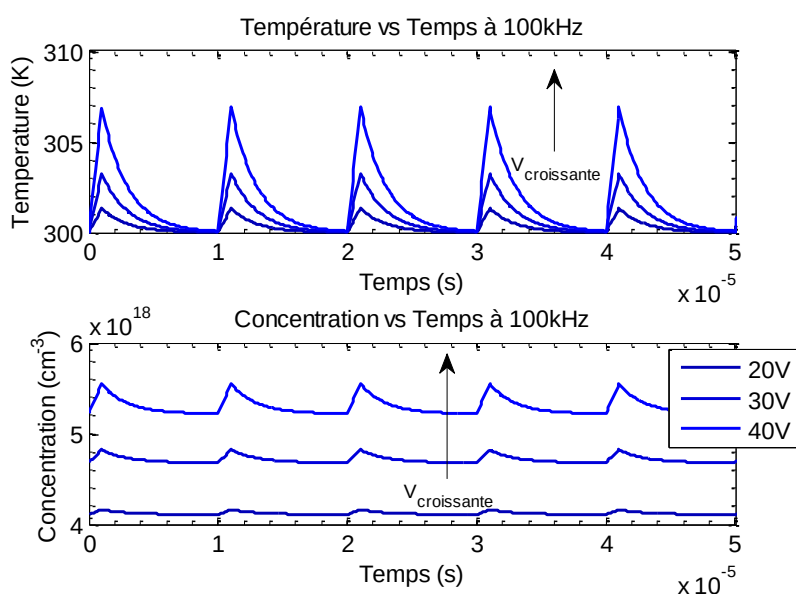


Figure 4-17 : Pulse de température et de concentration des porteurs dans la constriction à 100kHz.

Pour une constante de temps $\tau = 2 \times 10^{-6}s$, à l'extinction d'un pulse électrique de 100kHz, la température et la concentration des porteurs ont suffisamment de temps pour diminuer à leurs valeurs à la température ambiante. En revanche, à l'extinction d'un pulse électrique de 1MHz, la température ne diminue pas à la température ambiante avant le pulse suivant, ainsi la température est « accumulée » en fonction du temps, jusqu'à atteindre un régime stationnaire (voir la figure 4-18 à la page 149). Les signaux à 10MHz suivent la même tendance (non illustrée).

Ainsi, la température et la concentration des porteurs maximales (moyennes) de l'échantillon sont d'autant plus élevées que la fréquence des pulses électriques est haute. La figure 4-19 (page 149) illustre la concentration moyenne des porteurs dans l'échantillon N1911 en fonction de la tension et de la fréquence. La concentration moyenne des porteurs augmente en fonction de la tension et de la fréquence. En particulier, les concentrations moyennes à 1MHz (courbe bleue, en pointillé) et 10MHz

(courbe rouge, continue) sont comparables à toutes tensions tandis que la concentration moyenne des porteurs à $100kHz$ (courbe noire, discontinue) est nettement inférieure.

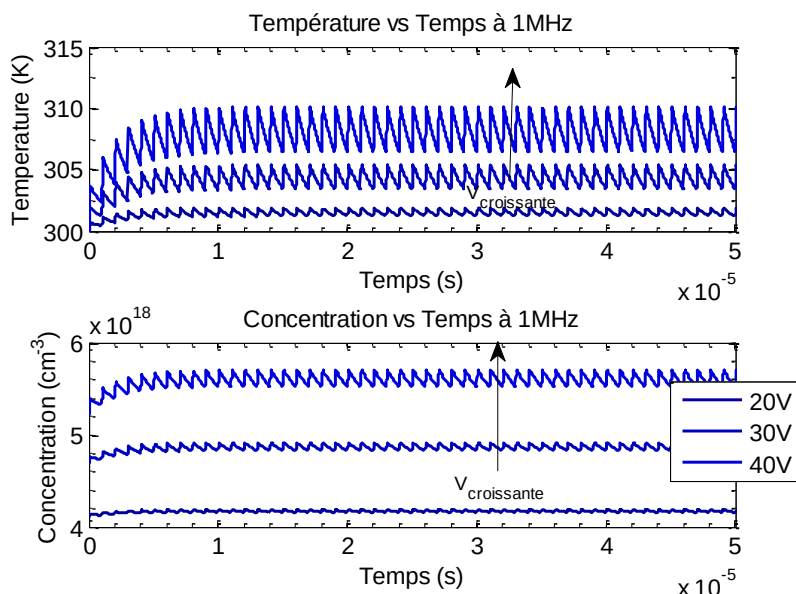


Figure 4-18 : Pulse de température et de concentration des porteurs dans la constriction à $1MHz$.

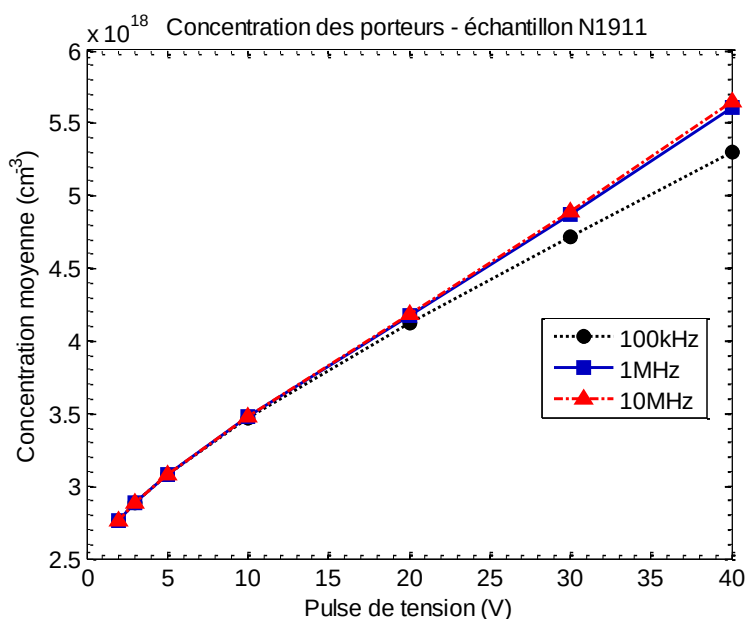


Figure 4-19 : Concentration moyenne des porteurs dans l'échantillon N1911 en fonction de la tension et de la fréquence pour $\tau = 2 \times 10^{-6}s$.

Les résultats illustrés en figure 4-19 suggèrent que l'augmentation de la concentration moyenne des porteurs en fonction de la fréquence (voir la figure 4-15) pourrait être expliquée par une constante de temps τ de l'ordre de $10^{-6}s$ caractérisant la décroissance de la température de l'échantillon en fonction du temps. Cependant, la concentration moyenne à $1MHz$ est supérieure à la concentration moyenne à $100kHz$ d'un facteur environ 1.07 (voir la figure 4-19) tandis que l'intensité de courant à $1MHz$ est supérieure à l'intensité de courant à $100kHz$ d'un facteur environ 5 (voir la figure 4-15). Ainsi, l'échauffement de l'échantillon par effet Joule ne suffit pas pour expliquer les

résultats illustrés en figure 4-15. Un autre phénomène susceptible de causer l'écart d'un facteur 5 entre les intensités de courant à 1MHz et 100kHz est proposé dans la partie suivante.

4.3.2.3 Influence de la déformation des signaux

Puisque le générateur de pulses utilisé peut fournir des signaux jusqu'à 50MHz, les signaux carrés à 1MHz et 10MHz pourraient être déformés. Les signaux du champ électrique E , qui sont proportionnels à ceux de la tension, subissent les déformations similaires. Selon la loi d'Ohm :

$$J = n(E)q\mu E \quad (4.33)$$

les déformations du champ électriques E détourneraient l'intensité de courant moyenne de la valeur théorique correspondant à des signaux carrés et ainsi influenceraient les résultats de mesures.

Les pulses de tensions sont supposés diminuer exponentiellement de la valeur maximale à l'extinction de chaque pulse. Le modèle utilisé est similaire au modèle décrit par l'expression (4.32) pour l'influence de la température. La constante de temps utilisé pour caractériser la décroissance exponentielle des pulses de tension est $2 \times 10^{-6}s$ et la constante de temps caractéristique choisie pour la température est $2 \times 10^{-5}s$ (un ordre de grandeur supérieure à celle utilisée dans la partie précédente). Les pulses de tension, et par conséquent les pulses de champ électrique, ont les mêmes formes que les pulses de température (voir la figure 4-17 ou la figure 4-18). La valeur moyenne de la quantité $n(E) \times E$ en fonction de la tension et de la fréquence est illustrée en figure 4-20.

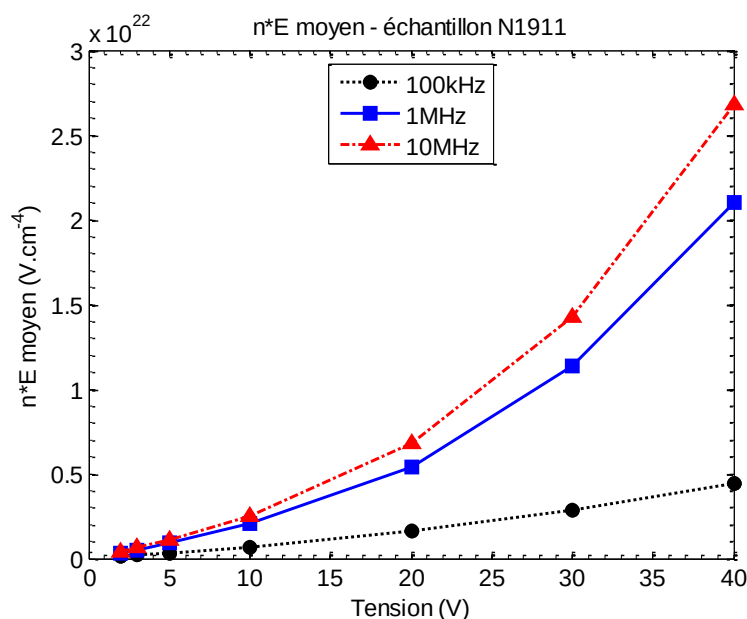


Figure 4-20 : Valeurs moyennes de la quantité $n(E) \times E$ dans l'échantillon N1911 en fonction de la tension et de la fréquence pour $\tau_{\text{électrique}} = 2 \times 10^{-6}s$ et $\tau_{\text{thermique}} = 2 \times 10^{-5}s$.

Les courbes en figure 4-20 suivent les mêmes tendances que celles caractérisant l'intensité de courant illustrées en figure 4-15. Les valeurs moyennes de $n(E) \times E$ à 1MHz sont environ 5 fois supérieures à celles correspondant à 100kHz. Ainsi, en supposant que les pulses de tension diminuent exponentiellement après l'extinction de chaque pulse, la variation de l'intensité de courant en fonction de la tension et de la fréquence (voir la figure 4-15) peut être expliquée.

Il est à noter que le rapport entre les valeurs moyennes de $n(E) \times E$ à 1MHz et à 100kHz peut être égale à un facteur 5 pour plusieurs couples ($\tau_{\text{électrique}}$, $\tau_{\text{thermique}}$), comme le suggère la figure 4-21 illustrant le rapport entre les valeurs de $n(E) \times E$ à 1MHz et à 100kHz pour différentes valeurs des constantes de temps thermique et électrique dans l'échantillon N1911.

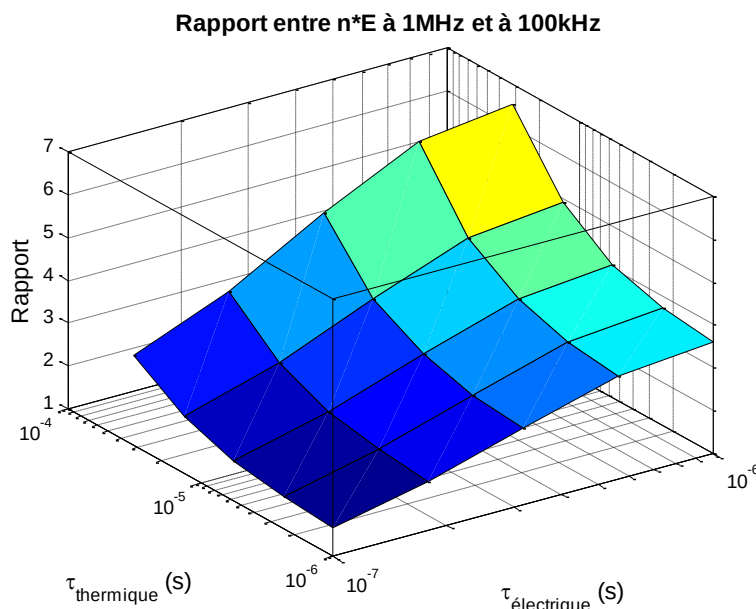


Figure 4-21 : Le rapport entre les valeurs moyennes de $n(E) \times E$ à 1MHz et à 100kHz pour différentes valeurs de $\tau_{\text{électrique}}$ et $\tau_{\text{thermique}}$ dans l'échantillon N1911.

4.3.2.4 Résultats des mesures avec correction

A partir des données d'intensité de courant illustrées par la figure 4-15, la vitesse des porteurs pour l'échantillon N1911 est calculée en appliquant les équations (4.20), (4.28), (4.29) et utilisant la concentration de porteurs présentée dans le tableau 4-1.

Les valeurs de mobilité des porteurs de l'échantillon N1911 peuvent être déduites des valeurs de vitesse selon les conditions exposées ci-avant et sont illustrées par la figure 4-22 ci-après, en prenant en compte l'effet Poole-Frenkel, les influences de la température et de la déformation des pulses électriques (les courbes notées « corrigée ») ou non (les courbes notées « sans correction »). Les constantes de temps $\tau_{\text{thermique}}$ et $\tau_{\text{électrique}}$ sont respectivement $2 \times 10^{-5} \text{s}$ et $2 \times 10^{-6} \text{s}$. Les valeurs de mobilité calculées sont de même ordre de grandeur que la valeur reportée dans le tableau 4-1 (environ $2 \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$). Si l'effet Poole-Frenkel, la température et la déformation des pulses ne sont pas considérés (« sans correction »), la mobilité augmente avec l'amplitude de pulse électrique sans afficher de possible saturation voire de décroissance. La mobilité augmente clairement en fonction de la fréquence des pulses de tension. En revanche, lorsque les effets cités ci-avant sont inclus dans les calculs, la mobilité augmente en fonction de l'amplitude de pulse électrique, puis tend vers une valeur de saturation. De plus, les valeurs de la mobilité à différentes fréquences sont comparables.

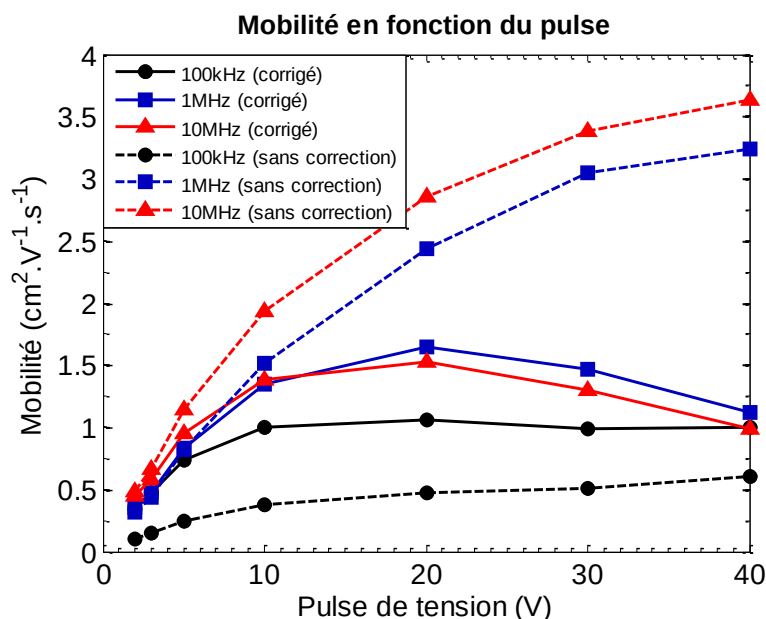


Figure 4-22 : Mobilité des porteurs dans l'échantillon N1911 en fonction du champ électrique créé sans correction (courbes discontinues) et avec la prise en compte de l'effet Poole-Frenkel, de la température et de la déformation des pulses à hautes fréquences (courbes continues).

L'augmentation de la mobilité lorsque l'effet Poole-Frenkel n'est pas considéré s'explique par les relations (4.19) et (4.20). Selon la figure 4-15, la conductivité de l'échantillon N1911 augmente en fonction de la tension. Sans l'augmentation de la concentration par l'effet Poole-Frenkel, l'augmentation de la conductivité de l'échantillon N1911 ne peut s'expliquer que par la croissance de la mobilité des porteurs.

Lorsque l'effet Poole-Frenkel est pris en compte, la mobilité des porteurs affiche une possible décroissance à hautes tensions (supérieures à environ 30V), en particulier pour des fréquences élevées (1MHz et 10MHz). Cependant, cette diminution de la mobilité ne peut pas être confirmée faute de mesure à des tensions supérieures à 40V (limite de la mesure). De plus, une diminution de la mobilité des porteurs à des tensions de l'ordre de 30V ne semble pas plausible car la longueur de la constriction étant 10 μ m, ce résultat suggère que la vitesse des porteurs sature à une valeur de l'ordre de 10⁵cm.s⁻¹. Cette valeur de la vitesse de saturation est environ deux ordres de grandeur inférieure à celle calculée par Chen et Wang[187] pour le GaN, un ordre de grandeur inférieure à des celles mesurées dans le Si[173], [188] ou le GaAs[189], [190]. De plus, comme le suggère la partie 4.2.2, afin de pouvoir observer la saturation de la vitesse, ou la décroissance de la mobilité, des porteurs, la tension utilisée dans les mesures doit atteindre au moins 100V, tandis que les mesures reportées dans cette partie sont limitées à 40V.

Donc les mesures effectuées dans cette partie ne permettent pas de déterminer une décroissance de la mobilité des porteurs dans le GaN-p en fonction de la tension ou du champ électrique. Il est souhaitable que le générateur de signal puisse envoyer des pulses d'amplitude de l'ordre de 100V et que les contacts métalliques puissent supporter de forts courants sans se dégrader.

Les résultats des mesures d'intensité de courant en fonction de l'orientation des motifs de l'échantillon N1908 sont illustrés dans la figure 4-23.

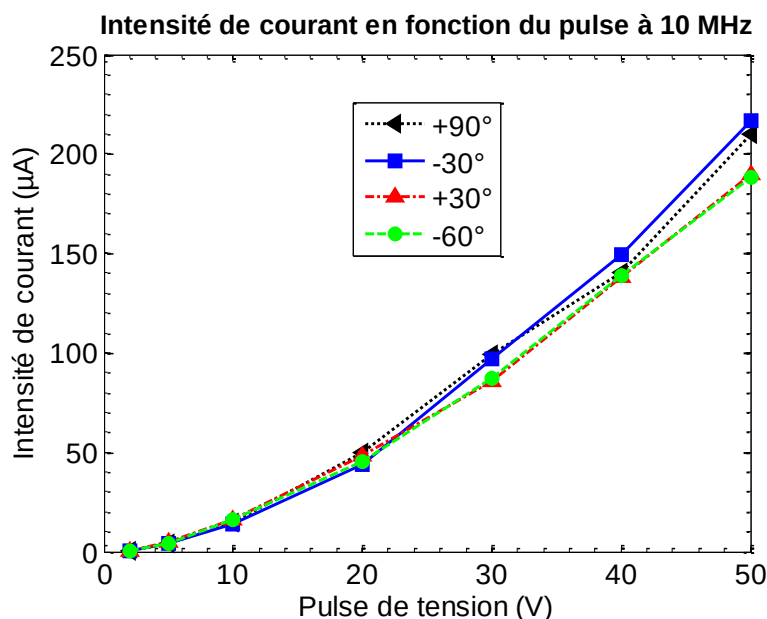


Figure 4-23 : Intensité de courant en fonction de la tension et de l'orientation dans le GaN-p (échantillon N1908).

De même que pour l'échantillon N1911 (voir la figure 4-15), l'intensité de courant dans l'échantillon N1908 augmente avec la tension. L'intensité de courant croît également d'autant plus vite que la tension est importante. Cependant, dans l'état actuel des mesures, il ne peut être envisagé une dépendance de la mobilité des porteurs avec l'orientation de la constriction.

Cette analyse sur échantillon « plan c » devait initialement être complétée par des mesures sur des échantillons « plan m ». Cependant, les mesures présentées ci-avant se heurtant au moins à la difficulté technologique de réaliser des contacts métalliques capable de résister à de tels pulses de tension, il n'a pas été donné de suite à cette étude.

Les résultats de mesure de la mobilité des porteurs dans une couche de GaN-*p* de ce travail de thèse ne manifeste pas le comportement attendu et/ou similaire à ceux de Barker *et al.* pour les électrons.[176]–[178] Avec les conditions de mesure présentées ci-dessus, c'est-à-dire inaccessibilité à des champs électriques supérieurs à $3000V.cm^{-1}$ à cause à la fois de la tenue des contacts métalliques et des limitations en tension des équipements, la diminution de la mobilité des trous à fort champ électrique dans le GaN-*p* n'est pas observée. La constance ou l'augmentation monotone de la mobilité en fonction d'un champ électrique est contradictoire avec les comportements observés et mesurés pour nombres d'autres semiconducteurs, et les résultats de simulation, y compris pour les trous dans GaN.[187]

Par ailleurs, les simulations du chapitre précédent indiquent qu'un champ électrique supérieur à $10^5V.cm^{-1}$ serait présent dans la couche de blocage d'électrons. La figure 4-24 ci-dessous illustre le champ électrique dans une LED simulée dans les conditions du chapitre 3 à $100A.cm^{-2}$. Dans l'EBL, selon les simulations réalisées dans les conditions du chapitre 3, le champ électrique est supérieur à $10^5V.cm^{-1}$. Dans la partie GaN-*p*, le champ électrique est de l'ordre de $10^4V.cm^{-1}$.

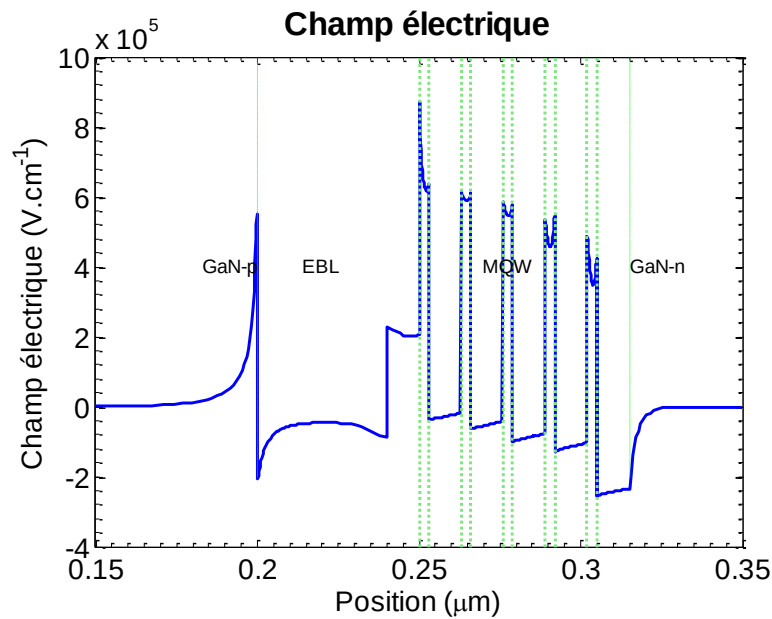


Figure 4-24 : Profil du champ électrique dans une LED dans les conditions de simulation du chapitre 3 et correspondant à une densité de courant de 100 A.cm^{-2} .

Ainsi, à défaut de mesure expérimentale probante, notre hypothèse de départ, consistant à supposer que la mobilité des porteurs dans GaN est une fonction du champ électrique et que cette dépendance joue un rôle à très forte injection dans la LED, reste d'actualité.

La partie suivante sera donc dédiée à la simulation de LED VTF en y intégrant une dépendance de la mobilité en fonction du champ électrique et de la température.

4.4 Simulation ATLAS en introduisant un modèle de mobilité des porteurs dépendant du champ électrique

L'étude expérimentale présentée dans la section précédente, bien que ne répondant pas à son objectif initial, souligne que la mobilité des porteurs est fonction de nombreux paramètres tels que le champ électrique, la température et le dopage.

Les paragraphes suivants décriront quelques modèles existants pour traduire ces dépendances. Ensuite, les simulations du chapitre 3 seront raffinées par l'introduction de l'un de ces modèles.

4.4.1 Modèles de mobilité

4.4.1.1 Modèles de la mobilité en fonction du champ électrique

4.4.1.1.1 Mesures expérimentales

Les rares mesures expérimentales publiées sur GaN ont été détaillées dans la première partie de ce chapitre.

4.4.1.1.2 Les modèles

La variation de la mobilité des électrons dans GaN en fonction d'un champ électrique externe a été simulée par Bhapkar et Shur[181] par la méthode Monte Carlo avec un modèle de structure de bande multivallée (trois vallées). Les simulations montrent que la vitesse des électrons augmente

quasi-linéairement pour un champ électrique faible. Cette vitesse atteint ensuite une valeur maximale, puis décroît à une valeur de saturation à un fort champ électrique, lorsque les électrons sont transférés à des vallées dans la bande de conduction où la masse effective des électrons devient plus élevée. Albrecht *et al.*[191] ont effectué des simulations Monte Carlo et proposé un modèle pour estimer la vitesse maximale des électrons et le champ électrique correspondant dans le GaN (équations (4.34) et (4.35)).

$$v_{peak} \approx \left[3.70 - 0.65 \left(\frac{T}{300} \right) \right] (10^7 \text{ cm.s}^{-1}) \quad (4.34)$$

$$E_{peak} \approx \left[160 + 45 \left(\frac{T}{300} \right) - 10 \left(\frac{T}{300} \right)^2 \right] (kV.cm^{-1}) \quad (4.35)$$

De même, Farahmand *et al.*[180] ont réalisé des simulations Monte Carlo pour modéliser la caractéristique vitesse - champ électrique des électrons dans des matériaux III-nitride (InN, GaN, AlN, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$) et proposé pour la première fois un modèle reliant la mobilité des électrons et un champ électrique externe :

$$\mu = \frac{\mu_0(T, N) + v_{sat} \frac{E^{n_1-1}}{E_C^{n_1}}}{1 + a \left(\frac{E}{E_C} \right)^{n_2} + \left(\frac{E}{E_C} \right)^{n_1}} \quad (4.36)$$

Dans l'équation (4.36) ci-avant, μ_0 est la mobilité des électrons à faible champ électrique, v_{sat} la vitesse de saturation à fort champ électrique, E le champ électrique externe, a , v_{sat} , E_C , n_1 et n_2 sont des paramètres d'ajustement empiriques.

La vitesse de saturation des électrons dans le GaN semble être de l'ordre de 10^7 cm.s^{-1} à $300K$ selon les simulations de Bhapkar et Shur,[181] d'Albrecht *et al.*[191] et de Farahmand *et al.*[180] Suite à ces résultats de simulations, Barker *et al.*[176] et Wraback *et al.*[179] ont mesuré la mobilité des électrons dans du GaN en fonction d'un champ électrique externe : la vitesse des électrons posséderait une **valeur maximale** de l'ordre de $2.5 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ et $1.9 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ pour respectivement des champs électriques d'environ 180 kV.cm^{-1} et 225 kV.cm^{-1} . Après avoir atteint ce maximum, la vitesse des électrons décroît vers une valeur de **saturation**. Barker *et al.*[176] et Wraback *et al.*[179] ne parviennent pas à mesurer cette valeur de **saturation** car les échantillons utilisés ne peuvent supporter des champs électriques aussi intenses.

Basé sur les études théoriques et expérimentales citées ci-dessus, Turin[192] propose également un modèle empirique pour la vitesse des électrons dans le GaN en fonction d'un champ électrique externe (équations de (4.37) à (4.42)). Ce modèle combine le modèle de Caughey-Thomas (établi pour le Si)[173], [188] et le modèle d'électron transféré modifié (MTE – "modified transferred-electron model" en langue anglaise). Dans ce modèle, la vitesse des électrons en fonction du champ électrique est donnée par

$$v(E) = \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} x \right) v_{MTE}(E) + \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} x \right) v_C(E) \quad (4.37)$$

avec $v_C(E)$ la vitesse des électrons en fonction du champ électrique d'après le modèle de Caughey-Thomas

$$v_c(E) = \frac{\mu_{low}E}{\sqrt{\beta_c \left(1 + \left(\frac{\mu_{low}E}{v_{sat}} \right)^{\beta_c} \right)}} \quad (4.38)$$

$v_{MTE}(E)$ la vitesse des électrons en fonction du champ électrique d'après le modèle MTE[192]

$$v_{MTE}(E) = \frac{F(E) + v_{sat} \left(\frac{E}{E_{MT}} \right)^{\beta_T}}{1 + \left(\frac{E}{E_{MT}} \right)^{\beta_T}} \quad (4.39)$$

et x un paramètre d'ajustement empirique.

Dans l'expression (4.39), la fonction $F(E)$ modélise la vitesse des électrons à faibles champs électriques et est calculée par l'expression (4.40) et (4.41).

$$F(E) = \frac{\mu_{low}E}{\left[1 + \left(\frac{\mu_{low}E}{(\mu_{low} - \mu_{high})E_K + \mu_{high}E} \right)^{\beta_K} \right]^{1/\beta_K}} \quad (4.40)$$

$$E_K = \frac{v_{sat}}{\mu_{low}} \times \frac{\mu_{high}}{\mu_{low} - \mu_{high}} \times \left[\left(\frac{\mu_{low}}{\mu_{high}} \right)^{\frac{\beta_c}{1+\beta_c}} - 1 \right]^{\frac{1}{\beta_c}+1} \quad (4.41)$$

En effet, lorsque le champ électrique E est négligeable par rapport à un champ de référence E_{MT} , l'expression (4.39) peut être approchée par $v_{MTE}(E) = F(E)$. L'expression de $F(E)$ ainsi que les valeurs des autres paramètres dans les expressions (4.38) et (4.39) sont présentées dans la référence [192]. La valeur du facteur x dans l'expression (4.37) est empiriquement estimée par le rapport entre la vitesse des électrons à un champ E_{MT} calculée par le modèle MTE (équation (4.39)) et une vitesse de référence choisie arbitrairement.

$$x = \frac{v(E_{EMT})}{v_{ref}} \quad (4.42)$$

La mobilité des électrons est déduite de la relation (4.37) et de la relation $v(E) = \mu(E) \times E$.

Dans le modèle de Turin, μ_{low} est la mobilité des électrons à faible champ électrique, v_{sat} est la vitesse de saturation et est de l'ordre de $10^7 V.cm^{-1}$. Les paramètres μ_{high} , E_{MT} , β_c , β_K et β_T sont des paramètres d'ajustement, leurs valeurs sont détaillées dans le tableau 4-2.

Paramètres	Valeurs
$\mu_{high} (cm^2.V^{-1}.s^{-1})$	100
$E_{MT} (kV.cm^{-1})$	257
β_c	1.7
β_K	4
β_T	5.7

Tableau 4-2 : Les valeurs des paramètres utilisés dans le modèle de Turin[192] pour modéliser la caractéristique $v(E)$ des électrons dans le GaN, calculée par les simulations Monte Carlo de Farahmand *et al.*[180]

Les modèles de Farahmand *et al.*[180] et de Turin[192] impliquent une vitesse des porteurs différentielle dv_n/dE des électrons négatifs. Or cette vitesse des porteurs différentielle négative est

connue pour induire des problèmes de convergence dans les simulateurs, par exemple ATLAS de SILVACO qui implémente le modèle Farahmand *et al.* ou APSYS de Crosslight qui utilise le modèle de Turin.

Après plusieurs tentatives d'introduction du modèle de Farahmand *et al.*[180] se concluant systématiquement par un échec de la convergence, le modèle de Caughey et Thomas[173], bien que non représentatif des électrons dans le GaN, sera utilisé dans nos simulations. En effet, il sera ainsi considéré que la mobilité est constante à faible champ électrique comme ce fut le cas dans le chapitre 3 puis décroissante à fort champ électrique. L'erreur commise devrait donc être principalement observable à faible champ électrique.

4.4.1.2 Mobilité en fonction de la température

4.4.1.2.1 Les mesures expérimentales

La variation de la mobilité des électrons dans du GaN en fonction de la température a été mesurée par Götz *et al.*[42], Ilegems et Montgomery[26] et Look *et al.*[193]. Götz *et al.*[42] ont effectué des mesures d'effet Hall sur cinq échantillons dopés différemment. L'échantillon numéro 1 n'est pas intentionnellement dopé. Son épaisseur est environ $4.5\mu m$. Les échantillons de numéro 2 à 5 sont dopés par du Si avec des concentrations de $2 \times 10^{17} cm^{-3}$ jusqu'à $2 \times 10^{19} cm^{-3}$. Les épaisseurs de ces échantillons varient de 2 à $3\mu m$. Pour les échantillons numérotés de 1 à 4, les résultats des mesures montrent que lorsque la température augmente de $80K$ jusqu'à une température comprise entre $140K$ et $190K$, la mobilité des électrons augmente jusqu'à une valeur maximale μ_{max} , puis décroît quand la température augmente davantage. L'échantillon 5 est fortement dopé et devient dégénéré. La mobilité maximale des électrons dans cet échantillon est mesurée à $300K$.

Echantillon	[Si] (cm^{-3})	μ_{max} ($cm^2.V^{-1}.s^{-1}$)	$T_{\mu_{max}}$ (K)	$\mu(300K)$
1	4×10^{17}	950	150	568
2	2×10^{17}	582	150	370
3	5×10^{17}	764	160	501
4	9×10^{17}	459	190	369
5	2×10^{19}	135	300	135

Tableau 4-3 : Récapitulatif des résultats de mesure de Götz. L'échantillon 1 (non intentionnellement dopé) possède la mobilité maximale et la mobilité à $300K$ les plus élevées.

Selon cette étude, la valeur maximale de la mobilité et la température correspondante dépendent de la concentration des dopants. En général, la mobilité maximale $\mu_{max}(T)$ et la mobilité à la température ambiante ($300K$) des électrons diminuent avec la concentration des dopants. Dans le tableau 4-3, à l'exception de l'échantillon 1 et de l'échantillon 2, de l'échantillon 3 à l'échantillon 5, la concentration de Si (colonne 2) augmente, la mobilité maximale (colonne 3) et la mobilité à $300K$ (colonne 5) des électrons diminuent. De plus, pour tous les échantillons, la température correspondant à la mobilité maximale des électrons (colonne 4) augmente également avec la concentration des donneurs.

Look *et al.*[193] ont également réalisé des mesures d'effet Hall sur des échantillons de $1.2\mu m$ d'épaisseur. Leurs résultats montrent que la mobilité des électrons dans ces échantillons peut atteindre $1121 cm^2.V^{-1}.s^{-1}$ à $140K$ et $593 cm^2.V^{-1}.s^{-1}$ à $300K$. Chin *et al.*[194] ont déterminé par simulation la mobilité des électrons dans le GaN et proposé des valeurs maximales de mobilité de

5000, 2000 et $800 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ pour respectivement des concentrations d'électrons de 10^{16} , 10^{17} et 10^{18} cm^{-3} .

La mobilité des trous dans le GaN est moins étudiée que la mobilité des électrons. Cependant Rubin *et al.*[195] ont mesuré la variation de la mobilité des trous en fonction de la température dans un échantillon GaN non intentionnellement dopé p dont la concentration de trous est de $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ à 250K. De 250K à 350K, la mobilité des trous diminue. La valeur maximale est $400 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à 250K. A 300K, la mobilité des trous mesurée est supérieure à $100 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, c'est-à-dire une valeur d'au moins un ordre de grandeur plus importante que les valeurs couramment mesurées dans des échantillons GaN dopé p . Les mesures de Rubin ne montrent pas l'existence d'une valeur maximale de la mobilité des trous comme observé pour la mobilité des électrons. La référence [42] rapporte que la mobilité des électrons atteint une valeur maximale à une température comprise entre 140K et 190K.[42] Rubin *et al.* ne pouvaient pas mesurer un maximum de mobilité pour les trous dans cette gamme de température car les mesures sont effectuées à plus de 200K.

4.4.1.2.2 Les modèles

Outre le modèle de la mobilité en fonction d'un champ électrique, un modèle de la mobilité en fonction de la température peut être également implémenté dans les simulations. Pour GaN, Farahmand *et al.*[180] ont proposé un modèle basé sur les simulations par la méthode de Monte Carlo, illustré par l'équation (4.43). Ce modèle ne s'applique qu'aux électrons, aucun modèle n'est encore proposé pour les trous.

$$\mu_n = \mu_{min} \left(\frac{T}{300} \right)^{\beta_1} + \frac{(\mu_{max} - \mu_{min}) \left(\frac{T}{300} \right)^{\beta_2}}{1 + \left[\frac{N}{N_{ref} \left(\frac{T}{300} \right)^{\beta_3}} \right]^{\alpha \left(\frac{T}{300} \right)^{\beta_4}}} \quad (4.43)$$

Dans l'expression (4.43), T est la température, N la concentration des dopants, α , β_1 , β_2 , β_3 , β_4 , μ_{min} , μ_{max} et N_{ref} sont les paramètres qui s'obtiennent par comparaison avec les caractérisations expérimentales ou les simulations par la méthode de Monte Carlo. Pour GaN, Farahmand *et al.*[180] ont proposé les valeurs suivantes pour ces paramètres.

α	β_1	β_2	β_3	β_4	μ_{min}	μ_{max}	N_{ref}
0.66	-1.02	-3.84	3.02	0.81	$295 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	$1460.7 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	10^{17} cm^{-3}

Tableau 4-4 : Valeurs des paramètres utilisés dans l'expression (4.43).[180]

D'autres modèles ont également été établis pour la dépendance de la mobilité des électrons à la température dans le GaN. Abdel-Motaleb et Korotkov[74] ont proposé un modèle analytique pour la mobilité des électrons en prenant en compte les contributions des diffusions par les impuretés ionisées, les dislocations, les phonons acoustiques et optiques. La contribution de chaque mécanisme de diffusion à la mobilité des électrons dépend différemment de la température et est résumée dans le tableau 4-5.

Mécanisme de diffusion	Dépendance à la température
Par impuretés ionisées	$\mu_i \propto \frac{T^{\frac{3}{2}}}{\ln[1 + aT^2]}$
Par dislocations	$\mu_{disl} \propto T$
Par des phonons acoustiques	$\mu_{ac} \propto T^{-\frac{3}{2}}$
Par des phonons optiques longitudinaux	$\mu_{op} \propto T^{\frac{1}{2}} \times \left[\exp\left(\frac{b}{kT}\right) - 1 \right]$

Tableau 4-5 : Les dépendances à la température des différents mécanismes contribuant à la mobilité des électrons dans le GaN.[74]

Les constantes a et b du tableau 4-5 ci-avant sont détaillées dans la référence [74]. La mobilité totale des électrons se compose des contributions citées ci-avant selon l'expression (4.44).

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_i} + \frac{1}{\mu_{disl}} + \frac{1}{\mu_{ac}} + \frac{1}{\mu_{op}} \quad (4.44)$$

Il est important de mentionner ici que la simulation de structure semiconductrice est d'autant plus gourmande, en particulier en temps de calcul, que le gap des semiconducteurs est important, et que la température utilisée dans les simulations est faible. En effet, la précision requise pour obtenir une convergence des simulations est une fonction proportionnelle à la largeur de bande interdite du semiconducteur et inversement proportionnelle à la température. Il s'agit donc d'une véritable limitation des simulations numériques qui deviennent coûteuses dans les conditions extrêmes que cette thèse aimerait étudier.

4.4.1.3 Mobilité en fonction du dopage

4.4.1.3.1 Les mesures expérimentales

La dépendance de la mobilité des trous en fonction du dopage à 300K est étudiée par Gaskill *et al.*[27] Les résultats des mesures de Gaskill *et al.* sont résumés par Morkoç.[9] La mobilité des trous est généralement comprise entre 10 et 20 cm².V⁻¹.s⁻¹ et diminue avec le dopage en accepteur. Cependant, selon Morkoç, les conclusions de ces mesures peuvent être biaisées à cause de la présence des impuretés de type n dans les échantillons caractérisés.

4.4.1.3.2 Les modèles

Le modèle développé par Abdel-Motaleb et Korotkov (équation (4.44)) permet de prédire précisément la mobilité des électrons à différents dopages et températures. Cependant, ce modèle est encore plus complexe que le modèle proposé par Farahmand *et al.*[180] (voir l'équation (4.43)).

4.4.2 Description des LED simulées

Les paramètres géométriques et matériaux restent inchangés en comparaison de ceux utilisés dans les simulations détaillées dans le chapitre 3 à l'exception de ceux présentés ci-après.

Quatre LED, nommées LED A à LED D, sont simulées. Les paramètres utilisés pour les électrons et les trous dans le modèle sont listés dans le tableau 4-6. Les mobilités des porteurs sont simulées en fonction du champ électrique en utilisant le modèle de Caughey-Thomas (voir l'équation (4.38)).[173] La mobilité des électrons dans les quatre LED est caractérisée par une vitesse de saturation de 2 ×

$10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$. Les vitesses de saturation des trous sont dans l'ordre décroissant de la LED A à la LED D, comme le montre le tableau 4-6.

Paramètre	Electrons	Trous
β	1	1
Mobilité à faible champ électrique $\mu_0 \text{ (cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$	400	8
Vitesse de saturation $\text{(cm} \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$	2×10^7	Infiniment grande (LED A) 4×10^6 (LED B) 1×10^6 (LED C) 0.4×10^6 (LED D)

Tableau 4-6 : Les paramètres utilisés pour modéliser la variation des mobilités des électrons et des trous en fonction d'un champ électrique externe.

Comme indiqué précédemment, une valeur de la vitesse de saturation des électrons dans le GaN n'est pas encore déterminée expérimentalement. Barker *et al.*[176] et Wraback *et al.*[179] n'ont pu mesurer que des valeurs maximales de la vitesse de $2.5 \times 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ et $1.9 \times 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, respectivement. Les études théoriques de Bhapkar et Shur[181] et de Farahmand *et al.*[180] indiquent des vitesses de saturation d'environ $2 - 2.5 \times 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ et $1.5 - 2 \times 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$. Ces différentes valeurs mesurées peuvent être dues à la différence entre les dopages des échantillons étudiés dans les travaux cités ci-dessus. Ainsi, une valeur moyenne, en l'occurrence $2 \times 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, est choisie pour la vitesse de saturation dans les simulations de cette thèse.

La vitesse de saturation des trous dans le GaN à fort champ électrique n'est pas encore mesurée. Ainsi, pour étudier l'influence de la vitesse de saturation des trous sur les comportements électro-optique d'une LED, quatre valeurs sont choisies (tableau 4-6), en tenant compte de la vitesse de saturation des trous dans d'autres matériaux tels que le Si ($8.1 - 9.6 \times 10^6 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$)[173], [188] ou le GaAs ($2 - 6 \times 10^6 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$).[189], [190] La vitesse de saturation des trous dans la LED A est infiniment grande, correspondant à une mobilité constante indépendante du champ électrique. Les valeurs de la vitesse de saturation des trous dans la LED B ($4 \times 10^6 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$) et la LED C ($1 \times 10^6 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$) sont comparables aux valeurs dans le Si ou le GaAs, tandis que la valeur de la vitesse de saturation des trous dans la LED D ($0.4 \times 10^6 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$) est un ordre de grandeur inférieure.

La variation de la mobilité des trous en fonction de la vitesse de saturation des trous (v_{satp}) et du champ électrique est illustrée en figure 4-25.

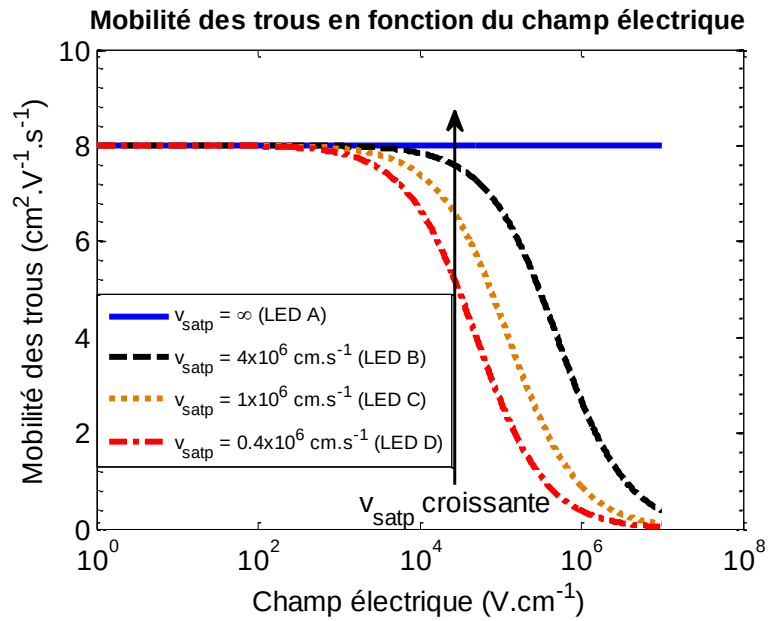


Figure 4-25 : Mobilité des trous en fonction du champ électrique et de la vitesse de saturation des trous (v_{satp}).

4.4.3 Les résultats de simulation en fonction de la vitesse de saturation des trous

4.4.3.1 Caractéristique $J - V$

Les caractéristiques $J - V$ des LED A, B, C et D sont illustrées en figure 4-26. Les caractéristiques $J - V$ se superposent parfaitement à faibles tensions et se différencient faiblement à hautes tensions.

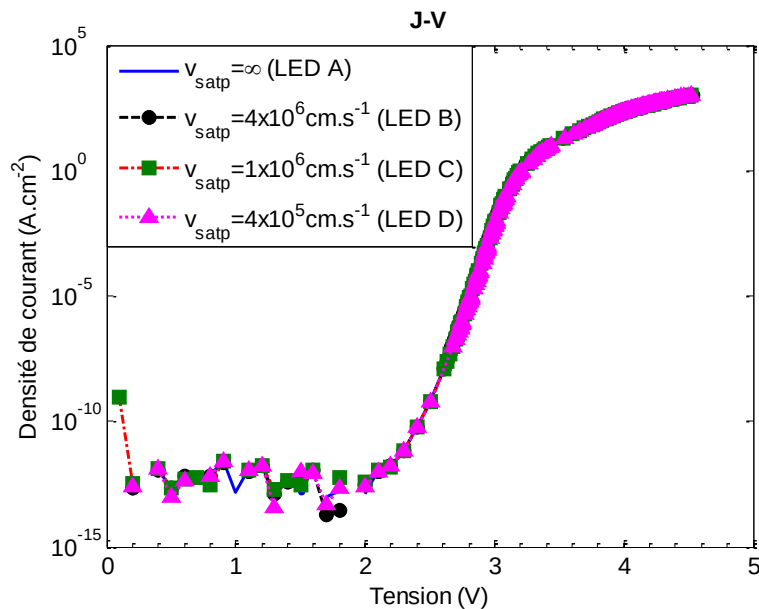


Figure 4-26 : Caractéristique $J - V$ des LED A, B, C et D simulées en fonction de la vitesse de saturation des trous (v_{satp}).

La première conclusion est que dans les conditions de simulation choisies, le modèle de Caughey et Thomas[173] et les valeurs de vitesse de saturation choisies, la simple caractéristique $J - V$ ne permet pas de prévoir l'intérêt de l'introduction d'un modèle de dépendance de la mobilité en fonction du champ électrique. En revanche, l'illustration de la densité de courant en fonction de

$\sqrt{V - V_a}$ (voir la figure 4-27 ci-après) souligne que comme les LED réelles (voir figure 3-13 à la page 92), l'introduction d'un tel modèle pourrait éventuellement expliquer la présence d'un régime, à très forte injection, qui n'est plus fonction de l'exponentielle de $\sqrt{V - V_a}$.

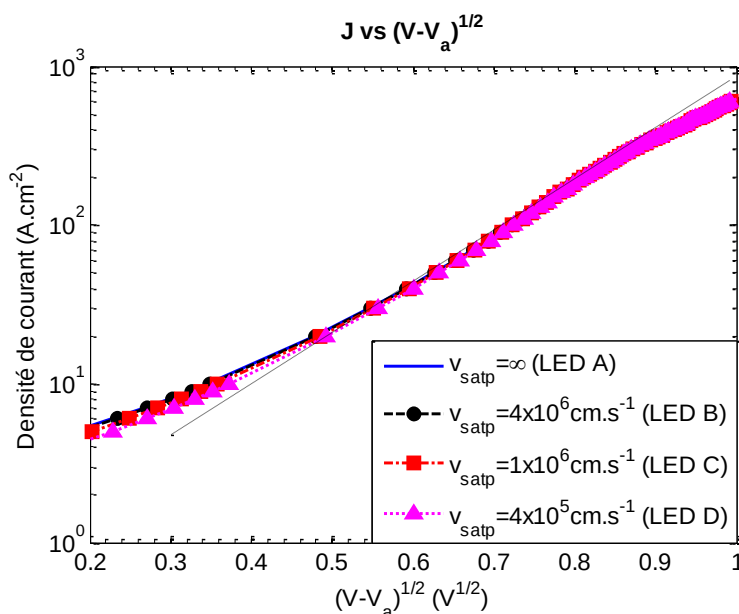


Figure 4-27 : Logarithme de la densité du courant J en fonction de $\sqrt{V - V_a}$ pour les LED A, B, C et D simulées en fonction de la vitesse de saturation des trous en utilisant le modèle de Caughey et Thomas[173]. La ligne pointillée illustre le régime d'une LED simulée dans les conditions du chapitre 3 c'est-à-dire sans variation de la mobilité en fonction du champ électrique.

La superposition des courbes, en particulier à très forte injection, indique que la densité de courant est très faiblement impactée par la vitesse de saturation des trous. La ligne pointillée illustrant le comportement d'une LED simulée dans le régime linéaire dans une représentation semi logarithmique en fonction de $\sqrt{V - V_a}$ souligne que l'introduction d'un modèle de mobilité dépendante du champ électrique infléchit la pente de la caractéristique $J(\sqrt{V - V_a})$ à très forte injection vers une pente plus douce. La première pente est corrélée à la diminution de l'énergie d'activation des accepteurs dans l'EBL (comme observée sur la caractéristique de LED réelle, figure 3-13 à la page 92). La deuxième pente peut s'expliquer par la diminution de la mobilité des porteurs dans les parties dopées p , notamment l'EBL : puisqu'à haute tension, la mobilité des porteurs dans les parties dopées p diminue, la conductivité de ces parties diminue, par conséquent, à une tension donnée, la densité de courant est plus faible que lorsque la mobilité des porteurs ne varie pas (ligne pointillée en figure 4-27).

L'inflexion de la pente à très forte injection suggère également que la densité de courant à très forte injection est massivement électronique, puisque la pente de la caractéristique $J(\sqrt{V - V_a})$ varie très faiblement en fonction de la vitesse de saturation des trous. Ce résultat est compréhensible puisqu'en dépit d'une concentration des accepteurs dix fois supérieure à celle des donneurs, la concentration des trous est inférieure à celle des électrons du fait de l'énergie d'activation des accepteurs plus élevée que celle des donneurs.

4.4.3.2 Caractéristique $L - V$

La caractéristique $L - V$ suit les mêmes tendances que celles de la caractéristique $J - V$. La modulation de la vitesse de saturation des trous induit également une modification de la pente très faible à très forte injection de la densité de courant de recombinaison radiative.

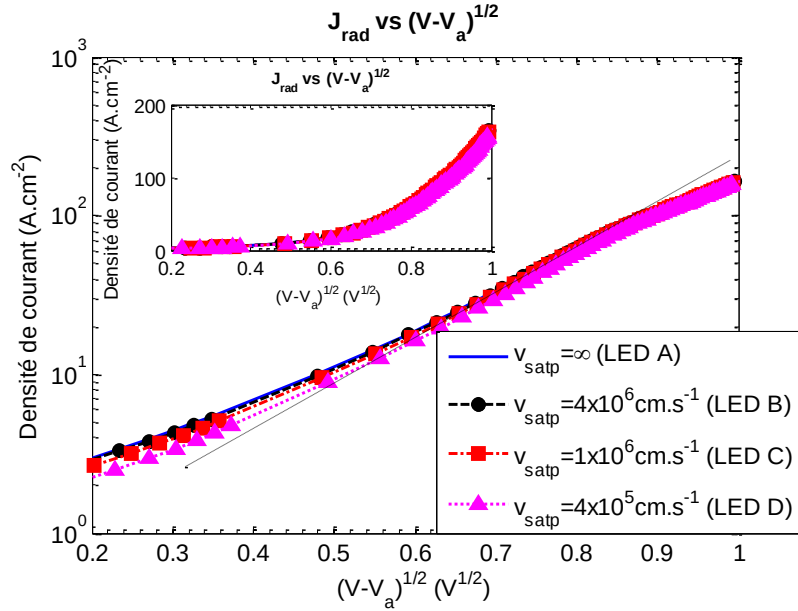


Figure 4-28 : Logarithme de la densité du courant de recombinaison radiative en fonction de $\sqrt{V - V_a}$ pour les LED A, B, C et D simulées en fonction de la vitesse de saturation des trous en utilisant le modèle de Caughey et Thomas[173]. L'encart en haut à gauche illustre les mêmes courbes en représentation linéaire.

4.4.3.3 Caractéristique $IQE - J$

La figure 4-29 ci-après illustre également que l'introduction d'un modèle de dépendance de la mobilité des porteurs en fonction du champ électrique induit des variations significatives sur l'efficacité interne des LED.

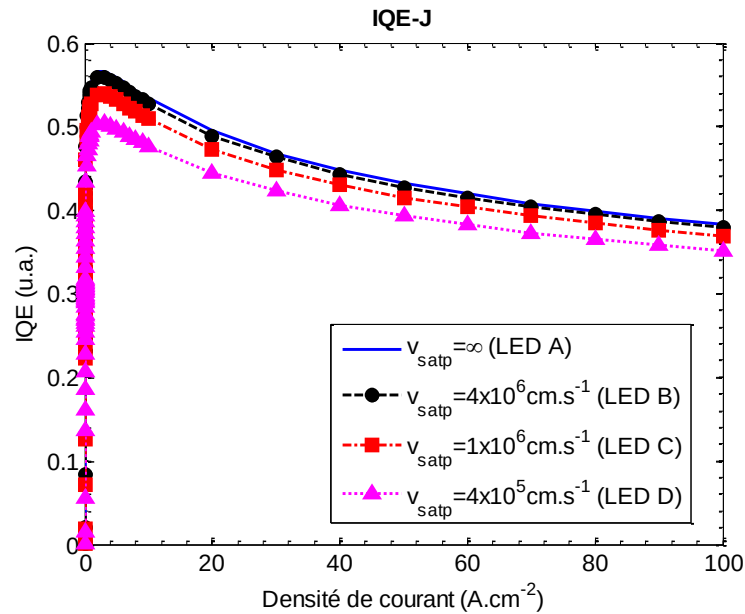


Figure 4-29 : Rendement quantique interne en fonction de la densité de courant des LED A (le modèle générique), B, C et D simulées.

Les courbes de rendement quantique interne (IQE) des quatre LED augmentent de 0 jusqu'à une valeur maximale, que nous nommerons IQE_{max} , d'abscisse J_{max} , puis diminuent. Les valeurs de IQE_{max} sont 0.556 (LED A), 0.549 (LED B), 0.529 (LED C) et 0.493 (LED D). La valeur de J_{max} est $2A.cm^{-2}$ pour toutes les LED. Le rendement quantique interne simulé est d'autant plus important que la vitesse de saturation des trous est élevée. En revanche, J_{max} ne semble pas influencé par la vitesse de saturation des trous.

4.4.3.4 Diagramme de bande

La figure 4-30 illustre les diagrammes de bandes des LED A, B et D simulées à $100A.cm^{-2}$. La variation des énergies des bandes est plus prononcée dans la zone active et en particulier dans la couche de transport de type p que dans la couche de transport de type n . Dans la partie n , les bandes de conduction (respectivement de valence) des LED A, B, C et D sont superposables. Dans la zone active et la couche de transport de type p , les énergies des bandes de conduction et de valence diminuent de la LED A à la LED D.

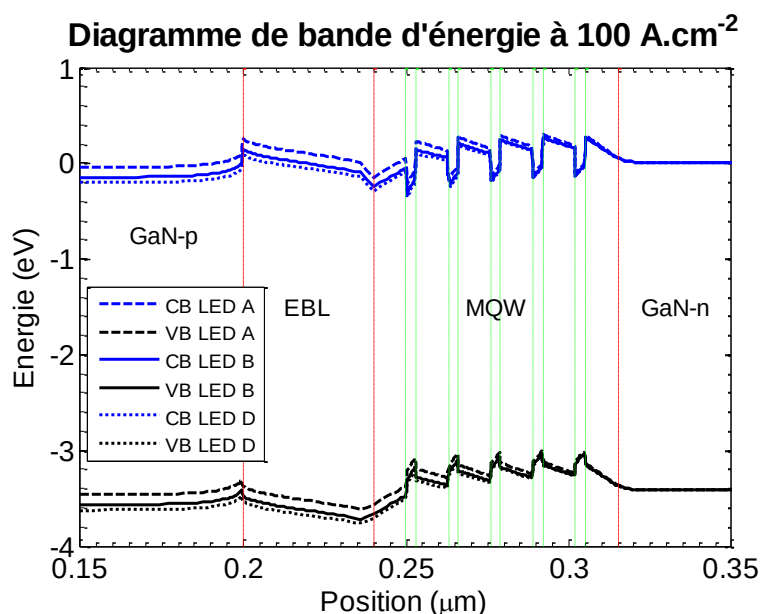


Figure 4-30 : Diagramme de bande d'énergie des LED A, B et D à $100A.cm^{-2}$. Les bandes d'énergie de la LED C ne sont pas tracées pour une meilleure visibilité.

L'abaissement du diagramme de bande dans la partie GaN- p et l'EBL en fonction de la vitesse de saturation des trous est cohérent. Puisque la vitesse de saturation et la mobilité des trous diminuent, la résistivité des parties dopées p augmentent ; donc à une densité de courant donnée, la tension appliquée augmente et les bandes d'énergie dans les parties dopées p sont plus faibles.

En utilisant la même définition que celle utilisée dans la partie 3.3.3 (voir figure 3-45 à la page 120), la figure 4-31 illustre la barrière énergétique s'opposant au transport des électrons de la cathode jusqu'à la partie GaN- p dans les LED A, B, C et D à des densités de courant de $100A.cm^{-2}$, $350A.cm^{-2}$ et $500A.cm^{-2}$. L'énergie de la barrière est d'autant plus faible que la densité de courant est élevée. Par ailleurs, elle chute également lorsque la vitesse de saturation des trous décroît. L'évolution des énergies de barrière est donc similaire à celle exposée dans le chapitre précédent mais amplifiée par l'introduction d'une vitesse de saturation des trous.

La diminution de l'énergie de barrière s'opposant au transport des électrons de la cathode jusqu'à la partie GaN-*p* lorsque la vitesse de saturation des trous diminue est cohérente avec la diminution de l'IQE (voir la figure 4-29) : la diminution de cette énergie de barrière favorise la fuite des électrons de la zone des puits quantiques jusqu'à la partie GaN-*p*.

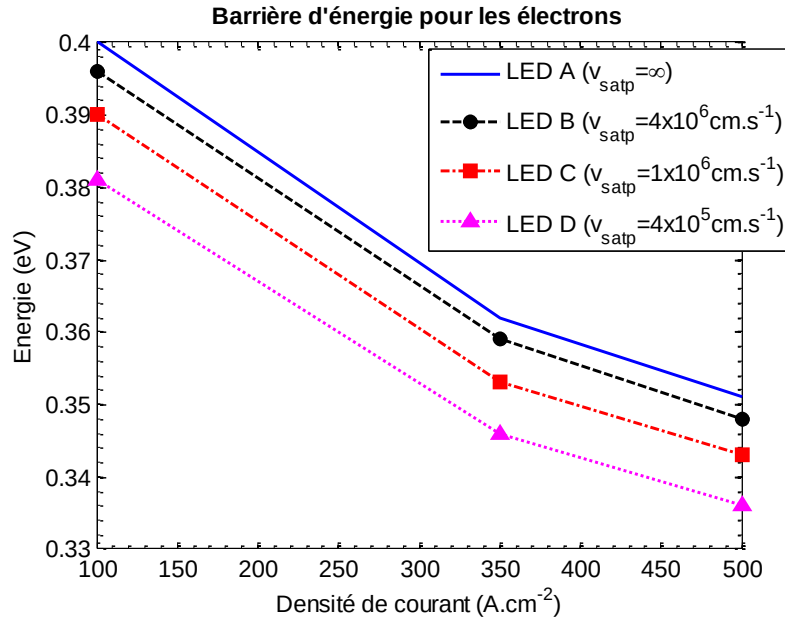


Figure 4-31 : Barrière énergétique s'opposant au transport d'électrons de la cathode jusqu'à la partie GaN-*p* dans les LED A, B, C et D.

4.4.3.5 Discussion

En somme, l'introduction d'un modèle de mobilité dépendante du champ électrique pourrait également expliquer en partie l'inflexion des caractéristiques $J(\sqrt{V - V_a})$ réelles à forte injection par introduction d'un second régime débutant à environ $\sqrt{V - V_a} = 0.8V^{1/2}$.

Si la mobilité des porteurs dans le GaN est effectivement fonction du champ électrique, la densité de courant de recombinaison radiative et le rendement des LED seront impactés négativement mais en fonction de la réelle vitesse de saturation des porteurs. En effet, il apparaît que pour une **vitesse de saturation des trous** de $4 \times 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$ et selon les simulations présentées ci-dessus pour les vitesses supérieures, l'impact reste faible voir négligeable. En revanche, si la vitesse de saturation des trous est de l'ordre de 10^6 cm.s^{-1} , l'impact ne peut plus être négligé.

Il est donc nécessaire d'acquérir plus d'informations et de connaissances quant à la mobilité des porteurs dans GaN pour affiner les simulations.

4.5 Conclusions

Dans cette partie, les résultats primitifs des caractérisations de vitesse des porteurs dans le GaN-*p* en fonction d'un champ électrique externe sont présentés. La méthode de mesure de conductivité est réalisée sur des structures d'échantillon spécifiques. Les pulses de tension sont envoyés avec des modulations d'amplitude et de fréquence. Les mesures sont également effectuées en variant l'angle que forment un échantillon et le méplat du substrat afin de prendre en compte la structure hexagonale du GaN.

Les résultats de mesure de vitesse des porteurs reportés ci-avant ne peuvent pas montrer une possible réduction de la mobilité des porteurs dans le GaN-*p* en fonction d'un champ électrique. Premièrement, des champs électriques suffisamment forts ne sont pas créés à cause des limites de l'expérience (par exemple les dimensions des échantillons, les limites des générateurs de pulse).

Deuxièmement, l'ionisation des accepteurs (par le champ électrique – effet Poole-Frenkel – ou par l'échauffement de l'échantillon) et la déformation des pulses électriques à hautes fréquences peuvent masquer une possible variation de la mobilité des porteurs. Sans prendre en compte ces phénomènes, les valeurs de vitesse de porteurs mesurées augmente d'autant plus vite que le champ électrique est élevé. Une mesure de concentration de porteurs en fonction d'un champ électrique externe est donc nécessaire afin de corriger les valeurs de la vitesse des porteurs. Cette expérience est envisagée mais n'est pas encore réalisée dans le cadre de ce travail de thèse. Les motifs de mesures d'effet Hall sont fabriqués sur le même substrat que les motifs de mesure de vitesse des porteurs pour servir à cette expérience.

Bien que la méthode utilisée est appliquée avec succès pour la mesure de vitesse des électrons dans le GaN-*n*, [177], [178] les propriétés électrique du GaN-*p* rendent la mesure plus difficile. Une étude par la méthode de temps de vol – mentionnée dans la partie 4.1.3 – semblerait plus adaptée car l'échantillon n'est pas alimenté électriquement dans cette méthode et ne risquerait pas de se dégrader. Cependant, puisque cette méthode est très sophistiquée, elle est difficile à mettre en œuvre.

Les simulations incluant une dépendance de la mobilité (par conséquent de la vitesse) des porteurs au champ électrique sont également réalisées dans ce chapitre.

A basse tension, les résultats de simulation sont similaires à ceux présentés dans le chapitre 3 aussi bien pour la densité de courant total que pour la densité de courant de recombinaison radiative, puisqu'il ne faut pas omettre que le modèle n'est pas parfaitement adapté au cas du GaN.

En revanche, à haute tension, l'utilisation du modèle de dépendance des mobilités des électrons et des trous au champ électrique induit l'apparition d'un second régime similairement aux caractéristiques $J(\sqrt{V - V_a})$ de LED réelles (voir la figure 3-13 à la page 92). Le deuxième régime, non présent dans les simulations présentées dans le chapitre précédent, est corrélé à la diminution de la mobilité des électrons en fonction du champ électrique à haute tension. La variation de la vitesse de saturation des trous n'impacte pas ce deuxième régime. La caractéristique de la densité de courant de recombinaison radiative ($J_{radiative}$) en fonction de $\sqrt{V - V_a}$ affiche également un second régime comme la caractéristique $J(\sqrt{V - V_a})$.

Les simulations présentées dans ce chapitre réitèrent l'intérêt d'un modèle de mobilité des porteurs en fonction d'un champ électrique, qui est souvent omise. Une telle dépendance au champ électrique impacte de manière non négligeable les caractéristiques électro-optiques et en particulier accentue la décroissance du rendement d'une LED à forte injection. Cependant, nombre de paramètres nécessaires à ce modèle ne sont pas encore déterminés. Il reste donc important d'étudier les propriétés de transport des porteurs dans le GaN dopé de type *p* afin de raffiner la simulation des LED.

5 Caractérisation par l'électroluminescence pulsée

5.1 DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE	167
5.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	169
5.2.1 Exemple de mesures d'électroluminescence.....	169
5.2.2 La puissance optique.....	173
5.2.3 Le courant électrique	179
5.2.4 Etude de la durée de vie différentielle des porteurs.....	188
5.3 CONCLUSION	198
5.3.1 Résultats	198
5.3.2 Limites des études par électroluminescence pulsée.....	199

5.1 Description de l'expérience

L'électroluminescence pulsée est une méthode de caractérisation fréquentielle qui pourrait fournir des informations concernant l'injection des porteurs de charge dans une LED via une étude de durée de vie moyenne des porteurs. Dans la littérature scientifique, l'utilisation de cette méthode est rapportée pour caractériser des LED organiques (OLED), [196]–[198] des LED à quantum dot, [199] des LED à puits quantiques InGaN/GaN [200] ou des structures de type MOS. [201]

Le schéma du montage de l'expérience est illustré par la figure 5-1. Une LED commerciale, montée sur un support spécifique, est soumise à des pulses de tension fournis par un générateur. Le signal alimentant la LED est mesuré à l'aide d'un oscilloscope et est noté V_1 dans le schéma ci-après. Le flux lumineux émis par la LED est collecté par une photodiode à avalanche (APD) rapide (de fréquence de coupure 50 MHz) placée face à la LED. Le signal lumineux est ainsi converti en un signal électrique, noté V_3 dans le schéma, également mesuré par l'oscilloscope. La LED est branchée en série avec une résistance de 50Ω afin de mesurer l'intensité du courant dans la LED par l'intermédiaire de la tension aux bornes de cette résistance (la tension est notée V_2 dans le schéma). Ainsi, la tension aux bornes de la LED est la différence entre les tensions V_1 et V_2 , c'est-à-dire $V_{LED} = V_1 - V_2$. Les impédances Z_{out} , Z_1 , Z_2 et Z_3 sont respectivement l'impédance de sortie du générateur et les impédances des différentes entrées de l'oscilloscope correspondant aux signaux V_1 , V_2 et V_3 .

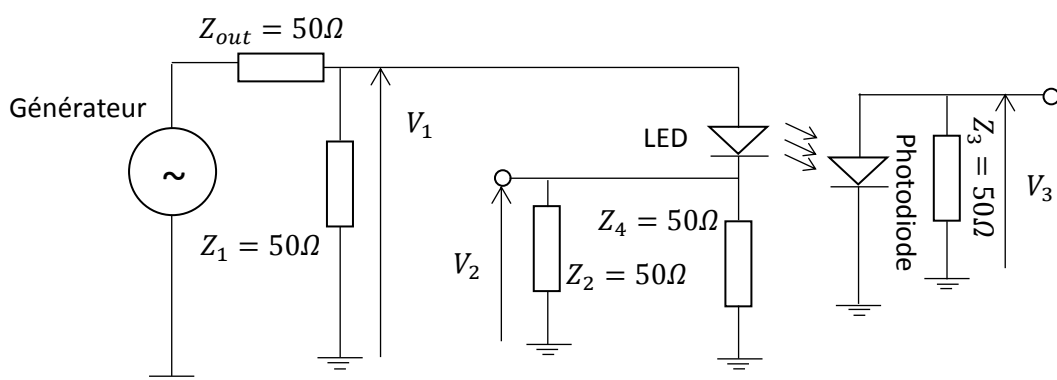


Figure 5-1 : Schéma équivalent du montage de caractérisation par électroluminescence.

La grande difficulté des expériences d'électroluminescence pulsée réside dans l'adaptation d'impédance, en particulier l'impédance Z_{out} du générateur. Cette difficulté peut s'expliquer en simplifiant le schéma équivalent de la figure 5-1. La figure 5-2 illustre le schéma simplifié du montage

illustré en figure 5-1. L'impédance $Z_{circuit}$ est l'impédance équivalente des impédances de la LED, Z_1 , Z_2 et Z_4 .

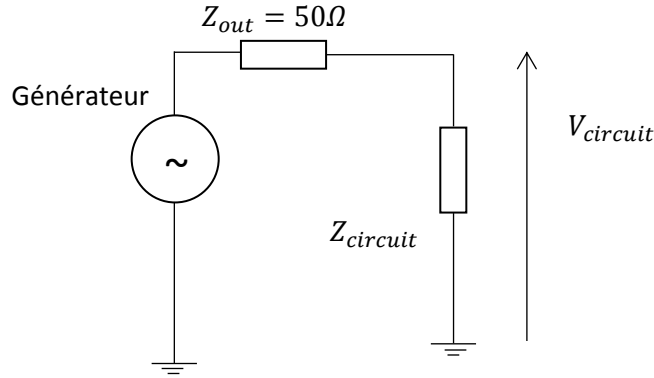


Figure 5-2 : Schéma simplifié de la partie électrique du montage de caractérisation par électroluminescence.

L'impédance $Z_{circuit}$ est liée aux impédances de la LED et aux impédances Z_1 , Z_2 et Z_4 par la relation (5.1) :

$$Z_{circuit} = \frac{Z_1 \left(Z_{LED} + \frac{Z_2 Z_4}{Z_2 + Z_4} \right)}{Z_1 + Z_{LED} + \frac{Z_2 Z_4}{Z_2 + Z_4}} \quad (5.1)$$

L'impédance de sortie (Z_{out}) du générateur forme avec l'impédance du circuit ($Z_{circuit}$) un pont diviseur. Par conséquent, afin de fournir au circuit une tension $V_{circuit}$, le générateur doit en réalité créer une tension $V_{générateur}$ telle que :

$$V_{générateur} = \frac{Z_{out} + Z_{circuit}}{Z_{circuit}} V_{circuit} \quad (5.2)$$

Ainsi, il est donc important de choisir judicieusement l'impédance Z_{out} (en l'occurrence parmi les deux valeurs disponibles sur l'équipement 50Ω et $1M\Omega$) en fonction de l'impédance du circuit $Z_{circuit}$.

Cependant, dans l'expérience décrite dans cette partie, l'impédance du circuit $Z_{circuit}$ dépend de celle de la LED Z_{LED} caractérisée (voir l'expression (5.1)) qui varie en fonction de la tension appliquée. Par conséquent, la tension fournie par le générateur $V_{générateur}$ n'est plus une simple fonction de la tension souhaitée pour le circuit $V_{circuit}$ mais également fonction de $Z_{circuit}$ et crée un problème d'adaptation d'impédance.

Pour mieux comprendre cette problématique, réalisons une application numérique, dans laquelle nous considérons arbitrairement la valeur de $Z_{circuit}$ égale à 50Ω . La valeur de Z_{out} sélectionnée sur le générateur devrait être 50Ω . Dans ces conditions, le générateur délivre une tension deux fois plus élevée que $V_{circuit}$, selon l'expression (5.2). En somme pour que la tension aux bornes du circuit $V_{circuit}$ soit égale à $1V$, le générateur devrait appliquer une tension $V_{générateur}$ égale à $2V$.

Mais, si le circuit contient une LED, comme le cas échéant de notre expérience d'électroluminescence pulsée, l'impédance du circuit est fonction de celle de la LED (voir l'équation

(5.1)), qui, à $1V$, s'avère en régime bloquant c'est-à-dire avec une impédance très élevée de l'ordre du $M\Omega$. En conséquence, le pont diviseur de tension est très déséquilibré ($50\Omega \ll 1M\Omega$) et la tension $V_{générateur}$ est sensiblement égale à $V_{circuit}$. En revanche, lorsque la tension $V_{circuit}$ souhaitée est $3V$, la tension $V_{générateur}$ ne sera pas $6V$. En effet, à $3V$, la LED est dans son régime passant autrement dit avec une impédance très faible inférieure à l'ohm. L'impédance de la LED (et donc du circuit) s'avère largement inférieure à 50Ω (Z_{out}). Par conséquent, selon l'expression (5.2), $V_{circuit}$ sera inférieure à $3V$.

Il serait donc souhaitable que l'impédance Z_{out} du générateur puisse varier en fonction de la tension et soit égale à l'impédance du circuit $Z_{circuit}$. Malheureusement cette impédance « variable » n'est pas disponible pour le modèle de générateur utilisé. Le problème d'adaptation d'impédance limite donc la pertinence d'une étude quantitative des mesures d'électroluminescence pulsée. Ce travail de thèse se limitera par conséquent à une étude qualitative.

5.2 Résultats expérimentaux

Les résultats dans ce chapitre sont présentés pour trois LED commerciales, nommées LED 1, LED 2 et LED 3. L'épaisseur de la zone active des LED étudiées est environ $36nm$ et la surface des LED est environ $900\mu m \times 900\mu m$. Les LED 1, 2 et 3 émettent des lumières de longueur d'onde de $450nm$.

5.2.1 Exemple de mesures d'électroluminescence

Un exemple de résultat de mesure d'électroluminescence pulsée est illustré en figure 5-3. Le courant électrique circulant dans la LED (courbe verte équivalente à V_2 dans le schéma de la figure 5-1), la puissance optique émise par la LED 3 (courbe rouge, V_3) et la tension à la sortie du générateur (courbe bleue, V_1) sont illustrés en fonction du temps. La tension à la sortie du générateur est *a priori* d'une amplitude de $3V$ avec une tension OFF nulle et d'une fréquence de $1MHz$. Le rapport cyclique, c'est-à-dire le rapport entre la durée du pulse et la période du signal, est 50%.

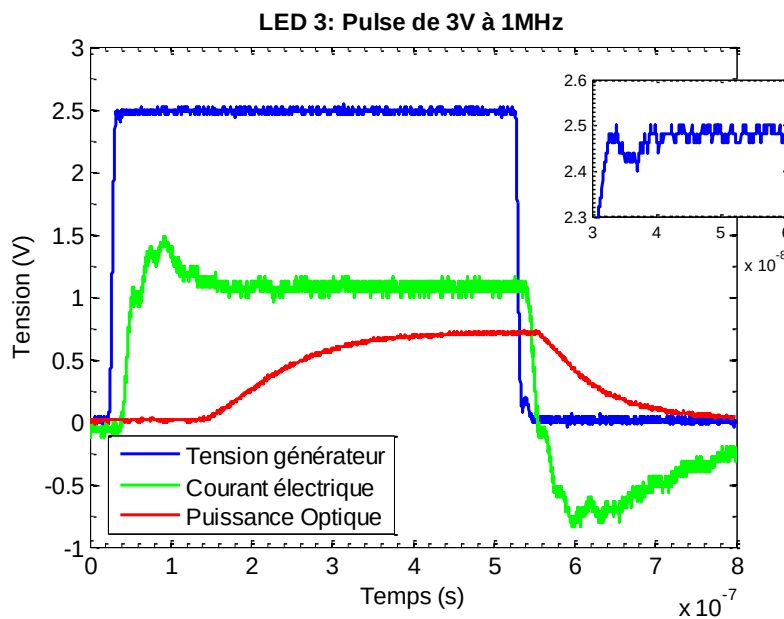


Figure 5-3 : Exemple de réponses électro-optiques de la LED 3 par l'électroluminescence.

Bien qu'une amplitude de $3V$ soit requise à la sortie du générateur, la valeur mesurée par l'oscilloscope est $2.5V$ (courbe en couleur bleue) du fait de la non-adaptation d'impédance

mentionnée ci-avant. Cette dernière se manifeste en particulier sur les fronts de montée et de descente de la tension par des pics locaux de tension (voir encart de la figure 5-3).

La non adaptation d'impédance se manifeste également sur le **front montant** de la mesure du **courant électrique** circulant dans la LED (V_2 , courbe en couleur verte) :

- Lorsque la tension du générateur $V_{générateur}$ (courbe en couleur bleue) augmente de zéro à une valeur correspondante à la tension de diffusion V_{bi} de la LED³⁴, puisque la LED est bloquante, l'impédance de la LED varie très faiblement. Le courant électrique et la tension aux bornes de la LED augmentent en fonction de la tension à la sortie du générateur et atteint une valeur maximale locale.
- Lorsque la tension du générateur $V_{générateur}$ excède une valeur correspondante à la tension de diffusion V_{bi} de la LED, la LED devient passante et l'impédance de la LED diminue drastiquement. Selon le pont diviseur de tension (voir les expressions (5.1) et (5.2)), la tension aux bornes de la LED diminue. Lorsque la tension aux bornes de la LED diminue du fait de la variation de l'impédance de la LED, le courant électrique diminue également, formant alors un pic (de courant), caractérisant la décharge d'une capacité dans un circuit RC.

L'étude du **front montant du courant** (V_2) dans les LED 1, 2 et 3 est présenté dans la partie 5.2.3.1.

L'évolution du **front montant** de la **puissance optique** émise par la LED (V_3) se distingue du comportement du courant électrique de la LED (V_2) par l'absence de pic. La puissance optique augmente monotoniquement jusqu'à une valeur stable puis diminue après l'extinction de la tension. Le front montant de la puissance optique est abordé dans la partie 5.2.2.1.

En figure 5-3, à l'extinction du pulse électrique, le **front descendant** de la **puissance optique** (courbe bleue) diminue exponentiellement à la valeur nulle tandis que le **courant électrique** (courbe verte) diminue à des valeurs négatives avant de se rétablir à zéro. Nous verrons dans les parties 5.2.2.2 et 5.2.3.2 que la décroissance exponentielle de la **puissance optique** et le **courant électrique négatif** correspondent aux **recombinaisons** et **diffusions** jusqu'aux électrodes des porteurs de charge à l'extinction du pulse électrique (voir le chapitre 2.6 de la référence [25]). Les études des concentrations de ces deux groupes de porteurs de charge permettent d'évaluer au moins qualitativement l'évolution de la balance de charge dans la zone des puits quantiques des LED 1, 2 et 3. En effet, une fois injectés dans la zone des puits quantiques, les porteurs de charge peuvent être classés dans trois groupes différents, comme l'illustre le schéma ci-après.

³⁴ Selon les relations (5.1) et (5.2), puisque l'impédance de la LED Z_{LED} varie en fonction de la tension aux bornes de la LED V_{LED} , le rapport entre $V_{générateur}$ et V_{LED} varie en fonction de $V_{générateur}$. Lorsque V_{LED} est égale à V_{bi} , $V_{générateur}$ est égale à environ $2V_{bi}$.

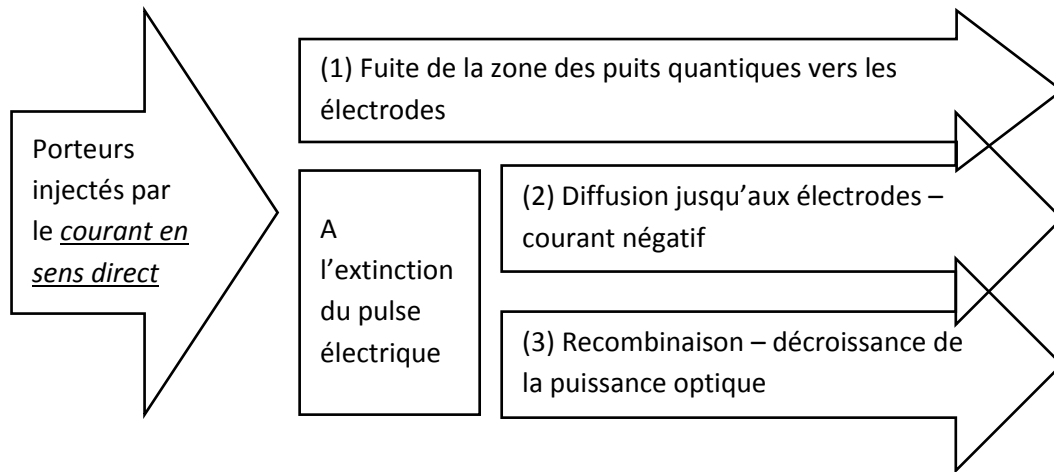


Figure 5-4 : Différentes possibilités pour des porteurs injectés dans la zone des puits quantiques par un courant en sens direct.

La somme des concentrations porteurs (1), (2) et (3) doit être une fonction linéaire de l'intensité du courant en sens direct. Ainsi, en étudiant les variations des proportions des porteurs (2) et (3) en fonction du courant en sens direct, la variation de la proportion des porteurs qui s'évacuent de la zone des puits quantiques vers les zones dopées n et p (1), correspondant à la balance de charge dans les LED, peut être estimée.

En figure 5-3, nous observons également que la tension à la sortie du générateur (V_1), le courant (V_2) et la puissance optique (V_3) sont **décalés temporellement** les uns par rapport aux autres. Les décalages sont arbitrairement définis comme la durée entre les instants où le premier signal (par exemple le courant électrique V_2) et le deuxième signal (par exemple la puissance optique V_3) dépassent un seuil arbitraire, en l'occurrence $0.02V$ pour les signaux V_2 et V_3 , soit de l'ordre de 1% des valeurs maximales de ces signaux. En figure 5-3, le courant électrique de la LED (V_2) est détectable environ $15ns$ après la montée de la tension à la sortie du générateur (V_1) tandis que la puissance optique (V_3) semble croître environ $110ns$ après le courant électrique (V_2).

Les mesures à différentes tensions sur les LED 1, 2 et 3 montrent que le décalage temporel entre la tension à la sortie du générateur (V_1) et le courant électrique de la LED (V_2) ne varie pas en fonction de la tension appliquée et pourrait donc être causé par des décalages systématiques induits par le circuit de mesure. En revanche, le **décalage** entre le courant électrique (V_2) et la **puissance optique** (V_3) varie en fonction de la tension appliquée. La figure 5-5 (page 172) illustre la valeur du décalage en fonction de l'amplitude de tension des pulses dans les LED 1, 2 et 3. Ce décalage temporel, appelé « délai de luminescence » dans la suite, diminue en fonction de la tension appliquée. La décroissance du délai de luminescence prouve qu'il n'est pas causé par un mécanisme systématique.

L'existence d'un décalage temporel non nul entre le courant électrique (V_2) et la puissance optique (V_3) suggère un déséquilibre de la balance entre les porteurs de charge majoritaires et minoritaires dans la LED. La notion de minoritaire et majoritaire mentionnée ci-avant correspond à la proportion de porteurs de chaque type circulant dans l'ensemble de la LED. La détermination des types des porteurs majoritaires et minoritaires peut être intuitée grâce à la différence entre les mobilités des électrons et des trous dans la LED. Dans GaN, les porteurs les plus rapides sont les électrons car la mobilité des électrons est de l'ordre de quelques centaines de $cm^2.V^{-1}.s^{-1}$. [72] Les trous sont les porteurs les plus lents à cause d'une mobilité de l'ordre de quelques $cm^2.V^{-1}.s^{-1}$. [195]

Le décalage temporel entre le courant électrique et la puissance optique illustré en figure 5-3 suggère donc que dans la LED caractérisée, les électrons seraient les porteurs majoritaires tandis que les trous seraient les porteurs minoritaires.

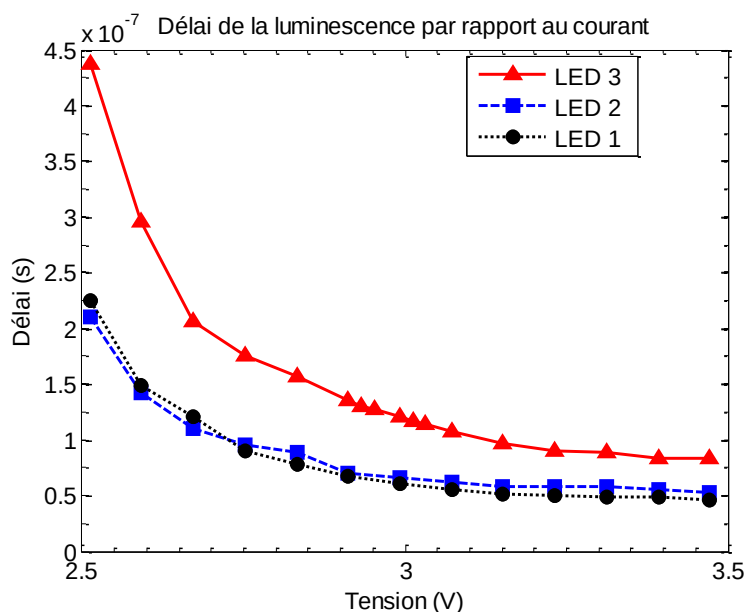


Figure 5-5 : Délai de la luminescence par rapport au courant dans les LED 1, 2 et 3 mesuré à 200kHz.

Supposons que les porteurs de charge majoritaires sont également les porteurs les plus rapides – les électrons – comme il semble que ce soit le cas dans les LED à base de GaN, puisque l'énergie d'activation des accepteurs est élevée[167] et l'EBL crée une barrière supplémentaire à l'injection des trous dans la zone des puits quantiques.[79] Le courant électrique de la LED (V_2) serait majoritairement régi par les électrons alors que la puissance optique (V_3) devrait l'être par les trous. En effet, les recombinaisons radiatives ne peuvent avoir lieu qu'en présence des deux types de porteurs en un même lieu, et la concentration de porteurs minoritaires limite l'émission de photons. Le cas échéant, un décalage temporel entre le courant électrique et la puissance optique d'une LED est attendu : le temps nécessaire aux trous (plus lents) pour atteindre la zone active depuis l'anode est plus long que le temps nécessaire aux électrons (plus rapides) pour atteindre la zone active depuis la cathode bien que l'épaisseur de la couche dopée p des LED à base de GaN soit très fine en comparaison de l'épaisseur de la couche dopée n .

Si, *a contrario*, les porteurs majoritaires s'avéraient moins rapides que les porteurs minoritaires, le courant électrique et la puissance optique de la LED devraient croître simultanément car, dans de telles conditions, lorsque les porteurs majoritaires atteignent la zone active, les porteurs minoritaires seraient déjà présents.

La décroissance du délai de luminescence en fonction de la tension pourrait s'expliquer par l'accélération des trous sous l'action d'un champ électrique dans les parties dopées p de la LED. En effet, la vitesse des porteurs dans un semiconducteur est une fonction du champ électrique régnant dans le semiconducteur et de la mobilité des porteurs dans le semiconducteur selon la relation simple ci-après :

$$v = \mu E \quad (5.3)$$

L'existence d'un champ électrique dans les parties dopées p de la LED est d'autant plus plausible que les parties dopées p de la LED affichent les plus faibles conductivités. Par ailleurs, ce champ électrique, selon les simulations détaillées dans le chapitre 3, augmente particulièrement lorsque la tension appliquée à la LED excède la tension de diffusion V_{bi} de la LED. De plus, la mobilité des porteurs est également une fonction du champ électrique. Ainsi, pour des tensions correspondant au régime passant de la LED, la vitesse des trous est accrue par l'augmentation du champ électrique. Par conséquent, le temps nécessaire pour que les trous atteignent la zone active et se recombinent est réduit.

La décroissance du délai de luminescence pourrait également fournir des informations concernant la **durée de vie** et les mécanismes d'injection et de recombinaison des porteurs de charge dans la LED. L'étude de la durée de vie est présentée dans la partie 5.2.4.

5.2.2 La puissance optique

Cette partie présente une analyse du front montant et du front descendant de la puissance optique à l'extinction du pulse électrique des LED étudiées.

La figure 5-6 illustre la puissance optique de la LED 3 en fonction du temps à différentes amplitudes de pulse électrique à une fréquence de 200kHz . L'amplitude de la puissance optique augmente en fonction de l'amplitude du pulse électrique.

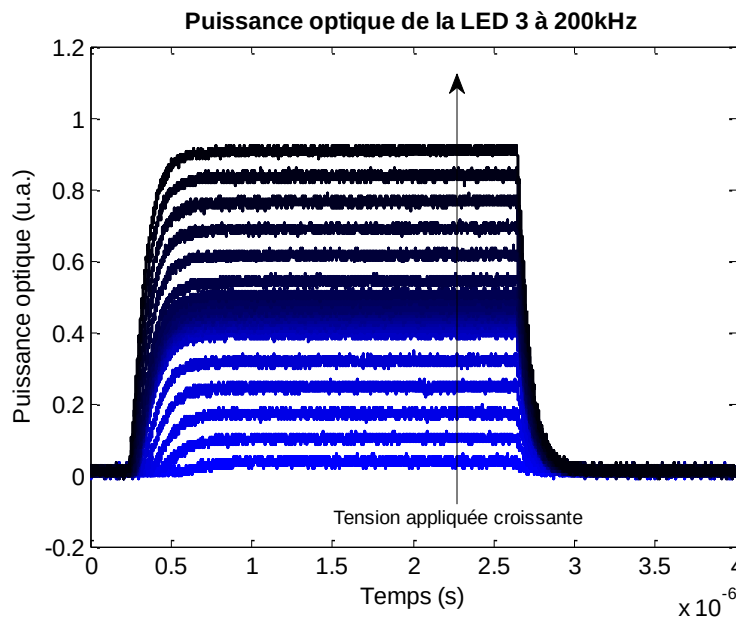


Figure 5-6 : Puissance optique de la LED 3 à 200kHz pour différentes tensions appliquées.

5.2.2.1 Le front montant

Il est à noter que le front montant de la puissance optique a la forme des réponses caractéristiques d'un circuit RC à des pulses de tension et peut être modélisée par l'expression (5.4).

$$L = L_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{mo}}\right) \right] \quad (5.4)$$

Dans l'équation (5.4), L est la puissance optique (le flux lumineux), L_0 la valeur maximale de la puissance optique et $\tau_{mo} = RC$ une constante de temps de **montée** de la puissance **optique**. La constante de temps τ_{mo} est calculée selon les expressions (5.5) et (5.6).

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{L}{L_0} \right) = \frac{1}{\tau_{mo}} \exp \left(-\frac{t}{\tau_{RC}} \right) \quad (5.5)$$

$$\tau_{mo} = - \frac{1}{\frac{d \left[\ln \left(1 - \frac{L}{L_0} \right) \right]}{dt}} \quad (5.6)$$

La figure 5-7 illustre la constante de temps τ_{mo} de la LED 3 (cercle bleu) en fonction de la tension appliquée. La constante de temps τ_{mo} diminue d'environ $6 \times 10^{-7} s$ à environ $1 \times 10^{-7} s$ lorsque la tension appliquée augmente de $2.5V$ à $3.5V$. Il est à noter que la constante de temps τ_{mo} est comparable au délai de luminescence (triangle noir ; les délais de luminescence de la LED 3 sont illustrés en fonction de la tension en figure 5-5).

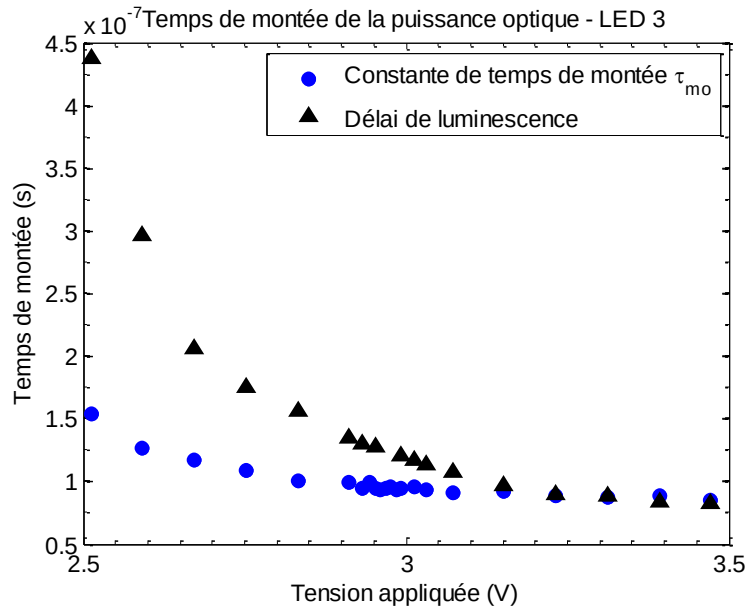


Figure 5-7 : Temps de montée de la puissance optique de la LED 3 à 200kHz.

La constante de temps de montée de la puissance optique dans les LED 1 et 2 (non illustrée) suit la même tendance que celle de la constante dans la LED 3.

Puisque la puissance optique est régie par le courant des porteurs minoritaires, en l'occurrence les trous, le courant de trous peut également être modélisé par le schéma équivalent composé d'une résistance R et d'un capacitance C . Ainsi, selon les résultats illustrés en figure 5-7, la constante $\tau_{mo} = RC$, la résistance R et/ou la capacité C du courant de trous décroissent avec la tension appliquée à la LED. La décroissance de la capacité C en fonction de la tension appliquée n'est pas possible car la largeur de la zone de charge d'espace diminue en fonction de la tension. Selon le modèle simple d'une capacité $C = \epsilon A/d$, A et d étant la surface et la distance entre deux plaques parallèles, la capacité C doit augmenter lorsque la distance d diminue. Quant à la résistance R , à partir des relations $R = \rho l/S = l/\sigma S$ et $\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p)$, la décroissance de cette résistance R peut être corrélée à :

- Une augmentation des concentrations des porteurs n et p et/ou
- Une augmentation des mobilités des porteurs μ_n et μ_p .

Aucune augmentation de la mobilité des porteurs en fonction de la tension appliquée n'est encore rapportée dans la littérature scientifique et, par conséquent, cette hypothèse peut être raisonnablement exclue de la liste des causes possibles de la décroissance de la résistance R .

Etudions si une augmentation des concentrations des porteurs est possible. A des tensions appliquées dans cette étude (supérieures à la tension de diffusion V_{bi} de la LED 3), l'intensité du courant dans la LED 3 est supérieure à 10mA et la LED 3 est dans le régime de forte injection. La figure 5-8 illustre la caractéristique $I(\sqrt{V - V_{bi}})$ de la LED 3. L'intensité du courant I est une fonction exponentielle de $\sqrt{V - V_{bi}}$, en particulier lorsque l'intensité du courant I est supérieure à 20mA .

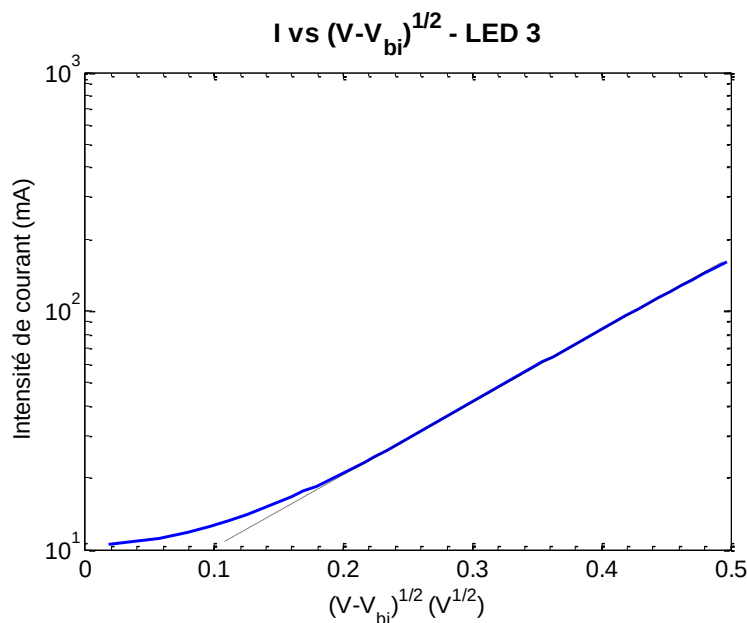


Figure 5-8 : Caractéristique $I(\sqrt{V - V_{bi}})$ de la LED 3.

Comme le suggèrent les simulations présentées dans le chapitre 3, dans une LED, le champ électrique causé par la tension appliquée est plus élevé dans la partie GaN- p que dans les autres parties. Sous l'effet du champ électrique dans la partie GaN- p , l'énergie d'activation des accepteurs diminue (l'effet Poole-Frenkel) et la concentration des trous p augmente. Comme la résistance R est inversement proportionnelle à la concentration des trous p , la résistance R et la constante de temps τ_{mo} seraient des fonctions exponentielles de $\sqrt{V - V_{bi}}$.

La figure 5-9 (page 176) illustre les constantes de temps τ_{mo} des LED 1, 2 et 3 en fonction de $\sqrt{V - V_{bi}}$ en échelle logarithmique. Les constantes τ_{mo} diminuent quasi-exponentiellement en fonction de $\sqrt{V - V_{bi}}$, en particulier les constantes τ_{mo} des LED 2 et 3.

Ainsi, les décroissances de la résistance R et de la constante de temps τ_{mo} (voir la figure 5-7) peuvent s'expliquer par les augmentations du champ électrique et de la concentration des trous dans la partie GaN- p en fonction de la tension appliquée.

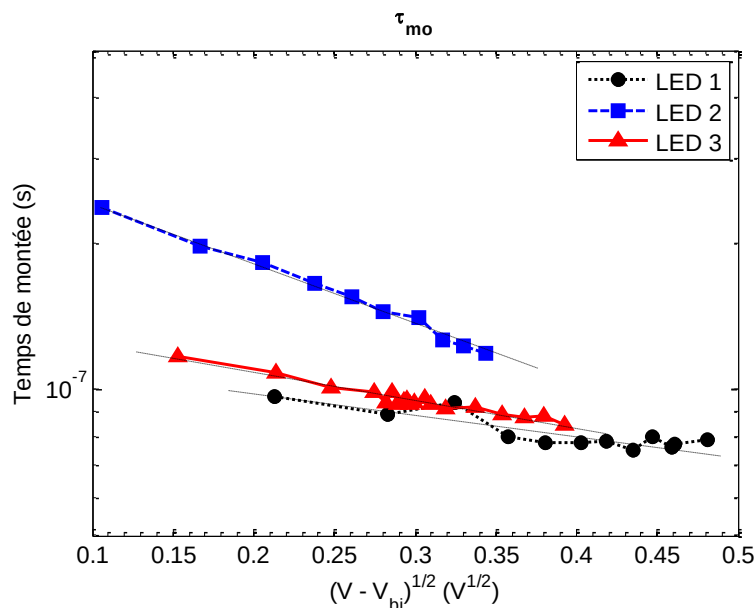


Figure 5-9 : Constante de temps τ_{mo} des LED 1, 2 et 3 en fonction de $\sqrt{V - V_{bi}}$.

5.2.2.2 Le front descendant

A l'extinction du pulse électrique, une partie des porteurs hors équilibre continuent à se recombiner radiativement. La concentration des porteurs hors équilibre qui continuent à se recombiner radiativement et la puissance optique diminuent exponentiellement en fonction du temps de leurs valeurs maximales à zéro à cause de :

- La consommation des porteurs hors équilibre par les recombinaisons,
- La diffusion des porteurs hors équilibre jusqu'aux électrodes, créant le courant négatif (ce courant négatif est présenté dans la partie 5.2.3.2).

Ainsi, la constante de temps caractérisant la diminution de la puissance optique peut être corrélée à une combinaison de la durée de vie de recombinaison des porteurs hors équilibre et la durée caractéristique de la diminution du courant négatif à la valeur nulle. L'intégrale du front descendant de la puissance optique est lié à la concentration des porteurs hors équilibre correspondant à un courant (un pulse de tension) en sens direct. La constante de temps et l'intégrale du front descendant de la puissance optique sont étudiés dans cette partie.

5.2.2.2.1 La constante de temps

Comme la constante de temps de montée de la puissance optique τ_{mo} , la constante de temps de décroissance de la puissance optique τ_{do} est calculée par les modèles (5.4)-(5.6). La figure 5-10 illustre les constantes τ_{do} des LED 1 et 2 (à droite) et de la LED 3 (à gauche) en fonction de la tension appliquée. Les délais de luminescence correspondants sont également illustrés. Les constantes τ_{do} des LED 1 et 2 augmentent vers des valeurs de saturation d'environ $4 \times 10^{-8}s$ tandis que la constante τ_{do} de la LED 3 diminue à des valeurs de saturation d'environ $7 \times 10^{-8}s$ en fonction de la tension. Les valeurs de la constante de temps τ_{do} sont comparables aux délais de luminescence et aux constantes de temps de montée τ_{mo} (non illustrées) correspondants.

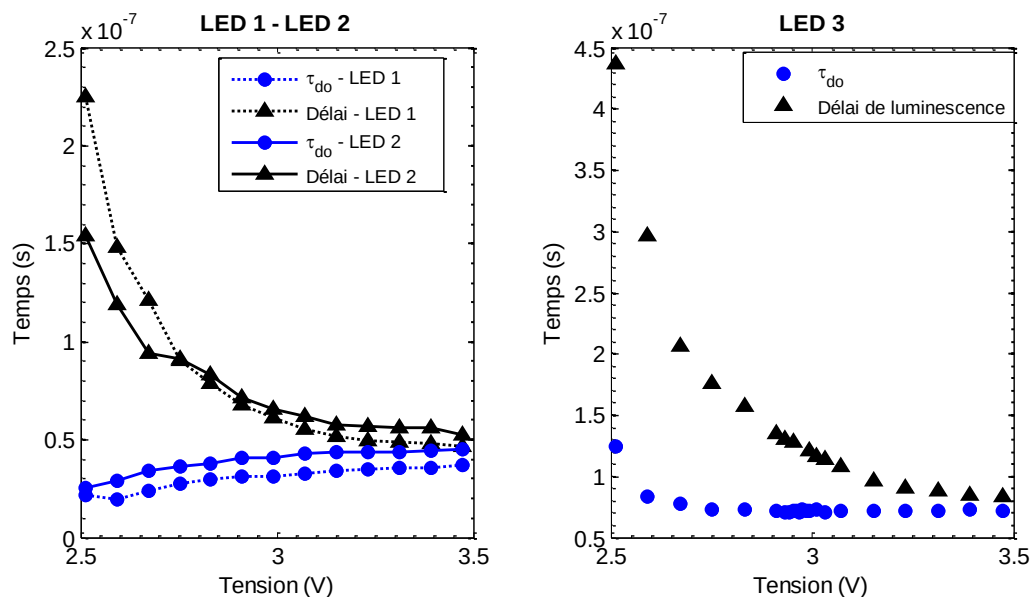


Figure 5-10 : Temps de descente de la puissance optique et délai de luminescence des LED 1 et 2 (à gauche) et de la LED 3 (à droite), à 200kHz.

Comme mentionné précédemment, la constante de temps du front descendant de la puissance optique τ_{do} est une combinaison d'une constante de temps de recombinaison $\tau_{recombinaison}$ des porteurs à l'extinction du pulse électrique et une constante de temps de la diminution du courant négatif τ_{de} . Ainsi, la différence entre les tendances des constantes τ_{do} des LED 1 et 2 et celle de la constante τ_{do} de la LED 3 illustrée en figure 5-10 peut s'expliquer par les tendances des constantes $\tau_{recombinaison}$ et τ_{de} . L'étude des constantes de recombinaison et de la diminution du courant négatif est présentée dans la partie 5.2.3.2.

5.2.2.2.2 L'intégrale du front descendant

L'intégrale du front descendant de la puissance optique à l'extinction du pulse électrique est proportionnelle au nombre de photons émis par la LED, et par conséquent au taux de recombinaison radiative dans la zone des puits quantiques. Puisque le détecteur APD utilisé dans les mesures d'électroluminescence présentées ne capte qu'une partie de la puissance optique des LED, les résultats ci-après sont illustrés en unité arbitraire.

La figure 5-11 (page 178) illustre le taux de recombinaison radiative à l'extinction du pulse électrique dans les LED 1, 2 et 3 en fonction du courant en sens direct correspondant. Les taux de recombinaison augmentent en fonction du courant. Le taux de recombinaison radiative dans la LED 3 est le plus élevé et le taux de recombinaison radiative dans la LED 1 est le plus faible.

Selon le modèle simple ABC reliant la densité de courant J et les concentrations des porteurs n :

$$J = qd(An + Bn^2 + Cn^3) \quad (5.7)$$

Dans l'expression (5.7), A , B et C sont les coefficients des recombinaisons SRH, radiative et Auger. Le taux de recombinaison radiative est modélisé par la relation $R_{radiative} = Bn^2$. Ainsi, à partir des résultats présentés la figure 5-11, les concentrations des porteurs se recombinant radiativement dans les LED à l'extinction du pulse électrique peuvent être calculées à un facteur de proportionnalité

près. La figure 5-12 illustre la concentration des porteurs se recombinant à l'extinction du pulse électrique en fonction du *courant en sens direct* correspondant dans les LED 1, 2 et 3. La concentration des porteurs augmentent sous-linéairement en fonction du courant.

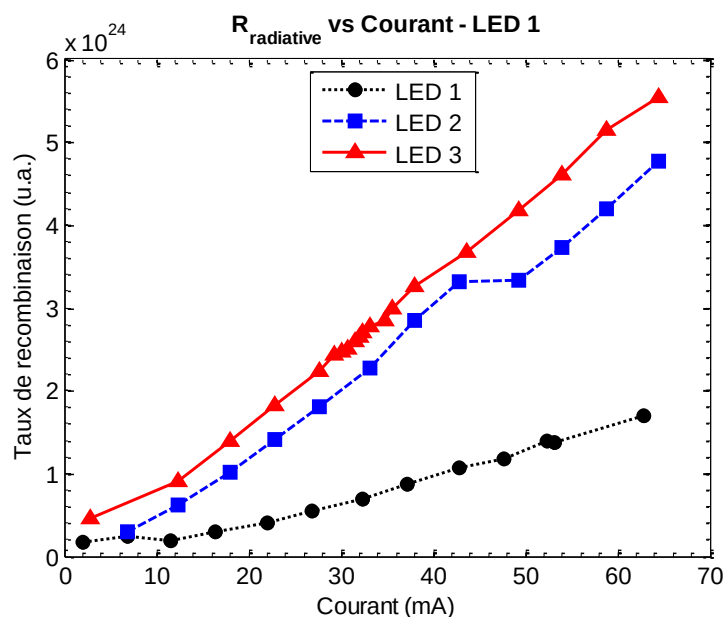


Figure 5-11 : Taux de recombinaison radiative à l'extinction du pulse de tension dans les LED 1, 2 et 3 en unité arbitraire.

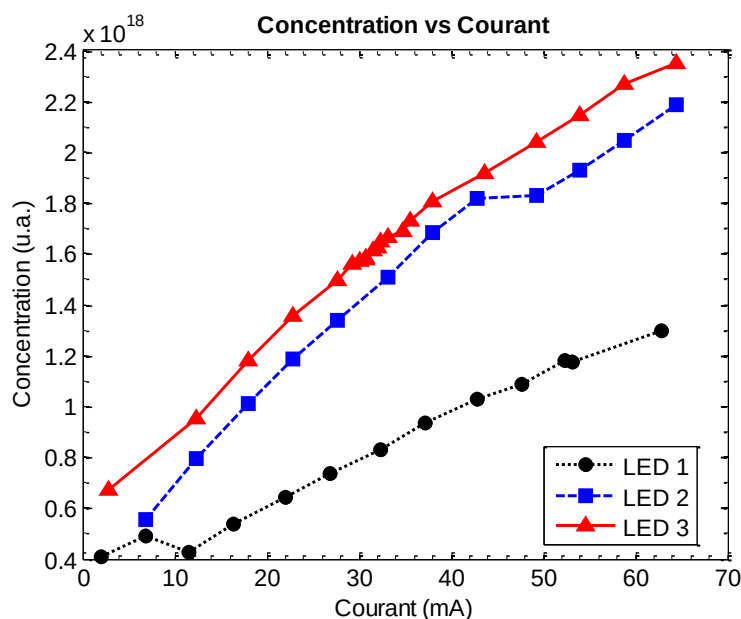


Figure 5-12 : Concentration des porteurs se recombinant dans les LED 1, 2 et 3 à l'extinction du pulse électrique.

A première vue, la relation sous-linéaire entre la concentration *des porteurs qui se recombinent après l'extinction du pulse électrique* et le *courant en sens direct* dans les LED suggère que l'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques est moins efficace lorsque le courant augmente. Cependant, les porteurs qui se recombinent à l'extinction du pulse électrique ne constituent qu'une partie des porteurs de charge injectés dans la zone des puits quantiques (voir la figure 5-4). Il est également possible que l'efficacité de l'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques soit indépendante du courant en sens direct mais la proportion des *porteurs qui ne se*

recombinent pas augmente, d'où la décroissance de la proportion des porteurs qui se recombinent. A l'extinction du pulse électrique, les porteurs ne se recombinaient pas diffusent vers les électrodes, créant le courant négatif.

Ainsi, afin de vérifier l'hypothèse de la diminution de l'efficacité de l'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques en fonction du courant, la partie suivante aborde la décroissance du courant négatif à l'extinction du pulse électrique.

5.2.3 Le courant électrique

5.2.3.1 Courant direct

La figure 5-13 illustre le front montant du courant électrique dans la LED 3 à différentes amplitudes de pulse de tension à 200kHz. Sous l'influence d'un pulse électrique, le courant augmente jusqu'à une valeur maximale (régime transitoire) puis diminue à une valeur du régime statique, créant un pic de courant. Les amplitudes du pic du front montant (régime transitoire) et du régime statique augmentent en fonction de la tension appliquée.

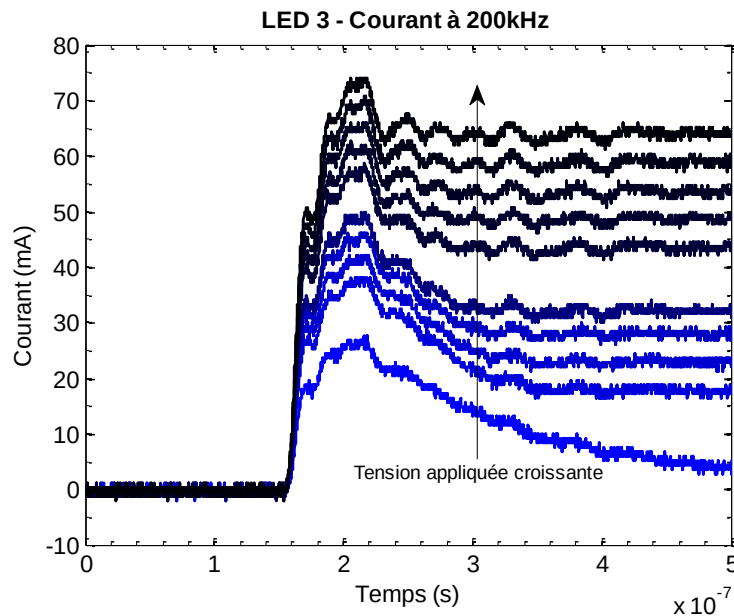


Figure 5-13 : Front montant du courant électrique dans la LED 3 à différentes tensions et à 200kHz.

La diminution du courant électrique de la valeur maximale du pic à la valeur du régime statique est caractérisée par une constante de temps τ_{pic} . Les constantes de temps τ_{pic} dans les LED 1, 2 et 3 sont illustrées en figure 5-14 (page 180) en fonction de la tension appliquée. Comme les constantes de temps du front montant de la puissance optique τ_{mo} (voir la figure 5-7), les constantes τ_{pic} des courants électriques dans les LED 1, 2 et 3 diminuent en fonction de la tension appliquée.

En modélisant les LED caractérisées par un modèle RC, la décroissance de la constante de temps τ_{pic} du courant électrique en fonction de la tension appliquée peut s'expliquer de manière similaire à la décroissance de la constante de temps du front montant de la puissance optique τ_{mo} : lorsque la tension appliquée et le champ électrique dans les parties dopées p augmentent, la concentration des porteurs augmente (effet Poole-Frenkel), par conséquent la résistance R et la constante de temps τ_{pic} diminuent (voir la partie 5.2.2.1).

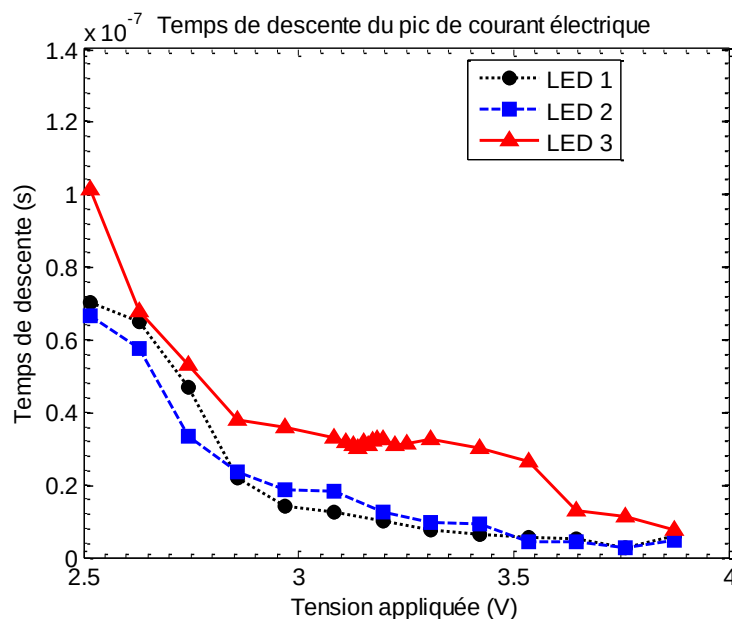


Figure 5-14 : Constante de temps de descente du pic de courant dans les LED 1, 2 et 3.

5.2.3.2 Courant en inverse – décharge de la capacité de la LED

Comme l'illustre la figure 5-3 ci-avant, au front descendant de tension, l'intensité du courant dans la LED diminue jusqu'à des valeurs négatives avant de se rétablir à zéro. Sous l'influence d'une tension positive, un courant direct circule et injecte des porteurs hors équilibre dans la LED. A l'extinction du pulse de tension, les électrons et les trous hors équilibre se déplacent, dans la direction opposée à celle de l'injection, vers la cathode et l'anode, respectivement, créant le courant inverse (chapitre 2.6 de la référence [25]). En étudiant le courant inverse, la concentration des porteurs injectés dans la LED sous l'influence du courant direct correspondant et qui ne se recombinent pas pourrait être approximativement déduite.

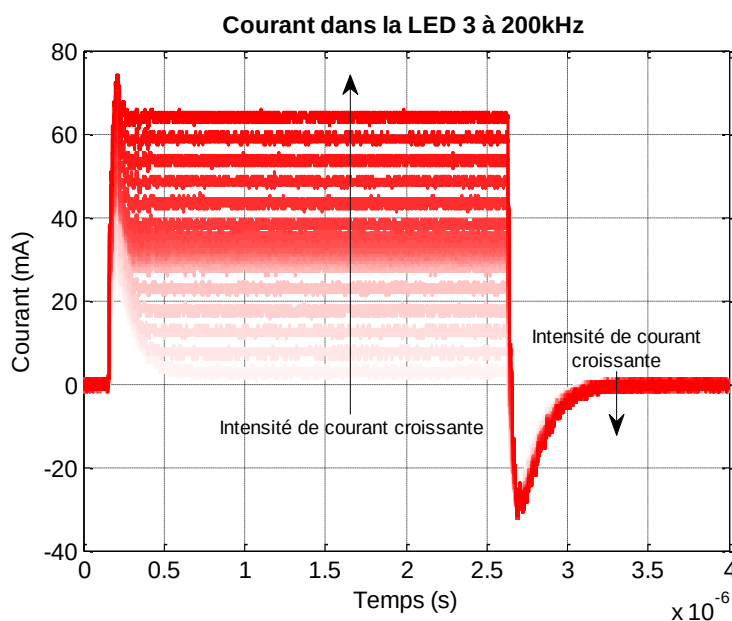


Figure 5-15 : Courant dans la LED 3 pour différentes intensités de courant en sens direct à 200kHz.

La figure 5-15 (page 180) illustre le chronogramme de l'intensité du courant traversant la LED 3 pour différentes amplitudes de tension de pulse d'excitation à une fréquence de 200kHz . L'amplitude du pic de courant négatif augmente faiblement en fonction de l'intensité du courant positif, donc en fonction de l'amplitude de tension de pulse d'excitation.

La figure 5-16 ci-après illustre les chronogrammes de l'intensité du courant traversant la LED 3 lorsqu'elle est soumise à des pulses de tension d'amplitude 2.7V à différentes fréquences, 500kHz , 1MHz et 1.5MHz respectivement. Dans un souci d'aide à la lecture, les chronogrammes sont décalés afin que les pics de courant négatifs se superposent. Ainsi, il est possible de constater que l'intensité du pic de courant négatif est indépendante de la fréquence d'excitation de la LED 3.

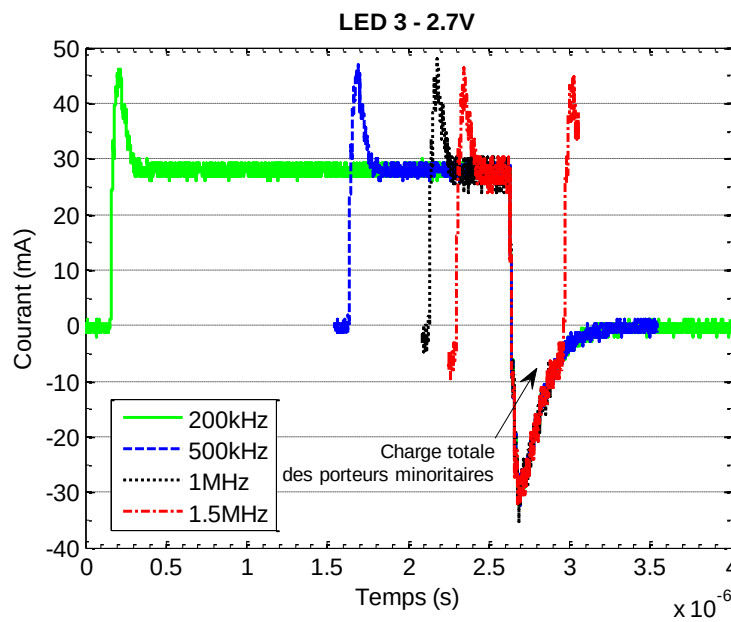


Figure 5-16 : Courant dans la LED 3 en fonction de la fréquence pour une tension de 2.7V aux bornes de la LED.

5.2.3.2.1 La constante de temps

La décroissance du courant électrique négatif à la valeur nulle est caractérisée par une constante de temps τ_{de} indépendante de la fréquence (voir la figure 5-16). La constante de temps τ_{de} peut être calculée en utilisant les modèles (5.4)-(5.6). La figure 5-17 (page 182) illustre la constante de temps de décroissance du courant négatif τ_{de} en fonction de la tension en sens direct des LED 1, 2 et 3. La constante de temps τ_{de} augmente en fonction de la tension. La constante τ_{de} de la LED 3 est la plus élevée tandis que la constante τ_{de} de la LED 1 est la plus faible.

L'augmentation de la constante de temps τ_{de} en fonction de la tension s'explique par l'équation (2-130) du chapitre 2.6 de la référence [25] établie pour une jonction p-n. Selon ce modèle, la constante de temps τ_{de} est une fonction affine et croissante du rapport I_d/I_i , I_d étant l'intensité du courant en sens direct au régime statique et I_i étant l'intensité maximale du courant négatif. L'accord entre la constante τ_{de} et le modèle (2-130) du chapitre 2.6 de la référence [25] est illustré en figure 5-18. La figure 5-18-a (page 182) illustre les rapports I_d/I_i dans les LED 1, 2 et 3 en fonction de la tension appliquée. Les rapports I_d/I_i dans les trois LED sont quasiment égaux et augmentent en fonction de la tension. La figure 5-18-b (page 182) illustre les constantes de temps de décroissance τ_{de} du courant négatif en fonction du rapport I_d/I_i dans les trois LED. En fonction du rapport I_d/I_i , les constantes de temps τ_{de} augmentent linéairement.

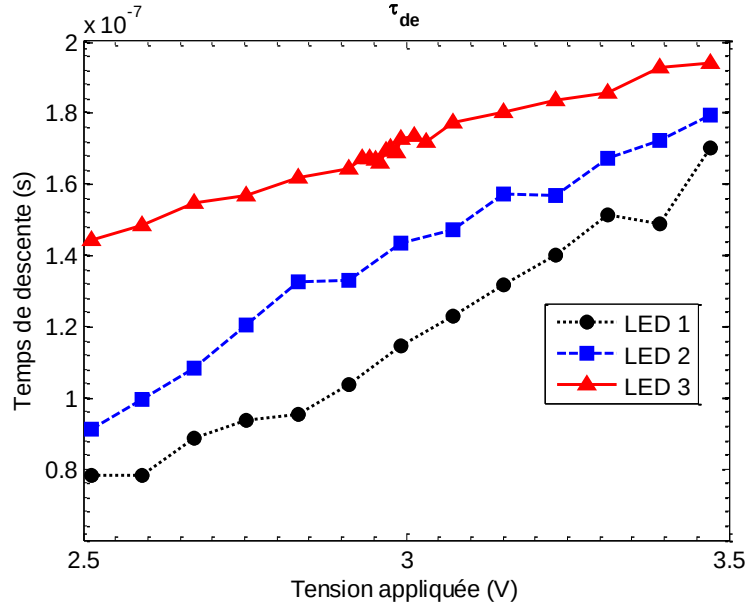


Figure 5-17 : Constante de temps de décroissance du courant négatif des LED 1, 2 et 3 en fonction de la tension.

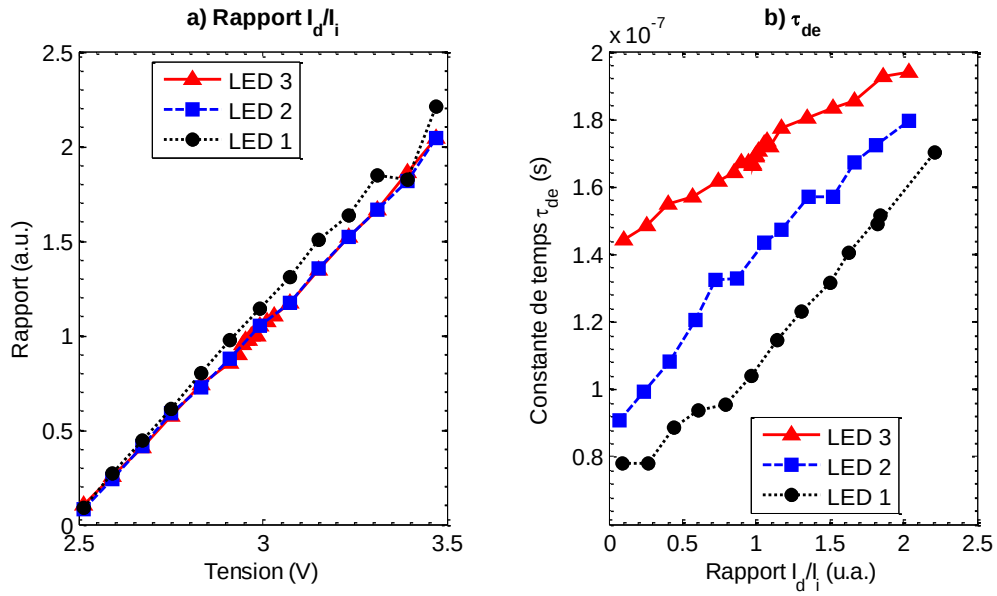


Figure 5-18 : a) Rapport entre l'intensité du courant en sens direct et le pic du courant négatif I_d/I_i dans les LED 1, 2 et 3 en fonction de la tension ; b) La constante de décroissance τ_{de} en fonction du rapport I_d/I_i dans les LED 1, 2 et 3.

Comme le suggère la partie 5.2.3.2.1, la constante de temps de décroissance de la puissance optique τ_{do} (voir la figure 5-10) est une combinaison de la constante de temps de la diminution du courant négatif τ_{de} (voir la figure 5-17) et de la constante de temps de recombinaison $\tau_{recombinaison}$. Ainsi, la relation entre les constantes τ_{do} , τ_{de} et $\tau_{recombinaison}$ peut être exprimée par l'équation (5.8).

$$\frac{1}{\tau_{do}} = \frac{1}{\tau_{de}} + \frac{1}{\tau_{recombinaison}} \quad (5.8)$$

La constante de temps $\tau_{recombinaison}$ peut être calculée en utilisant l'équation (5.8) et les valeurs des constantes τ_{do} (figure 5-10) et τ_{de} (figure 5-17). L'équation (5.8) implique que la constante τ_{de} est plus élevée que la constante τ_{do} dans les trois LED. La figure 5-19 illustre les constantes τ_{do} ,

τ_{de} et $\tau_{recombinaison}$ des LED 1, 2 et 3 en fonction de la tension appliquée. Les constantes $\tau_{recombinaison}$ des LED 1 et 2 augmentent en fonction de la tension tandis que la constante $\tau_{recombinaison}$ de la LED 3 diminue. Les tendances des constantes $\tau_{recombinaison}$ dans les trois LED suivent celles de la constante τ_{do} . La constante τ_{de} augmente en fonction de la tension.

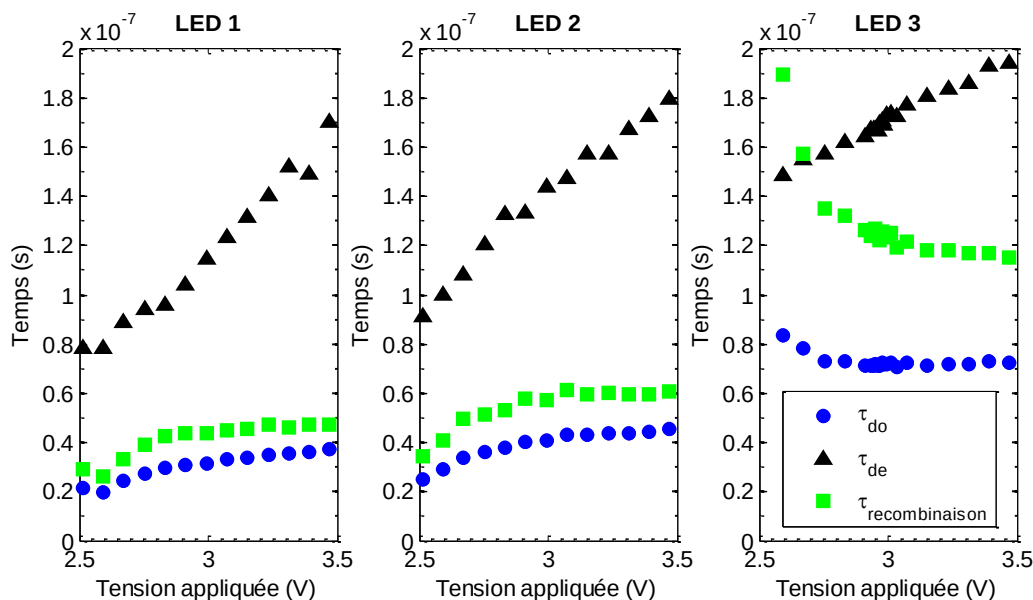


Figure 5-19 : Les constantes τ_{do} , τ_{de} et $\tau_{recombinaison}$ des LED 1, 2 et 3 en fonction de la tension appliquée.

Comme constaté dans la partie 5.2.2.2.1, la constante τ_{do} de la LED 3 diminue en fonction de la tension, contrairement aux constantes τ_{do} des LED 1 et 2. Cette différence peut être liée à la différence entre la constante τ_{de} de la LED 3 et celles des LED 1 et 2. Les constantes τ_{de} des LED 1 et 2 sont inférieures à la constante τ_{de} de la LED 3, en particulier lorsque la tension appliquée est inférieure à 3V (la constante τ_{de} de la LED 3 est plus élevée que les constantes τ_{de} des LED 1 et 2 de presque un facteur deux à environ 2.5V). Ainsi, à l'extinction du pulse électrique, l'influence de la diffusion des porteurs vers les électrodes (caractérisée par la constante τ_{de}) sur la décroissance de la luminescence (caractérisée par la constante τ_{do}) est plus importante dans les LED 1 et 2 que dans la LED 3. Par conséquent, dans les LED 1 et 2, la constante τ_{do} suit la même tendance que la constante τ_{de} tandis que dans la LED 3, la constante τ_{de} suit la même tendance que la constante $\tau_{recombinaison}$.

Les différences entre les valeurs des constantes τ_{de} des LED 1, 2 et 3 peuvent être liées à la balance de charge dans ces LED. En effet, comme la mobilité des trous (de l'ordre de quelques $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ [195]) est plus faible que celle des électrons (de l'ordre de quelques centaines de $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ [72]), la diffusion des trous vers l'anode est plus « lente » que la diffusion des électrons vers la cathode. Par conséquent, si la balance de charge est très déséquilibrée en faveur des électrons, la constante de temps τ_{de} caractérisant la diffusion des porteurs vers les électrodes est faible et vice versa.

Ainsi, la balance de charge dans la LED 3 peut être supposée la plus équilibrée, la concentration des électrons est comparable à celle des trous, la fuite des porteurs de la zone des puits quantiques vers les parties dopées n et p est faible, autrement dit, l'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques de la LED 3 est la plus efficace. En revanche, la balance de charge dans la LED 1

la moins équilibrée ou l'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques de la LED 1 est la moins efficace. Cette hypothèse est étudiée ultérieurement dans la partie 5.2.4.3.2.

5.2.3.2.2 L'intégrale du courant négatif

Afin d'étudier l'intégrale du courant négatif, utilisons le modèle établi par les équations (2-124) et (2-128) du chapitre 2.6 de la référence [25]. Selon ce modèle, s'il s'agissait d'une simple jonction p-n, le courant en inverse tel qu'illustré en figure 5-16 pourrait correspondre à la diffusion et la recombinaison des porteurs minoritaires dans les parties dopées n et p de la jonction vers la cathode et l'anode. L'intégrale du courant négatif en fonction du temps t serait la charge totale Q des porteurs minoritaires dans les parties dopées n et p de la jonction, selon la définition $I = dQ/dt$. Pour les jonctions $p-n$ et en régime de faible et moyenne injection (c'est-à-dire lorsque la densité de courant est une fonction exponentielle de la tension appliquée), la charge totale des porteurs minoritaires serait une fonction linéaire de l'intensité du courant dans le sens direct. Par exemple, pour une jonction n^+p , la relation entre la charge totale Q des porteurs minoritaires dans la partie p et l'intensité du courant dans le sens direct I est :[25]

$$Q = \frac{I}{2D_n} W_p, \text{ si } W_p \ll L_n \quad (5.9)$$

$$Q = I \frac{L_n^2}{D_n} [1 - \exp(-W_p/L_n)] \approx I \tau_n, \text{ si } W_p \gg L_n \quad (5.10)$$

Dans les expressions (5.9) et (1.2), D_n , τ_n , L_n , W_p sont respectivement la diffusivité, la durée de vie, la longueur de diffusion des électrons dans la partie dopée p et la largeur de la partie dopée p .

Dans le cas d'une LED, à cause de la présence d'une EBL et d'une zone des puits quantiques (MQW) en plus des parties dopées n et p , le modèle (5.9)-(5.10) n'est plus justifié. D'ailleurs, nous verrons ultérieurement que dans une LED, la diffusion et la recombinaison des électrons et des trous dans l'EBL et la zone des puits quantiques vers la cathode et l'anode doivent également être prise en compte.

La figure 5-20 (page 185) illustre les profils des concentrations des électrons et des trous dans une LED simulée (voir le chapitre 3) à différentes densités de courant. Pour une densité de courant donnée en sens direct (courbes bleues et rouges), les concentrations des électrons dans la partie dopée p , des trous dans la partie dopée n , des électrons et des trous dans l'EBL et dans la zone des puits quantiques de la LED sont supérieures aux concentrations en absence de courant (courbe noire). En revanche, les concentrations des porteurs majoritaires (électrons dans la partie GaN- n et trous dans la partie GaN- p) ne varient pas en fonction de l'intensité de courant (et de la tension) dans la LED.

Lorsque la LED n'est plus soumise à une tension, les porteurs minoritaires hors équilibre (électrons dans la partie dopée p , trous dans la partie dopée n , électrons et trous dans l'EBL et la zone des puits quantiques) peuvent se recombiner avec les porteurs majoritaires (trous dans la partie dopée p et électrons dans la partie dopée n). Ces porteurs peuvent également diffuser jusque dans les parties où ils sont majoritaires, créant un courant en inverse tel que celui observé en figure 5-15 ou figure 5-16. La contribution des porteurs dans la zone des puits quantiques (n_{MQW} , p_{MQW}) et dans l'EBL (n_{EBL} , p_{EBL}) au courant inverse pourrait éventuellement excéder celle des porteurs minoritaires dans les zone dopées n et p (n_p , p_n), comme le suggère le paragraphe suivant.

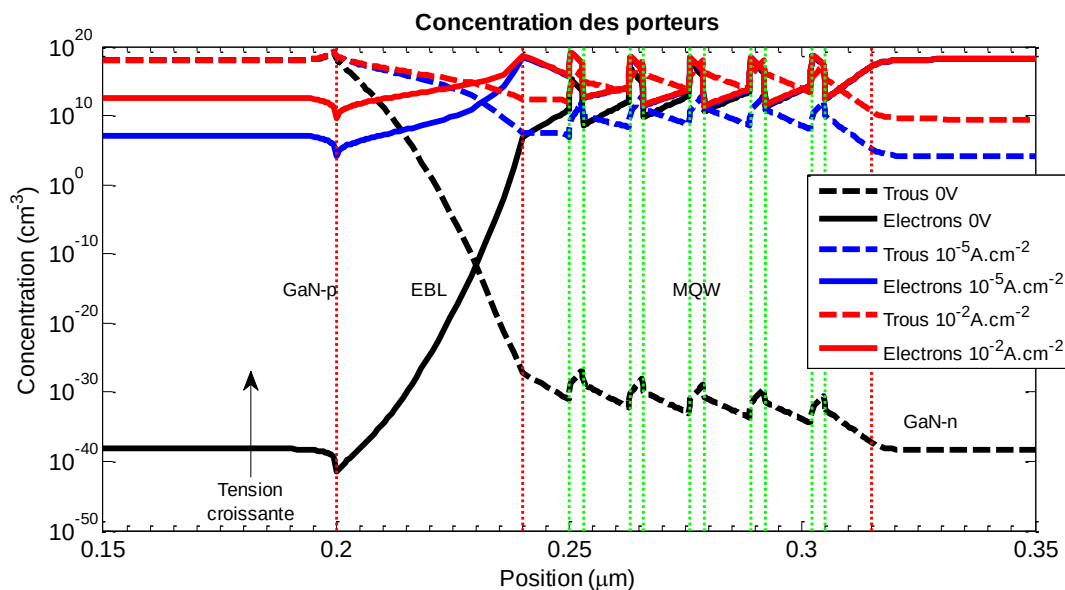


Figure 5-20 : Profil de la concentration des porteurs pour une LED modélisée dans le chapitre 3 en absence de courant (courbe noire), à une densité de courant de $10^{-5} \text{ A.cm}^{-2}$ (courbe bleue, correspondant à 2.8V) et $10^{-2} \text{ A.cm}^{-2}$ (courbe rouge, correspondant à 3V). Les concentrations des donneurs et des accepteurs sont respectivement $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

La figure 5-21 illustre les concentrations des porteurs, issues des simulations, dans les différentes zones de la LED simulée en figure 5-20 en fonction de la densité de courant.

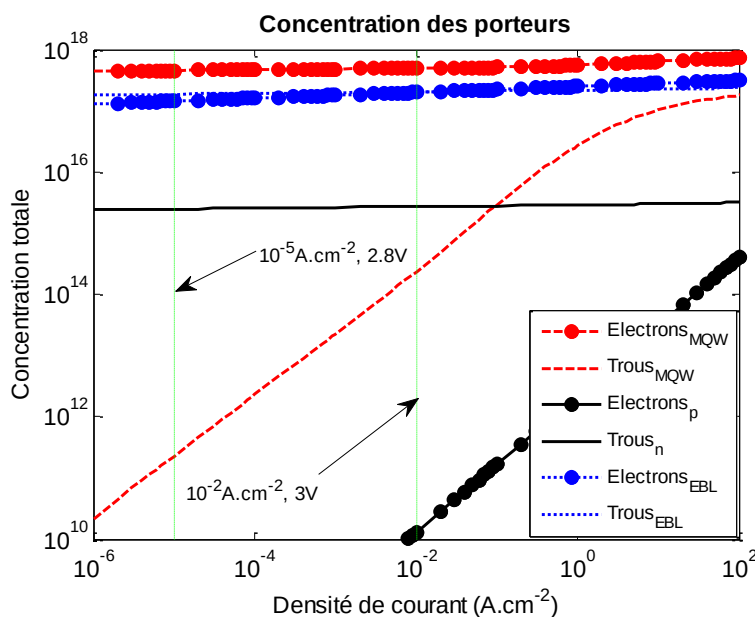


Figure 5-21 : Concentration totale simulée des électrons et des trous dans l'EBL, la zone des puits quantiques (MQW), les zones dopées n et p de la LED simulée en figure 5-20.

Les concentrations des porteurs augmentent en fonction de la densité de courant. Les concentrations totales des électrons dans la zone des puits quantiques, des électrons et des trous dans l'EBL sont supérieures à celles des électrons dans la partie dopée p et des trous dans la partie dopée n . Par conséquent, à l'extinction du pulse électrique, si la proportion des porteurs hors équilibre dans la zone des puits quantiques et l'EBL (n_{MQW} , p_{MQW} , n_{EBL} , p_{EBL}) qui diffusent vers les contacts est

supérieure à celle des porteurs minoritaires dans les zones dopées n et p (n_p , p_n), le courant inverse dans les LED mesurées en électroluminescence pulsée pourrait être attribué majoritairement aux électrons diffusant depuis la zone des puits quantiques (n_{MQW}) vers la cathode, des électrons et des trous diffusant depuis l'EBL (n_{EBL} , p_{EBL}) vers respectivement la cathode et l'anode.

Supposons que dans les LED 1, 2 et 3, le courant inverse à l'extinction du pulse électrique est aussi majoritairement régi par le courant d'électrons et de trous issus de l'EBL et de la zone des puits quantiques. Étudions la charge totale des porteurs dans les LED 1, 2 et 3 en intégrant l'intensité de courant négatif en fonction du temps. La figure 5-22 illustre la somme Q des valeurs absolues des charges des porteurs dans les LED 1, 2 et 3 en fonction de l'intensité du courant I en sens direct. La charge Q (et la concentration des porteurs qui est proportionnelle à Q) déduite du courant inverse est liée à la concentration des porteurs dans la LED à un courant en sens direct correspondant. Nous observons que :

- La charge totale des porteurs dans les LED 1, 2 et 3, telle que représentée en figure 5-22, est une fonction croissante et sous-linéaire de l'intensité du courant en sens direct.
- La charge totale, et par conséquent la concentration, des porteurs dans la LED 3 est supérieure à celles des LED 1 et 2 à un courant en sens direct donné.

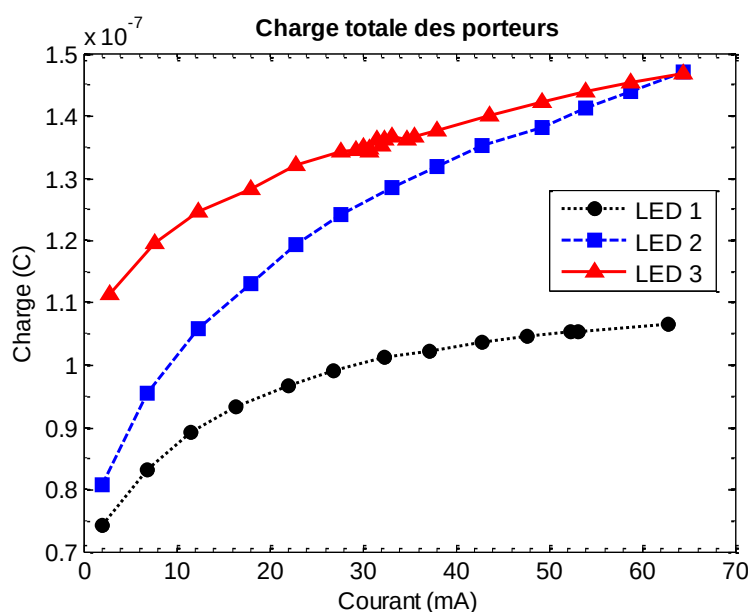


Figure 5-22 : Charge totale des porteurs minoritaires dans les LED en fonction du courant positif, déterminée par intégration du courant négatif observé sur les chronogrammes.

Les relations $Q(I)$ des LED 1, 2 et 3 ne sont pas linéaires contrairement aux équations (5.9)-(5.10). Cependant, ces dernières (5.9)-(5.10) sont établies pour une jonction $p-n$ à faible et moyenne injection. Dans une LED, à forte injection, il se peut que l'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques soit moins efficace qu'à faible et moyenne injection, en d'autres mots, la proportion des porteurs injectés dans la zone des puits quantiques diminue. A l'extinction du pulse électrique, une partie de ces porteurs continuent à se recombiner, les porteurs restant diffusent jusqu'aux électrodes. Par conséquent, à l'extinction du pulse électrique, la proportion des porteurs injectés dans la zone des puits quantiques qui diffusent jusqu'aux électrodes diminue en fonction du courant en sens direct, d'où la relation sous-linéaire de la relation $Q(I)$ en figure 5-22.

La figure 5-23 illustre, en fonction du courant, les concentrations des porteurs qui diffusent jusqu'aux électrodes (figure 5-23-a) et des porteurs qui continuent à se recombiner (figure 5-23-b, voir la partie 5.2.2.2.2) à l'extinction du pulse électrique dans les LED 1, 2 et 3. Les concentrations des porteurs en figure 5-23-a et figure 5-23-b sont des fonctions sous-linéaires de l'intensité du courant.

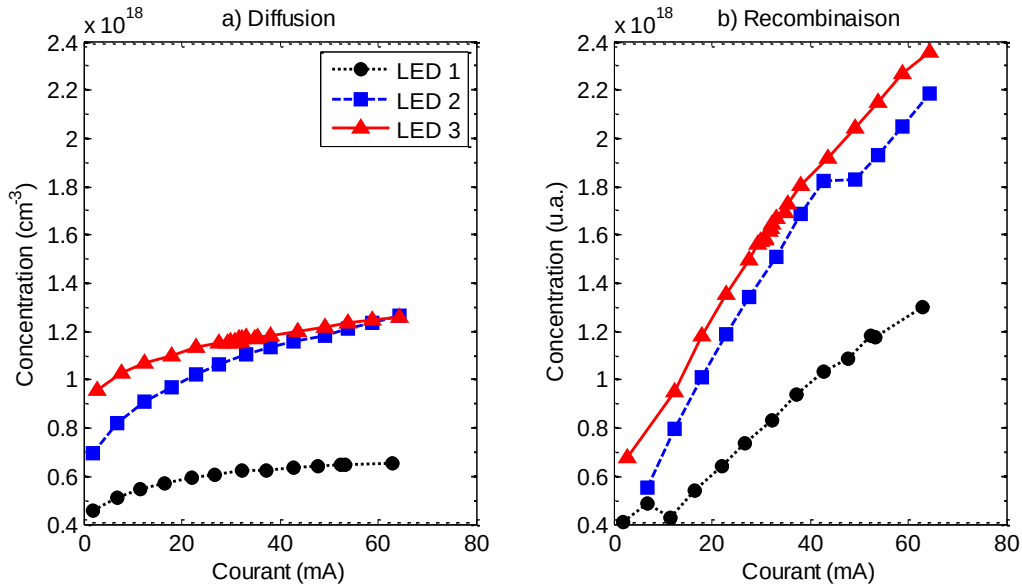


Figure 5-23 : a) Concentration des porteurs qui diffusent jusqu'aux électrodes à l'extinction du pulse électrique dans les LED 1, 2 et 3 ; b) Concentration des porteurs qui continuent à se recombiner à l'extinction du pulse dans les LED 1, 2 et 3.

Comme le mentionne la figure 5-4, les porteurs injectés dans la zone des puits quantiques des LED 1, 2 et 3 par un courant en sens direct (avant l'extinction du pulse électrique) peuvent être répartis en trois groupes :

- (1) Les porteurs qui s'évacuent de la zone des puits quantiques vers les zones dopées n et p (avant l'extinction du pulse électrique),
- (2) Les porteurs qui diffusent jusqu'aux électrodes après l'extinction du pulse électrique,
- (3) Les porteurs qui se recombinent après l'extinction du pulse électrique.

La somme des concentrations porteurs (1), (2) et (3) doit être une fonction linéaire de l'intensité du courant en sens direct. Puisque les concentrations des porteurs (2) et (3) sont des fonctions sous-linéaires de l'intensité du courant en sens direct (voir la figure 5-23), la proportion de la concentration des porteurs (1) doit être d'autant plus importante que l'intensité du courant en sens direct est élevée. Autrement dit, le rendement d'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques des LED diminue en fonction du courant en sens direct. De plus, à un courant en sens direct donné, le rendement d'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques de la LED 3 serait supérieur aux rendements d'injection dans la zone des puits quantiques des LED 1 et 2.

L'hypothèse concernant les rendements d'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques des LED étudiées rejoint l'hypothèse proposée à la fin de la partie 5.2.3.2.1. Le rendement d'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques est étudié via la méthode de durée de vie différentielle et présenté dans la partie suivante.

5.2.4 Etude de la durée de vie différentielle des porteurs

5.2.4.1 La méthodologie

Des analyses de la durée de vie différentielle des porteurs dans la zone des puits quantiques des LED à base de GaN sont reportées par David et Grundmann[107], Riuttanen *et al.*[202] et Meng *et al.*[203]. Selon la méthode employée, la LED est soumise à un signal électrique alternatif et émet un signal optique. En mesurant le déphasage entre le signal électrique et le signal optique de la LED, la durée de vie moyenne des porteurs peut être déduite.

Soit φ le déphasage entre le signal électrique et le signal optique de la LED, f la fréquence des signaux et τ la durée de vie des porteurs dans la zone des puits quantiques. La relation entre le déphasage φ et la durée de vie τ est exprimée par l'expression (5.11).[107], [202], [203]

$$\tau = \frac{\tan\varphi}{2\pi f} \quad (5.11)$$

Le déphasage φ est fonction du délai entre le signal optique et le signal électrique, selon l'expression (5.12) :

$$\varphi = 2\pi \frac{\Delta t}{T} = 2\pi f \times \Delta t \quad (5.12)$$

Dans l'expression (5.12), T est la période des signaux. En électroluminescence pulsée, en mesurant le délai Δt (voir la figure 5-5), selon les expressions (5.11) et (5.12), la durée de vie des porteurs τ peut être calculée.

Parallèlement, la durée de vie τ est également définie comme la dérivée du taux de recombinaison des porteurs R en fonction de la concentration des porteurs n dans la zone des puits quantiques.[107]

$$\frac{1}{\tau(n = n_0)} = \left. \frac{\partial R}{\partial n} \right|_{n=n_0} \quad (5.13)$$

Dans un premier temps, le rendement d'injection de la LED étudiée est supposé égal à l'unité, c'est-à-dire les concentrations des électrons et des trous injectés sont égales et aucune fuite de porteurs de la zone des puits quantiques vers les parties dopées n et p n'existe. Avec l'hypothèse d'un rendement d'injection égal à l'unité, en appliquant le modèle ABC, le taux de recombinaison et la densité de courant dans la zone des puits quantiques de la LED sont liés par l'expression (5.14).

$$J = qdR = qd(An + Bn^2 + Cn^3) \quad (5.14)$$

Dans l'expression (5.14), q est la charge unitaire, d l'épaisseur de la zone des puits quantiques de la LED, n la concentration des porteurs, A , B et C sont respectivement les « coefficients » des recombinaisons SRH, radiative et Auger.

Puisque le rendement d'injection est supposé égal à l'unité, à partir des valeurs de la durée de vie τ et de l'expression (5.13), la concentration des porteurs n correspondant à un taux de recombinaison R dans la zone des puits quantiques de la LED est calculée par l'expression (5.15).[107]

$$n(R) = \int_0^R \tau dR \quad (5.15)$$

Lorsque la concentration des porteurs n dans la zone des puits quantiques est déterminée, l'inverse de la durée de vie des porteurs $1/\tau$ peut être illustré en fonction de la concentration n . Les coefficients A , B et C sont déterminés en ajustant les résultats obtenus par l'expression (5.16).

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\partial R}{\partial n} = A + 2Bn + 3Cn^2 \quad (5.16)$$

Ainsi, les impacts des mécanismes de recombinaison sur le fonctionnement de la LED caractérisée pourraient être évalués. De nombreuses hypothèses sont formulées dans cette expression, le rendement d'injection dans la zone des puits quantiques est égal à l'unité quel que soit le régime de fonctionnement de la LED, ce qui s'avère impossible. La balance de charge est également considérée comme parfaitement équilibrée, c'est-à-dire $n = p$ quel que soit le régime de fonctionnement de la LED. Or, les simulations dans le chapitre 3 suggèrent qu'au fur et à mesure que le courant total augmente, une fuite des électrons de la zone des puits quantiques vers l'anode augmente également. Ainsi, dans la suite, nous considérons deux cas de figure : un rendement d'injection égal à l'unité quel que soit le régime de la LED et un rendement inférieur à l'unité.

5.2.4.2 La bibliographie

Tout d'abord, il est à noter que la précision de la mesure de durée de vie différentielle dépend de la fréquence de modulation.[202] A haute fréquence, en particulier de l'ordre du mégahertz, les signaux alternatifs deviennent faibles et les mesures moins précises. Riuttanen *et al.*[202] et Meng *et al.*[203] utilisent respectivement les fréquences de 20kHz et 10kHz. David et Grundmann[107] reportent des mesures à des fréquences de 10MHz à 100MHz, ce qui s'avère une exception.

5.2.4.3 Résultats

Les résultats dans ce chapitre sont présentés pour trois LED commerciales 1, 2 et 3 (de Philips).

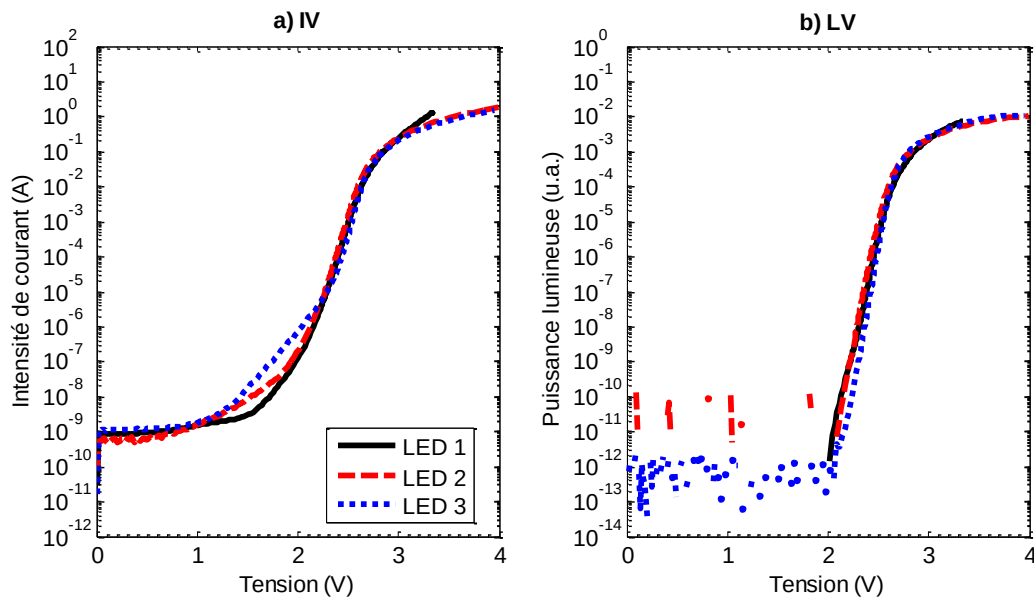


Figure 5-24 : Caractéristiques a) IV et b) LV des LED 1, 2 et 3 étudiées dans cette partie.

De mémoire, l'épaisseur de la zone active des LED étudiées est environ 36nm et la surface des LED est environ $900\mu\text{m} \times 900\mu\text{m}$. La longueur d'onde de la lumière émise est 450nm . Les caractéristiques *IVL* des LED 1, 2 et 3 sont quasi-similaires et illustrées en figure 5-24 (page 189).

5.2.4.3.1 Avec l'hypothèse d'une injection des porteurs parfaite dans la zone active des LED

Les durées de vie des porteurs déduites des mesures d'électroluminescence pulsée pour les LED 1, 2 et 3 sont illustrées en fonction du courant en figure 5-25.

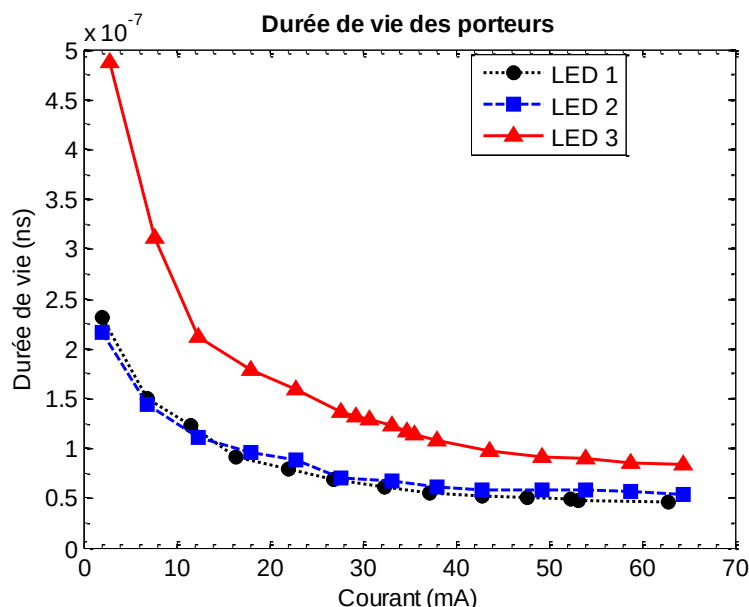


Figure 5-25 : Durée de vie des porteurs dans les LED 1, 2 et 3 en fonction du courant à 200kHz .

La durée de vie des porteurs τ mesurée diminue lorsque l'intensité du courant augmente. Les valeurs mesurées de τ dans les trois LED sont comparables à celles mesurées par David et Grundmann[107] et Meng *et al.*[203] mais inférieures à celles mesurées par Riuttanen *et al.*[202] (qui peuvent atteindre des microsecondes à faible courant).

Comme l'indique le début de la partie 5.2, les zones actives des LED 1, 2 et 3 sont composées d'une zone de puits quantiques d'épaisseur 36nm et leur surface est $900\mu\text{m} \times 900\mu\text{m}$. En supposant le rendement d'injection η_{inj} égal à l'unité, le taux de recombinaison R puis la concentration des porteurs peuvent être déduits de l'intensité du courant par les expressions (5.14) et (5.15). Les concentrations des porteurs dans la zone des puits quantiques des LED 1, 2 et 3 sont illustrées en fonction de l'intensité du courant direct en figure 5-26 (page 191).

La concentration des porteurs de charge est une fonction sous-linéaire de l'intensité de courant. Selon l'expression (5.14), en exprimant la concentration n en fonction de la densité de courant J , on obtient une relation sous-linéaire.³⁵ Ainsi, la relation sous-linéaire entre la concentration des porteurs et l'intensité de courant illustrée en figure 5-26 est cohérente avec l'expression (5.14).

³⁵ Exprimer n en fonction de J selon l'expression (5.14) consiste en la résolution d'une équation cubique de forme $ax^3 + bx^2 + cx + d = 0$. Les formes des racines x en fonction des coefficients a , b , c et d sont déduites du résultat publié par Cardan en 1545 dans son livre *Ars Magna*. Les racines x sont des fonctions sous-linéaires du coefficient d , d'où la relation sous-linéaire, par analogie, entre n et J dans ce cas.

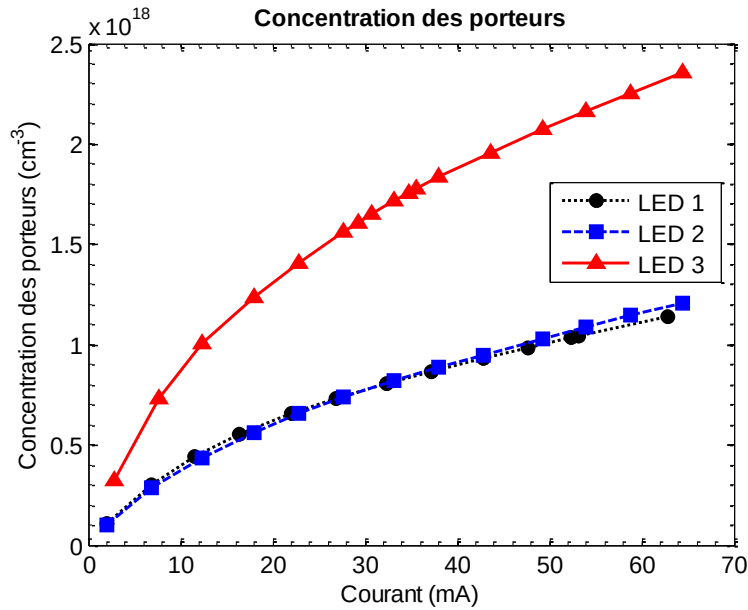


Figure 5-26 : Concentration des porteurs dans la zone des puits quantiques des LED 1, 2 et 3 en fonction de l'intensité du courant à 200kHz.

La figure 5-27 illustre l'inverse de la durée de vie τ en fonction de la concentration des porteurs (voir la figure 5-26). La valeur de $1/\tau$ augmente en fonction de la concentration des porteurs.

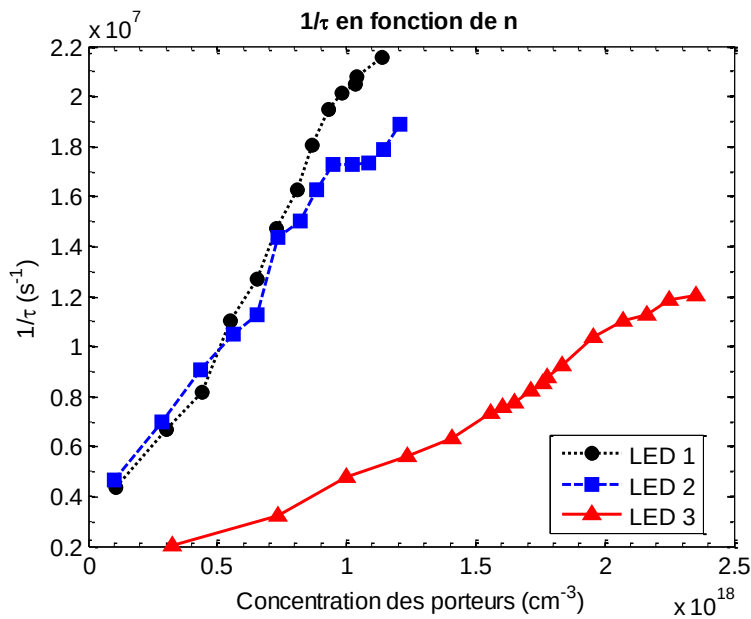


Figure 5-27 : Les valeurs de $1/\tau$ des LED 1, 2 et 3 en fonction de la concentration des porteurs à 200kHz.

En utilisant la méthode des moindres carrés, les coefficients A , B et C de l'expression (5.16) sont calculés afin d'ajuster la relation entre $1/\tau$ et la concentration des porteurs illustrée en figure 5-27. Les coefficients A , B et C pour les LED 1, 2 et 3 sont listés dans le tableau 5-1. Pour la LED 2, l'ajustement par l'expression (5.16) est réalisé en supposant que le coefficient C soit nul (sinon, un coefficient C négatif serait obtenu).

	$A (s^{-1})$	$B (cm^3 s^{-1})$	$C (cm^6 s^{-1})$
LED 1	1.97×10^6	7.75×10^{-12}	8.08×10^{-31}
LED 2	3.42×10^6	6.69×10^{-12}	0
LED 3	1.02×10^6	1.25×10^{-12}	3.42×10^{-31}

Tableau 5-1 : Valeurs des coefficients A , B , C des LED 1 et 3.

Les valeurs des coefficients de recombinaison SRH A des LED 1, 2 et 3 sont de même ordre de grandeur que celles reportées par certains groupes, par exemple $2.5 - 2.6 \times 10^6 s^{-1}$ [105], [203] ou d'un ordre de grandeur inférieur à celles reportées par d'autres groupes. [47], [106]

Le coefficient de recombinaison radiative (B) dans la LED 2 est plus faible que le coefficient B dans la LED 1 et supérieur au coefficient B de la LED 3. Puisque le coefficient de recombinaison Auger (C) est supposé nul dans la LED 2, le taux de recombinaison Auger est négligeable.

Les valeurs du coefficient de recombinaison radiative B des LED 1, 2 et 3 sont de même ordre de grandeur que celles reportées par Piprek *et al.* ($3 \times 10^{-12} cm^3.s^{-1}$) [105] ou Meng *et al.* ($1.4 \times 10^{-12} cm^3.s^{-1}$) [203]. D'autres groupes ont reportées des valeurs de l'ordre de $10^{-11} cm^3 s^{-1}$ [204] ou $10^{-10} cm^3 s^{-1}$. [106]

Les valeurs des coefficients de recombinaison Auger C des LED 1 et 3 sont également de même ordre de grandeur que des valeurs reportées par plusieurs groupes. [47], [57], [59]–[61], [105], [108], [121] Certains groupes ont reporté des valeurs de l'ordre de $10^{-30} - 10^{-29} cm^6 s^{-1}$ [60], [106], [107], c'est-à-dire au moins d'un ordre de grandeur supérieures à celle listée dans le tableau 5-1.

Bien que l'étude de la durée de vie des porteurs présentée dans cette partie permette de calculer les valeurs de coefficients de recombinaison en bon accord avec celles rapportées dans la littérature, le modèle utilisé doit être plus raffiné en prenant en compte un rendement d'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques. En effet, avec l'hypothèse d'un rendement d'injection égale à l'unité, les valeurs de coefficients A , B et C listées dans le tableau 5-1 causent des résultats contradictoires avec les mesures électro-optiques expérimentales sur les LED 1, 2 et 3. En utilisant les valeurs des coefficients A , B et C , le rendement quantique interne (IQE) peut être calculé par l'expression (5.17) :

$$IQE = \frac{Bn^2}{An + Bn^2 + Cn^3} \quad (5.17)$$

Les rendements quantiques internes des LED 1 et 3 sont calculés en fonction de la concentration des porteurs et sont illustrés en figure 5-28. Les IQE des LED 1 et 3 augmentent en fonction de la concentration des porteurs, atteignent des valeurs maximales puis diminuent. L'IQE de la LED 1 est supérieur à celui de la LED 3.

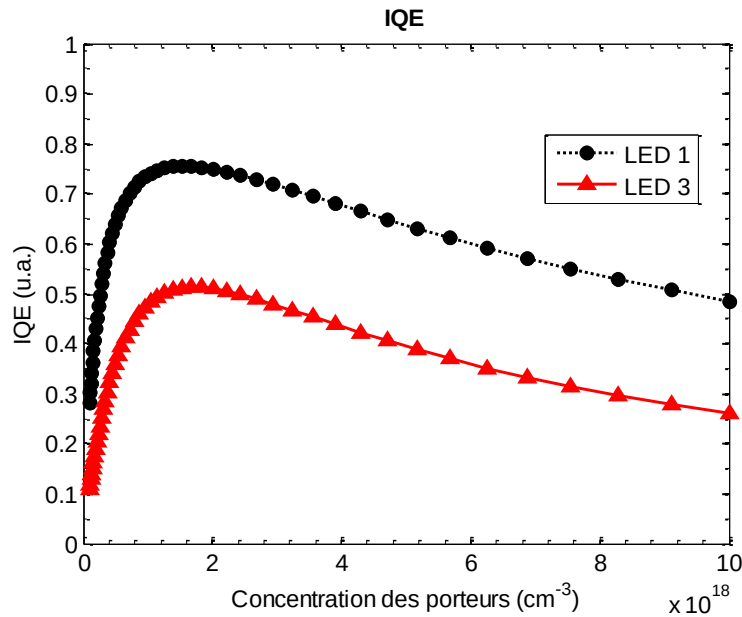


Figure 5-28 : Rendement quantique interne des LED 1 et 3 en fonction de la concentration des porteurs.

Si les rendements d'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques et les rendements d'extraction des photons des LED 1 et 3 sont respectivement égaux, les rendements quantiques externes (EQE) des LED 1 et 3 doivent suivre les mêmes tendances que celles de l'IQE illustrés en figure 5-28.

La figure 5-29 ci-après illustre les rendements quantiques externes (EQE) en unité arbitraire des LED 1, 2 et 3 calculés à partir des mesures *IVL* sur ces LED. Les rendements quantiques externes des LED 1, 2 et 3 augmentent en fonction de l'intensité du courant, atteignent leurs valeurs maximales à des intensités de courant d'environ 35mA (LED 1), 25mA (LED 2 et 3) ou à des densités de courant d'environ $5A.cm^{-2}$ (LED 1), $3.6A.cm^{-2}$ (LED 2 et 3), puis diminuent. De plus, le rendement de la LED 1 est inférieur au rendement de la LED 3.

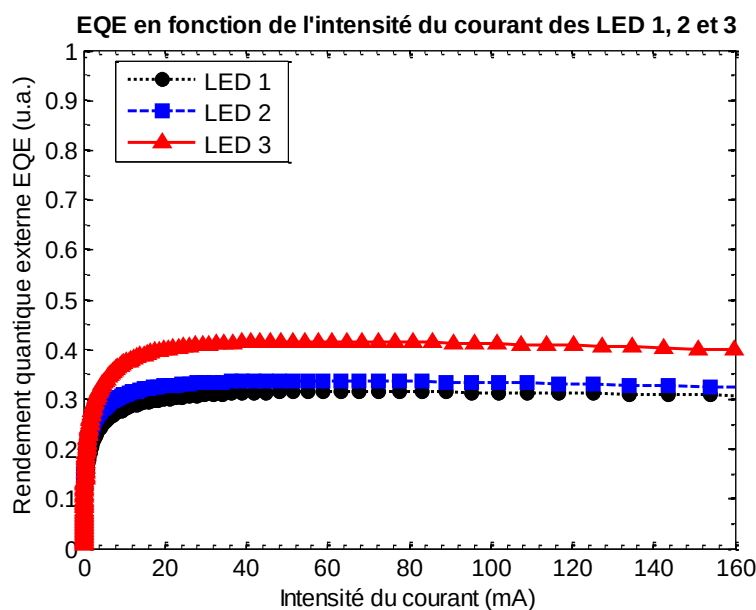


Figure 5-29 : Rendement quantique externe (EQE) de la LED 1, la LED 2 et la LED 3 en fonction de l'intensité du courant.

La relation entre les valeurs d'EQE des LED 1 et 3 illustrée en figure 5-29 est inversée par rapport à la relation déduite des valeurs d'IQE calculées avec les coefficients A , B et C des LED 1 et 3 (voir la figure 5-28). Si les rendements d'extraction des LED 1 et 3 sont égaux, ces résultats contradictoires suggèrent que le rendement d'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques de la LED 1 est inférieur au rendement d'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques de la LED 3. Ce résultat souligne l'importance de l'introduction d'un rendement d'injection dans le modèle (5.14)-(5.16). Ainsi, la partie 5.2.4.3.2 présente la même analyse que celle décrite dans cette partie, avec l'introduction d'un rendement d'injection η_{inj} .

5.2.4.3.2 Sans l'hypothèse d'une injection de porteurs parfaite dans la zone active des LED

L'effet d'un rendement d'injection peut être modélisé par un facteur de multiplication η_{inj} ou en tenant en compte des termes de recombinaison d'ordre supérieur à trois (par exemple Dn^4). [106] Dans la suite, considérons la modélisation du rendement d'injection par un facteur η_{inj} . Si le rendement d'injection η_{inj} est **constant**, soit n' la concentration des porteurs, A' , B' et C' les coefficients des recombinaisons SRH, radiative et Auger dans ce cas, les équations de (5.14) et (5.15) sont réécrites comme suit :

$$J \times \eta_{inj} = qdR' = qd(A'n' + B'n'^2 + C'n'^3) \quad (5.18)$$

$$n' = \int_0^{R'} \tau dR' = \int_0^I \tau dI \times \eta_{inj} = n \times \eta_{inj} \quad (5.19)$$

Dans l'expression (5.19), n est la concentration des porteurs lorsque η_{inj} est égale à l'unité. Ainsi, en utilisant les données de durée de vie des porteurs τ , de l'intensité du courant I et prenant en compte un rendement d'injection η_{inj} inférieur à l'unité, la concentration de porteurs dans la LED est multipliée par un facteur η_{inj} par rapport au cas où η_{inj} est égale à l'unité. L'équation (5.16) s'écrit dans ce cas :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau} &= A' + 2B'n' + 3C'n'^2 = A' + 2B'n \times \eta_{inj} + 3C'(n \times \eta_{inj})^2 \\ &= A' + 2B'\eta_{inj}n + 3C'\eta_{inj}^2n^2 \end{aligned} \quad (5.20)$$

Comparant l'équation (5.16) et (5.20), on trouve les relations suivantes entre les coefficients : $A = A'$, $B = B'\eta_{inj}$ et $C = C'\eta_{inj}^2$. Le coefficient A n'est pas impacté par le rendement η_{inj} , ainsi confirmant la validité du coefficient A listé dans le tableau 5-1.

Cependant, la déduction de la valeur de η_{inj} des mesures de durée de vie différentielle grâce à la méthode décrite dans les paragraphes précédents ne semble pas possible. Seuls les termes A' , $B = B'\eta_{inj}$ et $C = C'\eta_{inj}^2$ peuvent être calculés. Afin d'évaluer η_{inj} , il faut utiliser les caractéristiques électro-optiques de la LED étudiée et la méthode suivante.

Le rendement quantique externe de la LED caractérisée peut être modélisé par l'expression (5.21).

$$EQE = IQE \times \eta_{inj} \times \eta_{ext} \quad (5.21)$$

Dans l'expression (5.21), EQE est le rendement quantique externe de la LED, IQE le rendement quantique interne et η_{ext} le rendement d'extraction de la LED. Compte tenu du rendement d'injection η_{inj} , le rendement quantique interne s'écrit comme dans l'expression (5.22).

$$IQE = \frac{B'n'^2}{A'n' + B'n'^2 + C'n'^3} \quad (5.22)$$

Remplaçant l'expression (5.22) dans l'expression (5.21), tenant compte la relation entre n et n' (expression (5.19)) et les relations entre les coefficients A, B, C et A', B', C' , on obtient :

$$\begin{aligned} EQE &= \frac{B'n'^2}{A'n' + B'n'^2 + C'n'^3} \times \eta_{inj} \times \eta_{ext} \\ &= \frac{(B/\eta_{inj}) \times (n \times \eta_{inj})^2}{A(n \times \eta_{inj}) + (B/\eta_{inj}) \times (n \times \eta_{inj})^2 + (C/\eta_{inj}^2) \times (n \times \eta_{inj})^3} \quad (5.23) \\ &\times \eta_{inj} \times \eta_{ext} = \frac{Bn^2}{An + Bn^2 + Cn^3} \times \eta_{inj} \times \eta_{ext} \end{aligned}$$

Ainsi, les valeurs A, B et C , qui sont déterminées en supposant que le rendement d'injection est égal à l'unité, peuvent servir à estimer le rendement d'injection η_{inj} . Cependant, cette méthode requiert la connaissance du rendement d'extraction η_{ext} de la LED. Ce rendement n'est pas disponible pour les LED étudiées dans ce travail. En revanche, il est probable que le rendement extraction soit sensiblement le même pour les LED 1 à 3. Ainsi, dans la suite, le rendement d'extraction η_{ext} sera abusivement supposé égal à l'unité. Par conséquent, la méthode décrite précédemment sera utilisée afin d'étudier qualitativement et non quantitativement le rendement d'injection η_{inj} .

Les mesures électro-optiques IVL des LED 1, 2 et 3 sont effectuées et les rendements quantiques externes (EQE) de ces LED sont illustrés en unité arbitraire en figure 5-29 (page 193). En utilisant les valeurs de l' EQE , les rendements d'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques des LED 1, 2 et 3 sont calculés en utilisant l'expression (5.23) et illustrés en fonction de l'intensité du courant en figure 5-30 (page 196). Les rendements d'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques des LED 1 et 2 diminue. Le rendement d'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques de la LED 3 diminue puis augmente faiblement en fonction de l'intensité du courant.

Les variations du coefficient d'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques des LED 1, 2 et 3 sont contradictoires à l'hypothèse d'un rendement η_{inj} constant. Par conséquent, le rendement d'injection η_{inj} varie, probablement diminue, en fonction de l'intensité de courant, auquel cas les modèles décrits par les équations de (5.19) à (5.23) ne sont plus valables et l'évaluation du rendement d'injection η_{inj} est très compliquée, voire impossible. Cependant, puisque les rendements d'injection des LED 1 et 3 varient faiblement à presque toutes les intensités de courant, nous pouvons supposer que les rendements d'injection des LED 1 et 3 sont quasiment constants et poursuivre les analyses.

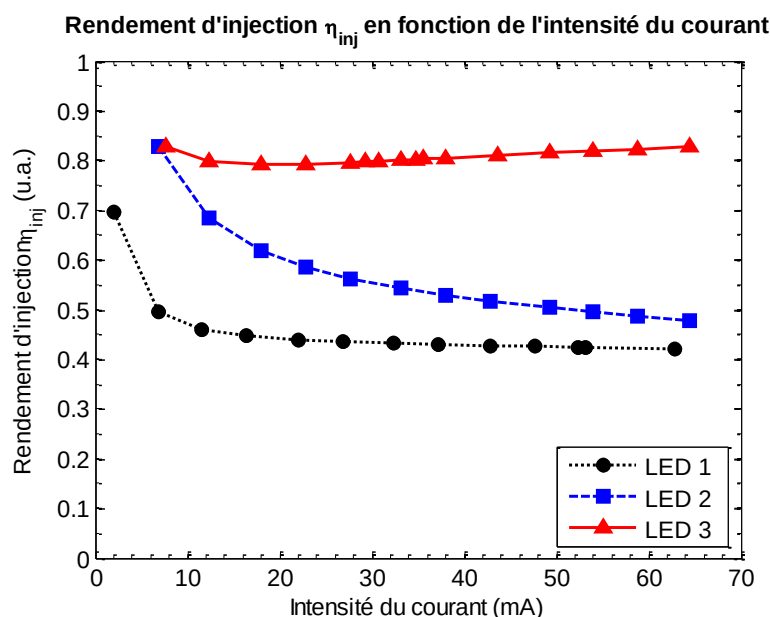


Figure 5-30 : Rendement d'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques des LED 1, 2 et 3 en unité arbitraire.

Le rendement η_{inj} de la **LED 1** semble varier peu en fonction de l'intensité de courant lorsque l'intensité de courant est supérieure à 5mA (voir la figure 5-30). Supposons que le rendement η_{inj} de la LED 1 est égale à une valeur moyenne de 0.45. Autrement dit, environ 55% des porteurs dans la LED 1 ne sont pas injectés dans la zone des puits quantiques, créant un fort courant de fuite. De manière similaire, supposons que le rendement d'injection de la **LED 3** est constant et égal à une valeur moyenne d'environ 0.75 (voir la figure 5-30), c'est-à-dire environ 25% des porteurs de charge ne sont pas injectés dans la zone des puits quantiques. Avec les valeurs de η_{inj} respectives, les valeurs des coefficients de recombinaison A' , B' et C' des LED 1 et 3 sont calculées et listées dans le tableau 5-2.

LED	$A' (s^{-1})$	$B' (cm^3 s^{-1})$	$C' (cm^6 s^{-1})$
LED 1	1.97×10^6	1.72×10^{-11}	3.99×10^{-30}
LED 3	1.02×10^6	1.67×10^{-12}	6.08×10^{-31}

Tableau 5-2 : Valeurs des coefficients de recombinaison compte tenu du rendement d'injection η_{inj} pour les LED 1 et 3.

En introduisant le rendement η_{inj} , les valeurs des coefficients A' et B' de la **LED 1** sont de même ordre de grandeur que les valeurs respectives reportées dans la littérature.[105]–[107], [203], [204] La valeur du coefficient C' de la **LED 1** est supérieure à l'ordre de grandeur souvent attribué au coefficient de recombinaison Auger, à savoir $10^{-31} cm^6 s^{-1}$. [47], [105], [203]

Les valeurs de A' , B' , C' de la **LED 3** sont comparables à celles reportées par certains groupes.[105], [203], [204] Les valeurs des coefficients A' , B' et C' de la **LED 3** sont inférieures à celles des coefficients A' , B' et C' de la **LED 1**. En utilisant les valeurs des coefficients A' , B' et C' listées dans le tableau 5-2, les intensités des courants de recombinaison et du courant de fuite dans les LED 1 et 3 peuvent être calculées.

Les intensités des courants de recombinaison SRH, radiative, Auger et du courant de fuite dans la **LED 1** sont illustrées en fonction de l'intensité du courant total en figure 5-31. Tous les courants augmentent en fonction du courant total. Bien que le coefficient de recombinaison Auger C de la LED 1

soit élevé (de l'ordre de $10^{-30} \text{ cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$), le courant de recombinaison Auger est plus faible que les autres courants. En revanche, puisque le rendement d'injection dans la zone active de la LED 1 est faible (45%), l'intensité du courant de fuite est plus importante que celles des autres courants.

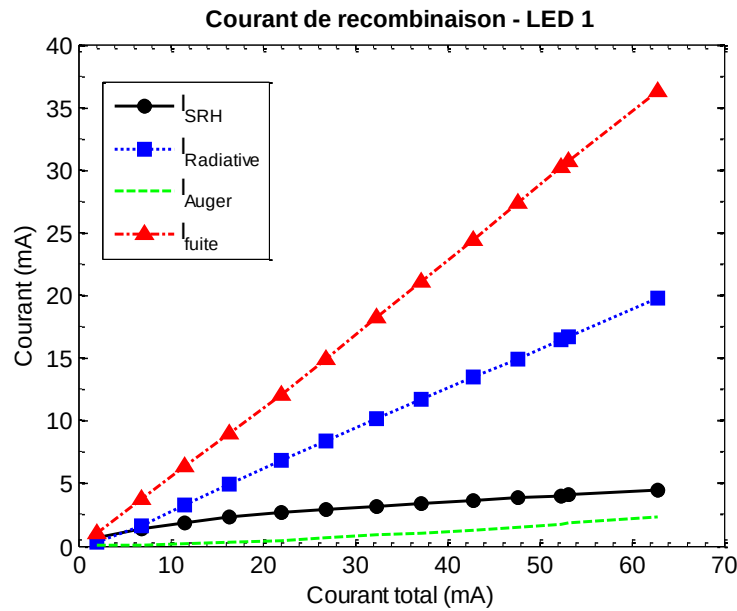


Figure 5-31 : Courants de recombinaison et de fuite dans la LED 1 lorsque le rendement d'injection est environ 0.45.

La figure 5-32 illustre les intensités des courants de recombinaison SRH, radiative, Auger et du courant de fuite dans la **LED 3**. Toutes les courants augmentent en fonction du courant total avec des différentes tendances. Le courant de recombinaison SRH (I_{SRH}) est dominant à faible injection et le courant de recombinaison radiative ($I_{Radiative}$) est dominant à forte injection. Le courant de recombinaison Auger (I_{Auger}) est le plus faible à faible injection. A forte injection, l'intensité du courant de recombinaison Auger I_{Auger} n'est inférieure qu'à l'intensité du courant de recombinaison radiative $I_{Radiative}$.

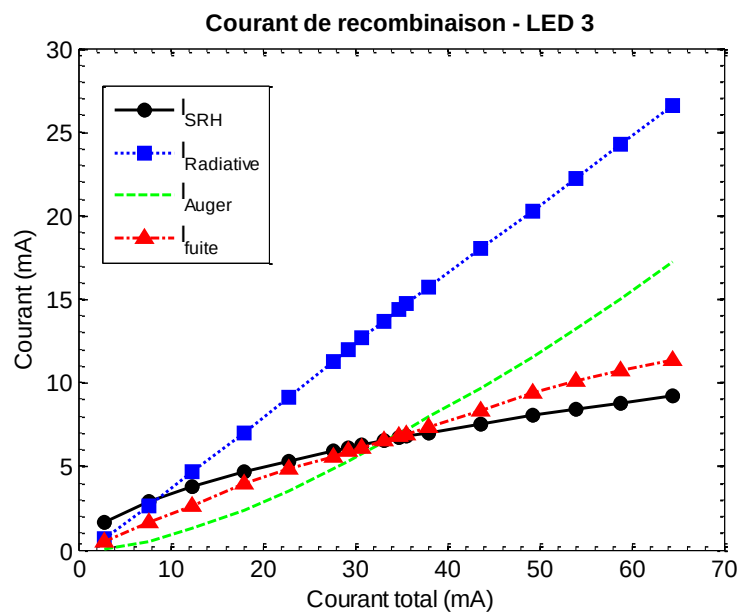


Figure 5-32 : Courants de recombinaison et de fuite dans la LED 3 lorsque le rendement d'injection est environ 0.75.

A environ $35 A \cdot cm^{-2}$, l'intensité du courant total correspondant à la valeur maximale de l'EQE de la LED 3 (voir la figure 5-29 à la page 193), les intensités des courants de recombinaison SRH (I_{SRH}), Auger (I_{Auger}) et de fuite (I_{fuite}) sont quasiment égales, I_{Auger} étant le plus fort et I_{SRH} le plus faible. Ainsi, dans la LED 3, bien que le courant de recombinaison Auger soit responsable des faibles valeurs de l'EQE à forte injection, le rôle des courants de recombinaison SRH et de fuite au déclenchement de la diminution de l'EQE n'est pas négligeable.

Les analyses réalisées pour les LED 1 et 3 présentées ci-avant ne peuvent pas être effectuées pour la LED 2 puisque le rendement d'injection dans la LED 2 semble diminuer drastiquement en fonction du courant (voir la figure 5-30) et que les modèles (5.18)-(5.23) ne peuvent être appliqués.

Dans les LED 1 et 3, nous pouvons constater qu'aux intensités du courant étudiées, le courant de recombinaison SRH n'est pas négligeable par rapport aux autres courants. Dans la LED 1, le courant de recombinaison SRH est supérieur au courant de recombinaison Auger. En particulier, aux intensités de courant correspondant au maximum de l'EQE des LED 1 (35mA) et LED 3 (25mA), le courant de recombinaison SRH est comparable au courant de recombinaison Auger ou de fuite. Ce résultat est cohérent avec les simulations présentées dans le chapitre 3.

Les valeurs des rendements d'injection η_{inj} (figure 5-30) et des courants (figure 5-31 et figure 5-32) dans les LED étudiées sont également cohérentes avec les hypothèses posées à la fin des parties 5.2.3.2.1 et 5.2.3.2.2. L'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques de la LED 3 est plus efficace, ou la balance de charge dans la zone des puits quantiques de la LED 3 est plus équilibrée, que l'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques des LED 1 et 2. L'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques de la LED 1 est la moins efficace.

5.3 Conclusion

5.3.1 Résultats

Les mesures d'électroluminescence pulsée pourraient fournir des informations concernant le transport des porteurs de charge dans une LED qui sont supplémentaires aux informations déduites des mesures électro-optiques en régime continu, grâce aux différentes réponses des électrons et des trous à des signaux électriques. Par exemple, dans cette partie, les caractéristiques IVL en régime continu des trois LED 1, 2 et 3 sont quasiment similaires. Les mesures d'électroluminescence pulsée suggèrent une explication des différences entre les caractéristiques $EQE - I$ des LED étudiées.

L'analyse des fronts montants du courant électrique et de la puissance optique de la LED sous l'influence des pulses de tension est cohérente avec les résultats de simulations présentés dans le chapitre 3. Lorsque la tension appliquée à la LED est supérieure à la tension de diffusion V_{bi} de la LED, par l'effet Poole-Frenkel, l'énergie d'activation des accepteurs dans la partie GaN- p diminue, la concentration de trous augmente en fonction de la tension. Par conséquent, en modélisant la LED par un circuit RC, la résistance R , les constantes de temps de montée de la puissance optique (figure 5-7) et de décroissance du pic de courant (figure 5-14) diminuent en fonction de la tension.

Quant au **front descendant** de la puissance optique et du courant électrique négatif, les durées de vie (figure 5-19), les concentrations (figure 5-23-a) des porteurs diffusant jusqu'aux électrodes et les concentrations des porteurs se recombinant dans la zone des puits quantiques (figure 5-23-b) suggèrent que la balance de charge dans la LED 1 est la moins équilibrée et celle dans la LED 3 est la

plus équilibrée. Ces résultats sont cohérents avec les calculs du *rendement d'injection* des porteurs dans la zone des puits quantiques des LED 1, 2 et 3 (figure 5-30) via *l'étude de la durée de vie différentielle*. Le rendement d'injection des porteurs de charge dans la zone des puits quantiques de la LED 1 est le plus faible, ainsi, la balance de charge est plus déséquilibrée et un fort courant de fuite de porteurs vers les zones dopées n et p existe dans la LED 1 (figure 5-31). En revanche, le rendement d'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques de la LED 3 est le plus élevé et le courant de fuite de porteurs dans la LED 3 est faible (figure 5-32).

L'étude de la durée de vie différentielle permet également de calculer les valeurs des coefficients de recombinaison SRH (A), radiative (B) et Auger (C) dans les LED. Les valeurs des coefficients A , B et C calculées sont cohérentes avec des valeurs reportées dans la littérature.

En utilisant les valeurs des coefficients A , B et C , les calculs des intensités des courants dans les LED 1, 2 et 3 sont cohérents avec les résultats de simulation présentés dans le chapitre 3. Dans la LED 3, à l'intensité du courant correspondant à l'efficacité maximale de la LED, le courant de recombinaison SRH est de même ordre de grandeur que le courant de recombinaison Auger et le courant de fuite. Ainsi, l'influence du courant de recombinaison SRH sur la diminution du rendement de la LED 3 n'est pas négligeable. Dans les LED 1 et 2, à cause d'une mauvaise injection de porteurs dans la zone des puits quantiques, l'intensité du courant de fuite est très importante tandis que l'intensité du courant de recombinaison Auger est très faible.

5.3.2 Limites des études par électroluminescence pulsée

Bien qu'utile à l'étude des propriétés dynamiques de différents mécanismes dans une LED, la mesure par électroluminescence pulsée se heurte à des difficultés. *L'adaptation d'impédance* du circuit de mesure est quasiment impossible puisque l'impédance de la LED varie largement en fonction de la tension. Ainsi, la tension aux bornes de la LED dans le circuit n'est pas égale à la valeur souhaitée. Une méthode permettant de contourner cette difficulté est d'appliquer des pulses de tensions de très faible amplitude couplés à un signal en continu à la LED mesurée. Ainsi, la variation de l'impédance de la LED est faible autour d'une valeur mesurable *a priori* par des caractérisations électriques en régime continu. Cependant, si les variations des pulses sont faibles, les mesures sont moins précises, en particulier à haute fréquence.[202] A faible fréquence, le décalage entre le courant électrique et la puissance optique est très faible devant la période des signaux et la mesure est également moins précise. Ainsi, il faut trouver une fréquence adaptée afin de réaliser exactement les mesures de durée de vie différentielle des porteurs qui permettraient d'étudier les différents mécanismes à l'intérieur d'une LED de manière séparée.

L'étude de la durée de vie des porteurs par l'électroluminescence pulsée présentée dans ce chapitre est approximative et les conclusions déduites doivent être considérées avec prudence. D'autres mécanismes peuvent être ajoutés au modèle afin de raffiner l'extraction des coefficients de recombinaison. Par exemple, David et Grundmann[107] proposent l'effet du "phase-space filling" dans leur modèle et déduisent un coefficient de recombinaison Auger de $10^{-29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$. Cette valeur de coefficient Auger est pourtant quasiment deux ordres de grandeur supérieure à la majorité des valeurs reportées dans la littérature. De plus, le modèle du "phase-space filling" de David et Grundmann emploie un paramètre qui peut être choisi arbitrairement afin d'améliorer l'ajustement, ce qui rend l'étude encore plus approximative.

Une autre limitation de cette méthode est mentionnée par Piprek *et al.* [105] La concentration des porteurs dans les puits quantiques n est évaluée à partir des mesures de la durée de vie τ grâce à l'expression (5.15). Cette valeur est la valeur moyenne de la concentration dans les puits quantiques. Or dans les LED à multiples puits quantiques, la concentration de porteur peut varier entre les différents puits quantiques. [101], [105] Par conséquent, cette méthode ne prend pas en compte la variation de la concentration de porteurs entre les puits quantiques. Afin d'utiliser cette méthode, une LED à un puits quantique sera préférable. [105]

6 Conclusion et perspectives

Ce travail de thèse s'est déroulé au sein du CEA-LETI dans le but d'étudier les différents mécanismes ayant lieu dans une LED à base de GaN en fonctionnement, de les décorrélés et d'évaluer leurs impacts sur les caractéristiques électro-optiques de la LED par des simulations et des expériences. Les échantillons étudiés sont d'origine commerciale ou fournis par nos soins ou par le CRHEA/CNRS. L'analyse et la décorrélation des mécanismes présents dans une LED sont abordées dans ce manuscrit via des études analytiques, des simulations numériques et des caractérisations électro-optiques.

Les modèles analytiques présentés dans le chapitre 2 permettent de décrire les caractéristiques électro-optiques d'une LED mais seulement pour des tensions inférieures à la tension de diffusion V_{bi} (basses tensions). Pour des tensions supérieures à la tension de diffusion V_{bi} (hautes tensions), aucun modèle analytique n'existe. Ainsi, la simulation numérique est sollicitée dans cette étude (chapitre 3). Cependant, en l'absence de mesures de nombreux paramètres, notamment les paramètres nécessaires à la description des mécanismes de recombinaisons, le nombre de mécanismes introduit dans les simulations est volontairement minimisé. En dépit de cette contrainte pragmatique, la simulation numérique permet tout de même d'identifier les mécanismes prédominants dans les LED à base de GaN par comparaison des résultats de simulation et des caractérisations électro-optiques de LED.

Les différents régimes de la caractéristique électro-optique des LED se distinguent en fonction d'une tension V_a . La tension V_a est égale à $V_{bi} + \Delta E_g/q$, ΔE_g étant l'offset de bande interdite entre le matériau GaN et le matériau AlGaIn constituant la couche de blocage électronique (EBL). L'offset de bande ΔE_g varie en fonction de la composition en aluminium du matériau AlGaIn. Au régime de basse tension (tensions inférieures à V_a), les recombinaisons SRH sont prédominantes et les recombinaisons radiatives régissent le régime des tensions moyennes (tensions de l'ordre de V_a). A haute tension (tensions supérieures à V_a), la densité de courant totale est limitée par l'énergie d'activation des accepteurs dans l'EBL. La tension « résiduelle » appliquée à la LED $V - V_a$ crée un champ électrique dans l'EBL et diminue l'énergie d'activation des accepteurs selon un effet Poole-Frenkel. Ainsi, la **densité de courant totale** est une fonction exponentielle de $\sqrt{V - V_a}$ dont la pente dépend des paramètres de l'EBL : l'épaisseur et le dopage. La **densité de courant de recombinaison radiative** est également régie par la diminution de l'énergie d'activation des accepteurs dans l'EBL. La **densité de courant de fuite** hors de la zone des puits quantiques semble être la composante dominante du courant total circulant dans la LED.

A posteriori, la prédominance à haute tension d'un important courant de fuite dans les LED à base de GaN est intuitive puisque les trous dans GaN affichent des propriétés très médiocres en comparaison des électrons :

- Forte énergie d'activation,[169]
- Faible mobilité,[195]
- Faible solubilité du dopant de type p dans GaN en comparaison du dopant de type n,[205]
- ...

Les résultats de cette thèse soulignent en particulier que la densité de courant totale et la densité de courant de recombinaison radiative sont limitées à haute tension par la diminution de l'énergie d'activation des accepteurs dans l'EBL sous l'effet d'un champ électrique. Aussi, dans le chapitre 4, les simulations sont raffinées à l'aide d'un modèle de mobilité en fonction du champ électrique.

L'introduction d'un tel modèle induit un infléchissement des caractéristiques $J(\sqrt{V - V_a})$ et $J_{rad}(\sqrt{V - V_a})$ à très haute tension en fonction des vitesses de saturation des électrons et des trous, paramètres nécessaires à la description du modèle. Selon les résultats de ces simulations, la variation de mobilité des porteurs dans une LED en fonctionnement accentue la décroissance du rendement de la LED. De plus, cette dépendance de la mobilité au champ électrique contribue au masquage de la ou les causes premières de la décroissance du rendement en particulier à très haute tension. Cette variation de la mobilité ne semble pouvoir être négligée lors d'études ultérieures visant à évaluer plus exactement les contributions des différents mécanismes dans les caractéristiques d'une LED. Aussi, l'étude débutée dans cette thèse mériterait d'être confortée par des mesures des vitesses de saturation des porteurs dans GaN, en particulier dans GaN-*p*, afin d'évaluer plus précisément l'impact de cette dépendance sur les caractéristiques électro-optiques des LED.

Une mesure de mobilité/vitesse des porteurs dans le GaN-*p* en fonction d'un champ électrique est initiée dans ce travail de thèse. La vitesse des porteurs ne manifeste pas de saturation évidente en fonction du champ électrique comme attendu dans nombres d'autres matériaux. Les mesures n'ont pu être effectuées pour des champs électriques aussi intenses que ceux régnant dans la LED (de l'ordre de $10^5 - 10^6 \text{ V.cm}^{-1}$) à cause de limitations expérimentales (le champ électrique créé dans les échantillons lors des mesures est de l'ordre de $10^4 - 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$).

En somme, les simulations et caractérisations réalisées dans ce travail de thèse semblent indiquer que le transport des porteurs dans une LED contribue à la décroissance du rendement de la LED à forte injection. Sans être l'origine de cette décroissance du rendement, la dépendance de la mobilité des porteurs dans GaN en fonction du champ électrique et de la température, tout comme le "spreading" (voir la partie 1.3.1) s'ajoutent à la ou les causes de la décroissance du rendement (voir la figure 6-1).

Plus généralement, les simulations se heurtent à l'imprécision des paramètres nécessaires à la description des mécanismes entrant en jeu dans une LED à base de GaN. Aussi, pour décrire plus précisément les LED à base de GaN, il est nécessaire de mesurer ces paramètres et en particulier ceux relatifs au transport des porteurs dans le GaN dopé de type *p*.

Cependant, la simple comparaison des propriétés des porteurs ne permet pas que d'intuiter un comportement de la LED. Aussi, une part de ce travail de thèse a consisté à chercher à mettre en évidence de manière irréfutable l'existence entre autres d'un courant de fuite, d'une chute de la mobilité des porteurs à forte injection ... par des mesures électro-optiques moins usuelles telles que l'électroluminescence pulsée ou la spectroscopie d'impédance (non rapportée dans ce manuscrit). Ces types de mesure permettent d'étudier les LED en régime transitoire et pourraient mettre en évidence les différentes propriétés de transport des porteurs de charge.

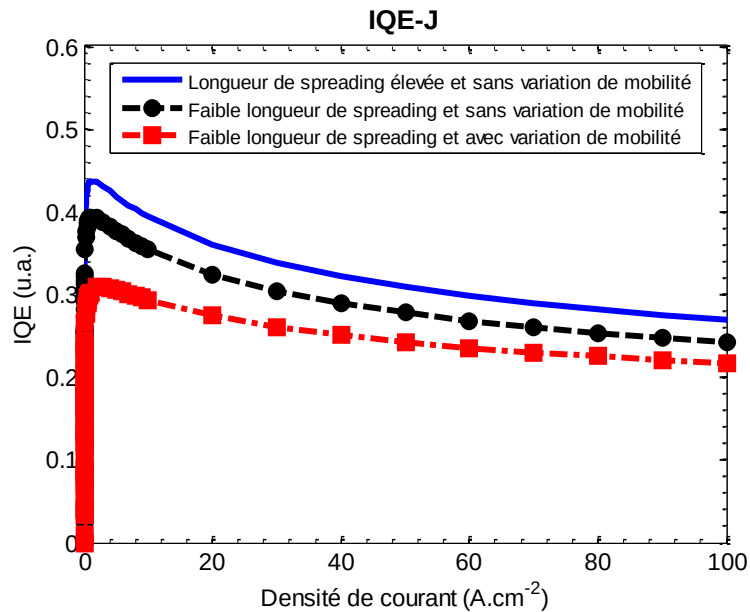


Figure 6-1 : Impacts de la longueur de "spreading" et de la variation de mobilité des porteurs sur le rendement d'une LED simulée.

Dans le cadre de ces études, nous avons observé que la fréquence de coupure électrique s'avère très largement supérieure à la fréquence de coupure optique de la LED. Il est donc très probable que le courant soit contrôlé par le porteur le plus rapide, vraisemblablement les électrons, tandis que le flux optique serait contrôlé par le porteur de signe opposé puisque plus lent.

L'électroluminescence pulsée nous permet de comparer l'évolution du courant électrique et la puissance optique en fonction de la fréquence et également de l'excitation électrique. Le courant électrique et la puissance optique de la LED sont respectivement caractérisés par les porteurs majoritaires et minoritaires. La diminution du délai de luminescence des LED caractérisées laisse supposer que les électrons sont les porteurs majoritaires et que les trous sont les porteurs minoritaires. L'étude des fronts montants et descendants du courant électrique et de la puissance optique suggère une amplification du déséquilibre de la balance de charge dans les LED caractérisées lorsque la tension appliquée augmente. Autrement dit, lorsque la tension augmente, l'injection des trous dans la zone des puits quantiques est de moins en moins efficace que l'injection des électrons, par conséquent, la fuite d'électrons de la zone des puits quantiques vers la partie GaN-*p* augmente. Ce résultat est cohérent avec l'étude de la durée de vie différentielle des porteurs dans les LED par électroluminescence pulsée selon laquelle, le rendement d'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques diminue en fonction de la tension appliquée.

Bien que les résultats des mesures par électroluminescence pulsée soient cohérents, l'hypothèse d'un rendement d'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques constant peut restreindre l'application de cette méthode. En effet, par exemple dans la LED 2 étudiée dans le chapitre 5, le rendement d'injection des porteurs dans la zone des puits quantiques déduit des mesures diminue lorsque le courant augmente. Ce résultat est contradictoire avec l'hypothèse d'un rendement constant utilisé préalablement pour l'établissement du modèle.

L'étude de la durée de vie différentielle des porteurs peut également se réaliser par la spectroscopie d'impédance. Les paragraphes suivants détaillent à titre d'exemple quelques résultats, et raisonnements.

La figure 6-2 illustre les diagrammes de Nyquist (opposé de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance) d'une même LED pour différentes tensions continues variant de 2.3V à 3.2V pourvues d'oscillations d'amplitude 100mV. Selon les mesures de spectroscopie d'impédance, le graphique de Nyquist de LED commerciales se caractérise par l'existence d'un seul demi-cercle typique d'un circuit RC.[206] Ainsi, le comportement purement électrique d'une LED peut également être schématisé par une résistance R et une capacitance C en parallèle.

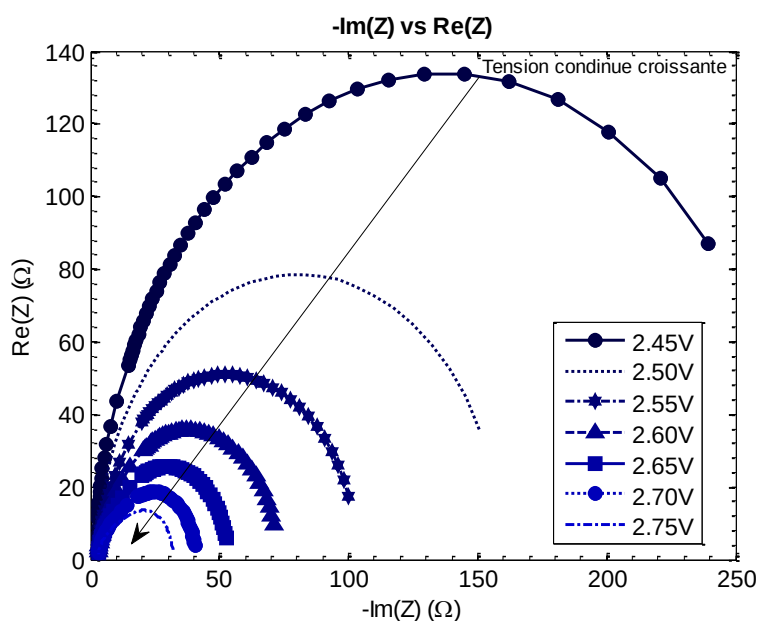


Figure 6-2 : Exemple de diagramme de Nyquist de la LED 3 mentionnée dans le chapitre 5.

Les résistances R et C peuvent être calculées à partir des données de la figure 6-2 par les expressions (6.1) et (1.2) :

$$R = Re(Z) + \frac{[Im(Z)]^2}{Re(Z)} \quad (6.1)$$

$$C = -\frac{1}{2\pi f} \frac{Im(Z)}{[Re(Z)]^2 + [Im(Z)]^2} \quad (6.2)$$

Il est donc possible de déterminer une constante de temps $\tau = RC$ (voir la figure 6-3 à la page 205) caractérisant le temps de réponse électrique de la LED, c'est à dire la capacité de la LED à répondre à une stimulation électrique. Cette constante de temps est égale à la durée de vie différentielle des porteurs dans la LED[202], [207], [208] et permet de réaliser des études similaires à celles reportées dans le chapitre 5.

Le résumé non exhaustif des actions menées dans le cadre de l'étude des régimes transitoires des LED montrent que dans l'état des travaux de cette thèse, elles ne permettent de conclure et répondre à nombres d'interrogations. Ces actions nécessitent des analyses complémentaires mais se

heurtent également à des obstacles technologiques. Certaines difficultés, par exemple la capacitance parasite des contacts lors des mesures en spectroscopie d'impédance, peuvent être résolues en utilisant des porte-échantillons spécifiques.³⁶ Néanmoins, d'autres difficultés, comme par exemple l'adaptation d'impédance lors des mesures d'électroluminescence pulsée, semblent encore être insurmontables. Résoudre ces obstacles afin d'exploiter pleinement les mesures fréquentielles est une voie à développer dans l'avenir.

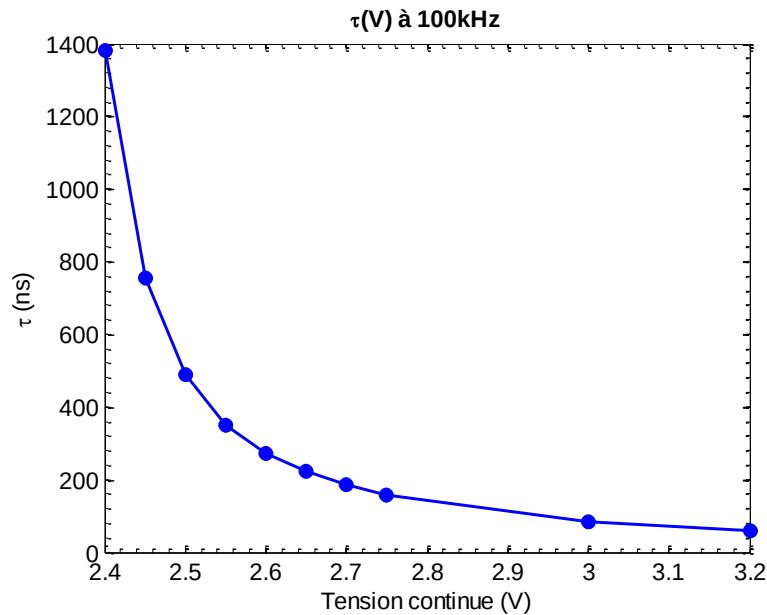


Figure 6-3 : Exemple de caractéristique $\tau(V)$ d'une LED commerciale à la fréquence de 0.5 MHz pour des différentes amplitudes de modulation.

³⁶ Réalisés par Patrick Demars au Laboratoire des Composants pour l'Eclairage (LCE), CEA-LETI.

Annexe A Les variations des paramètres de la couche de blocage d'électrons – taux de recombinaison à basses tensions ($V < V_a$)

A.1 Les variations de la composition en aluminium dans la couche de blocage d'électrons

A basse tension, comme nous l'avons vu dans la figure 3-18 (page 97), la caractéristique $J - V$ est dominée par les densités de courant de recombinaison. Puisque les densités de courant de recombinaison sont proportionnelles aux taux de recombinaison correspondants, l'analyse à basse tension se concentre sur les taux des recombinaisons SRH, radiative et Auger dans les LED simulées, notamment dans la zone des puits quantiques.

Pour les différentes compositions en aluminium de l'EBL, les caractéristiques des différents taux de recombinaisons moyens dans la zone des puits quantiques (par exemple voir la figure a-1 pour les recombinaisons SRH) suivent la même tendance que la caractéristiques $J - V$ (voir la figure 3-28 à la page 107) :

- Pour des tension V inférieures à V_a , V_a étant égal à $V_{bi} + \Delta E_g/q$, les taux de recombinaison moyens diminuent lorsque la composition d'aluminium de l'EBL augmente,
- Pour des tension V supérieures à V_a , les taux de recombinaison moyens augmentent lorsque la composition d'aluminium de l'EBL augmente.

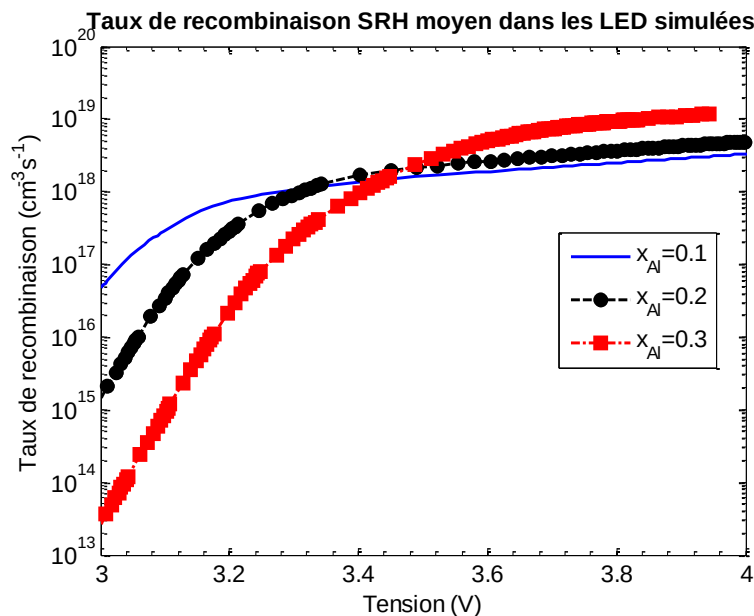


Figure a-1 : Taux de recombinaison SRH moyen dans les LED simulées en fonction de la composition d'aluminium de l'EBL.

A des tensions inférieures à V_a , les recombinaisons SRH dans l'EBL et la zone des puits quantiques sont prédominantes et responsables de la pente de la caractéristique $J - V$. Le rôle des recombinaisons SRH dans la caractéristique $J - V$ à basse tension sera étudié en détail dans la partie A.2.1.

La tendance à des tensions supérieures à V_a des caractéristiques des taux de recombinaisons moyens dans la zone active est causée par les variations des concentrations des électrons et, en particulier, des trous. La concentration moyenne des électrons dans la zone des puits quantiques est une fonction croissante de la tension et de la composition en aluminium dans l'EBL (non illustrée). La figure a-2 illustre la concentration moyenne des trous dans la zone des puits quantiques pour les différentes compositions en aluminium de l'EBL. Les courbes de concentration moyenne des trous suivent exactement les mêmes tendances que la caractéristique $J - V$ et la caractéristique *recombinaison SRH* – V (voir Figure a-1).

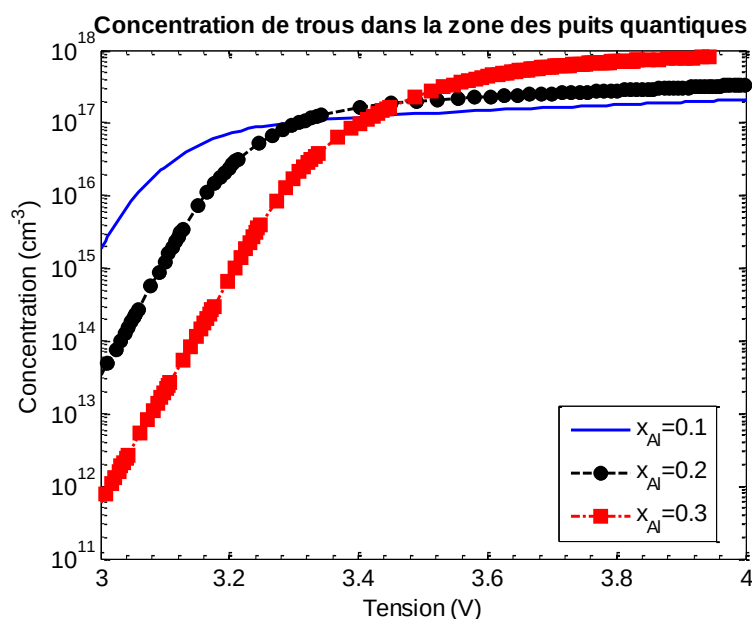


Figure a-2 : Concentration moyenne des trous dans la zone des puits quantiques en fonction de la tension pour les différentes compositions en aluminium de l'EBL.

L'augmentation des concentrations des électrons et des trous à haute tension en fonction de x_{Al} est cohérente puisque la barrière énergétique, surtout la barrière pour les électrons, augmente en fonction de x_{Al} , ainsi diminue la fuite des électrons de la zone des puits quantiques vers les parties dopées p .

A.2 Les variations de l'épaisseur de la couche de blocage d'électrons ($x_{Al} = 0.15$)

Puisque la densité de courant totale est composée des densités de courant de recombinaison, la dépendance à l'épaisseur de l'EBL de l'IQE et de la caractéristique $J - V$, en particulier pour les tensions inférieures à V_a , peut être étudiée via les courants des différents types de recombinaison.

A.2.1 Les recombinaisons SRH

La figure a-3 (page 209) illustre les densités de courant de recombinaison SRH dans la zone des puits quantiques et dans l'EBL pour les épaisseurs d'EBL étudiées.

À l'exception de l'épaisseur d'EBL de $0.01\mu m$, la densité de courant de recombinaison SRH dans l'EBL est plus élevée que dans la zone des puits quantiques à basse tension, comme le suggérait déjà la figure 3-25 (page 104) pour l'épaisseur d'EBL de $0.04\mu m$. Lorsque la tension dépasse une valeur spécifique, dépendante de l'épaisseur de l'EBL, la densité de courant de recombinaison SRH dans l'EBL devient inférieur à celle dans la zone des puits quantiques. La concurrence entre les taux de

recombinaison dans la zone des puits quantiques et l'EBL pour l'épaisseur d'EBL de $0.01\mu m$ suggère des changements de régime dans ces zones et sera étudiée dans les paragraphes suivants.

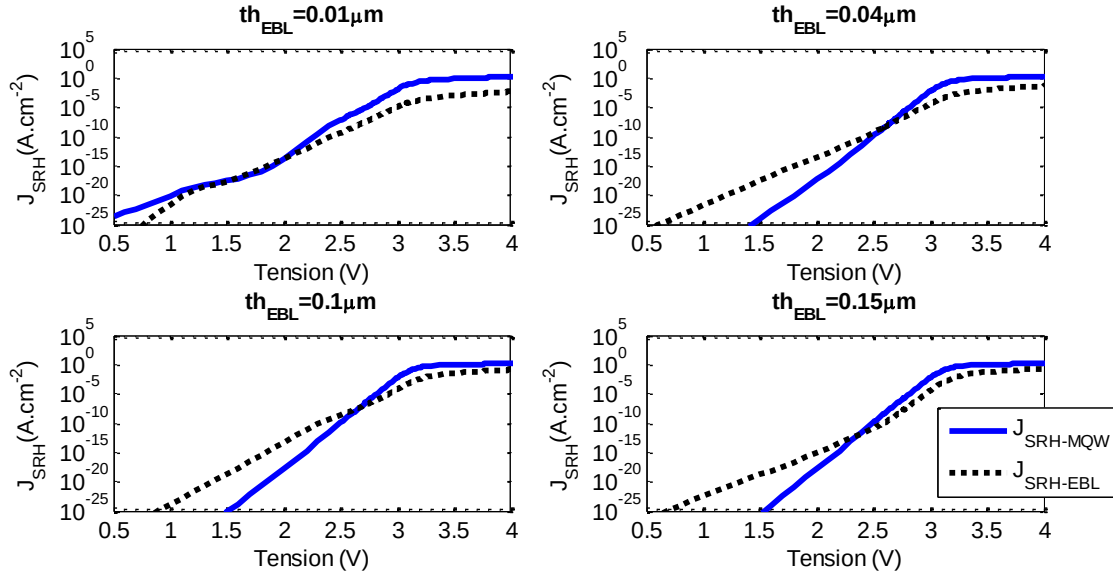


Figure a-3 : Comparaison entre les densités de courant de recombinaison SRH dans l'EBL et la zone des puits quantiques pour les quatre épaisseurs d'EBL étudiées.

La figure a-4 illustre, pour $x = 0.15$, la densité de courant de recombinaisons SRH moyen dans la zone des puits quantiques en fonction de la tension et de l'épaisseur de la couche de blocage d'électrons (EBL).

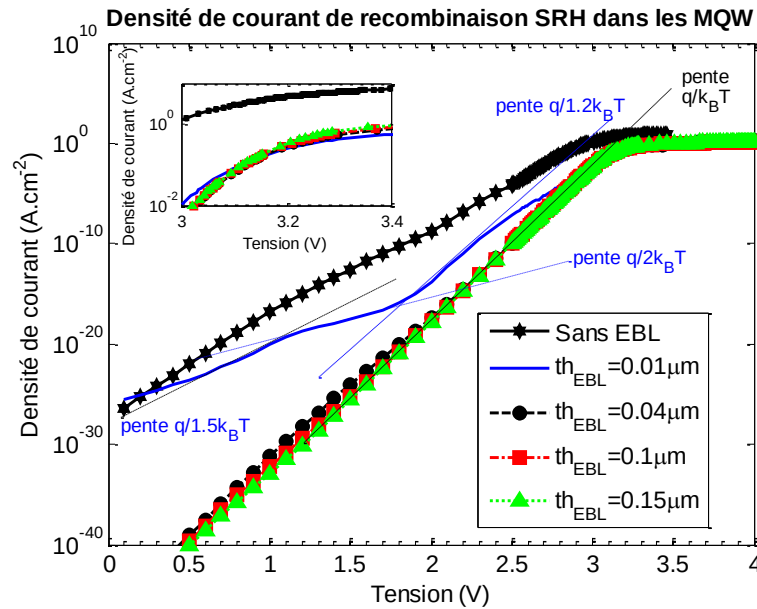


Figure a-4 : Densité de courant de recombinaison SRH dans la zone des puits quantiques en fonction de l'épaisseur de l'EBL.

Pour **des tensions inférieures à environ 3.3V**, la densité de courant de recombinaison est d'autant plus élevée que l'épaisseur de l'EBL est faible. Les courbes sont sensiblement similaires à l'exception de celles correspondant à l'épaisseur d'EBL la plus faible ($0.01\mu m$) et à la structure sans

EBL. Pour toutes les autres épaisseurs, les courbes croissent de manière exponentielle pour les tensions inférieures à $3.3V$ avec cependant une légère modulation de la pente en fonction de l'épaisseur de la couche d'EBL. La pente étant d'autant plus douce que l'épaisseur d'EBL est faible mais reste sensiblement égale à $q/k_B T$ (évaluée en employant l'expression (3.5) à la page 85). **A haute tension (supérieure à $3.3V$)**, toutes les courbes « saturent » sensiblement de la même manière. Contrairement au cas des basses tensions, les densités de courant de recombinaison SRH dans la zone des puits quantiques sont d'autant plus élevées que l'épaisseur de l'EBL est importante.

La courbe correspondant à la plus faible épaisseur d'EBL ($0.01\mu m$) se distingue par la présence de trois sous-régimes chacun caractérisé par une pente spécifique. Chaque pente correspond respectivement à un « facteur d'idéalité » d'environ 1.5, 2 et 1.2.

Cas particulier de l'épaisseur de l'EBL de $0.01\mu m$

Les changements de la pente de la courbe correspondant à l'épaisseur d'EBL de $0.01\mu m$ s'expliquent par les dépendances des taux de recombinaison SRH dans les barrières et les puits quantiques composant la zone active. Préalablement à l'analyse des taux de recombinaison SRH dans les puits quantiques et les barrières, précisons la numérotation de ces éléments dans les figures suivantes : les puits (respectivement les barrières) sont numérotés de 1 à 5 (de 1 à 6) en allant du puits (de la barrière) le plus proche de la partie GaN- p au puits (à la barrière) le plus proche de la partie GaN- n .

La figure a-5 ci-dessous illustre les taux de recombinaison SRH moyens dans les puits quantiques et les barrières de la zone des puits quantiques pour **des tensions inférieures à $3V$** .

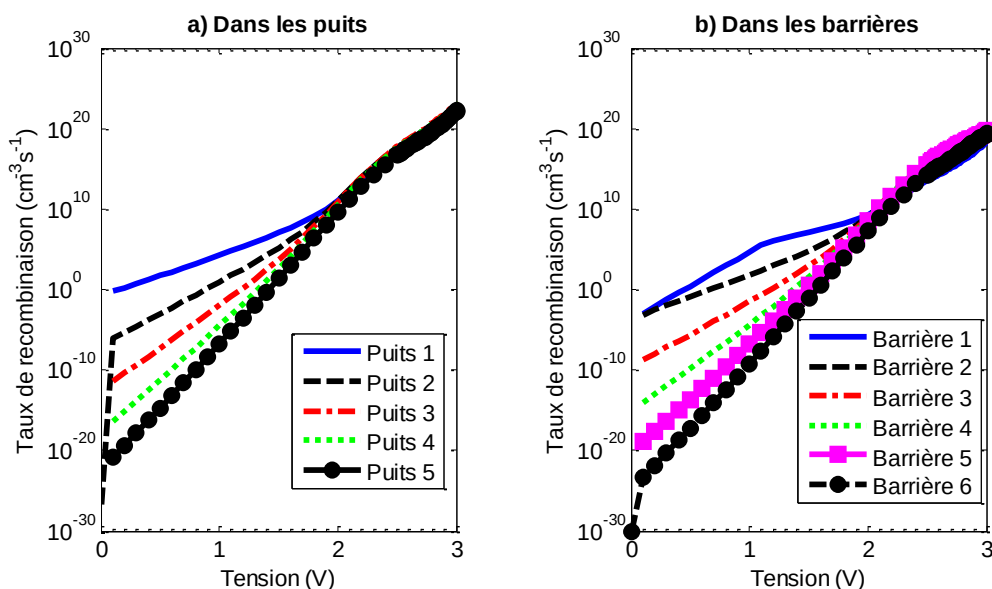


Figure a-5 : Taux de recombinaison SRH moyen dans les puits quantiques InGaN et les barrières GaN pour l'épaisseur d'EBL de $0.01\mu m$.

Tous les taux de recombinaison augmentent exponentiellement en fonction de la tension mais avec des pentes différentes. Pour une tension donnée, le taux de recombinaison est plus élevé dans le puits (la barrière) le plus proche de la partie GaN- p et diminue jusqu'à atteindre la valeur la plus

faible dans le puits (la barrière) le plus proche de la partie GaN-*n*. Lorsque la tension augmente, les taux de recombinaison SRH des différents puits (barrières) convergent vers des valeurs comparables.

Le taux de recombinaison SRH dans la barrière 1 (ligne continue en figure a-5-b) est le plus élevé et affiche différentes pentes en fonction de la tension. La similarité entre le taux de recombinaison dans la barrière 1 et le taux (la densité de courant) de recombinaison SRH de toute la zone des puits quantiques (voir la figure a-4) suggère qu'à basse tension, le taux de recombinaison SRH dans la zone des puits quantiques est dominé par celui de la barrière 1.

Afin de comprendre les différentes pentes du taux de recombinaison SRH dans la barrière 1, remémorons-nous le modèle de recombinaison SRH lorsque les concentrations des porteurs sont comparables (voir l'expression (A.1)) ou très déséquilibrées (par exemple lorsque les trous sont minoritaires, voir l'expression (A.2)).

$$R = \frac{1}{\tau} \frac{n_i^2 [\exp(qV/k_B T) - 1]}{2n_i [1 + \exp(qV/2k_B T)]} \approx \frac{n_i}{2\tau} \exp\left(\frac{qV}{2k_B T}\right) \text{ si } n = p \quad (\text{A.1})$$

$$R \approx \frac{1}{\tau} \frac{p}{1 + \frac{p}{n}} \approx \frac{1}{\tau} p \propto \frac{1}{\tau} p_n \exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) \text{ si } n \gg p \quad (\text{A.2})$$

Lorsque les concentrations des porteurs sont comparables, le taux de recombinaison est relativement proportionnel à une loi exponentielle $\exp(qV/2k_B T)$. Lorsque les concentrations des porteurs sont très déséquilibrées, le taux de recombinaison est approximativement proportionnel à la concentration des porteurs minoritaires et suit sensiblement une loi exponentielle $\exp(qV/k_B T)$. Ainsi, afin de comprendre le changement de la pente de la courbe du taux de recombinaison SRH dans la barrière 1, qui ne se retrouve dans aucune autre partie de la zone active, regardons les concentrations des porteurs dans les barrières de la zone active.

La figure a-6 (à la page 212) illustre les concentrations des électrons (ligne continue) et des trous (ligne discontinue) dans les barrières de la zone active pour des tensions inférieures à 3V. Les concentrations sont des fonctions croissantes de la tension. Dans chacune des barrières, la concentration des électrons est supérieure à celle des trous, à l'exception des concentrations dans la barrière 1 (lignes sans marqueur). Dans cette barrière, la concentration des électrons est initialement inférieure à celle des trous. Cependant, la concentration des électrons augmente en fonction de la tension plus vite que celle des trous et devient supérieure à celle des trous pour des tensions supérieures à 0.7V.

Puisque les concentrations des électrons et des trous dans les barrières de 2 à 6 sont très déséquilibrées, le taux de recombinaison SRH dans ces barrières est approximativement proportionnel à la concentration des porteurs minoritaires (voir l'expression (A.2)), en l'occurrence les trous. En effet, les pentes et les valeurs des concentrations des trous dans les barrières de 2 à 6 sont cohérentes avec celles des taux de recombinaisons SRH dans ces barrières (voir la figure a-5-b). En revanche, dans la barrière 1, le taux de recombinaison SRH :

- Est approximativement proportionnel à la concentration des électrons (porteurs minoritaires) pour **des tensions inférieures à 0.7V**,
- Suit approximativement l'expression (A.1) lorsque **la tension est proche de 0.7V** puisque les concentrations des électrons et des trous sont comparables et

- Est approximativement proportionnel à la concentration des trous (porteurs minoritaires) pour des tensions supérieures à 0.7V.

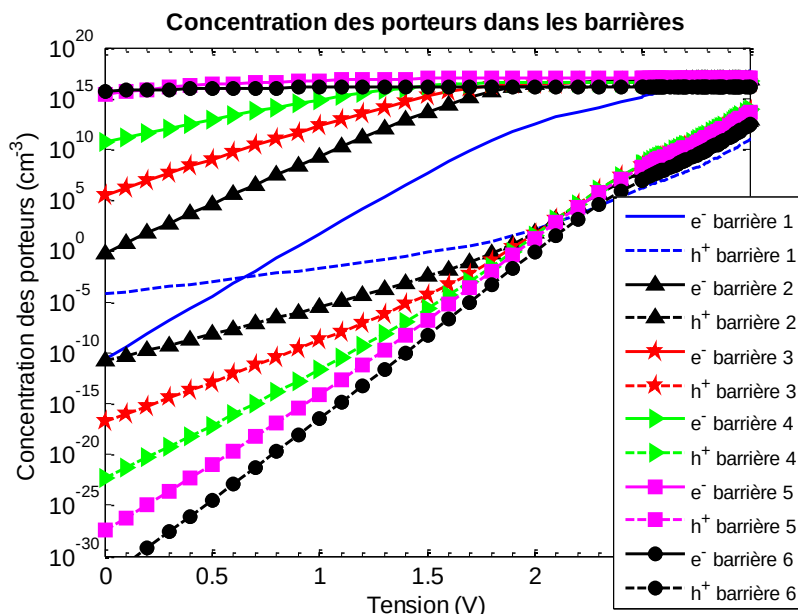


Figure a-6 : Concentrations des électrons (lignes continues) et des trous (lignes discontinues) dans les barrières de la zone active de la LED disposant d'une EBL de $0.01\mu\text{m}$ d'épaisseur.

Les changements de la pente du taux de recombinaison SRH dans la barrière 1 et dans toute la zone des puits quantiques sont donc dus au changement du type de porteurs minoritaires dans la barrière 1. Pour une épaisseur d'EBL de $0.01\mu\text{m}$, le changement de type de porteurs minoritaires est seulement spécifique pour la barrière 1 et ne se manifeste pas dans les autres parties de la zone des puits quantiques. Cette caractéristique est probablement due à la faible épaisseur de l'EBL.

Les variations des concentrations des porteurs dans les puits quantiques en fonction de la tension suivent les mêmes tendances que celles des porteurs dans les barrières (voir la figure a-6) et ne sont pas illustrées. Dans les puits quantiques, les électrons sont majoritaires et les trous sont minoritaires. Le changement de type de porteurs minoritaires n'a pas lieu dans les puits quantiques, par conséquent la pente des caractéristiques taux de recombinaison SRH dans chaque puits n'affiche pas de différents régimes en fonction de la tension (voir la figure a-5-a) comme dans la barrière numéro 1 (voir la figure a-5-b).

La figure a-7 illustre le profil des concentrations des électrons et des trous à l'équilibre ($V = 0$) dans la LED disposant d'une EBL d'une épaisseur de $0.01\mu\text{m}$. Les concentrations des porteurs suivent les mêmes tendances déjà décrites dans la figure 3-4 (page 82). Cependant, nous pouvons constater une différence par rapport à la figure 3-4 :

- Dans la figure 3-4, dans la barrière 1, la concentration des trous est plusieurs ordres de grandeur inférieure à celle des électrons.
- Dans la figure a-7, dans la barrière 1, la concentration des trous est plus élevée que celle des électrons.

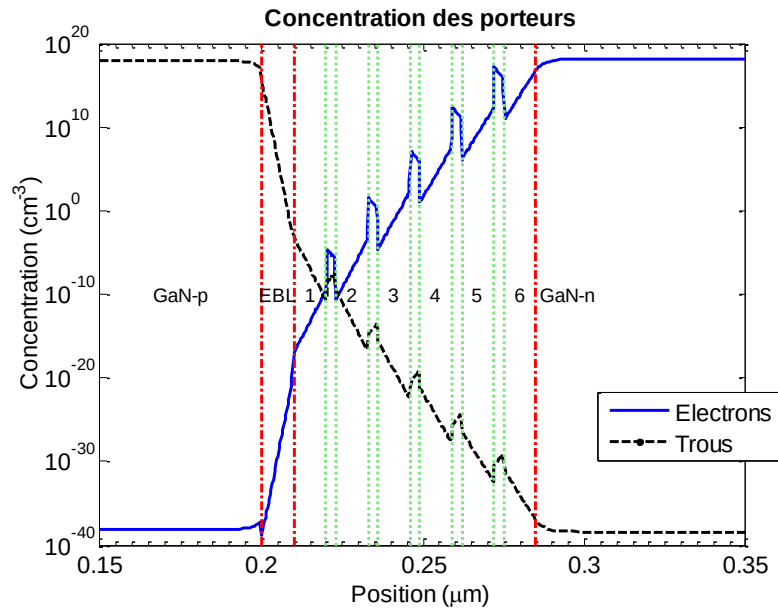


Figure a-7 : Profils des concentrations à 0V des électrons et des trous pour la LED disposant d'une EBL de $0.01\mu m$.

Ainsi, l'épaisseur de l'EBL conditionne les concentrations des électrons et des trous dans les différentes parties de la zone active. En conséquence, le taux de recombinaison SRH dans la zone active peut varier en fonction de l'épaisseur de l'EBL.

Les taux de recombinaison SRH dans les parties GaN-*n* et GaN-*p* (non illustrés ici) augmentent et saturent également en fonction de la tension. Cependant, à basses tensions, contrairement au taux de recombinaison SRH dans la zone des puits quantiques, la pente des caractéristiques taux de recombinaison SRH dans les parties GaN-*n* et GaN-*p* ne varie pas en fonction de l'épaisseur de l'EBL et le coefficient d'idéalité est égal à 1 (c.f. équation (A.2)).

La figure a-8 illustre la densité de courant de recombinaison SRH dans l'EBL en fonction de l'épaisseur de l'EBL.

Il est important de noter **qu'à basse tension**, la densité de courant de recombinaison SRH dans l'EBL, quelle que soit l'épaisseur d'EBL, est plus importante que celle dans la zone des puits quantiques. En revanche, la densité de courant de recombinaison SRH dans l'EBL sature très fortement pour devenir très inférieure à celle dans la zone des puits quantiques **à haute tension**. De plus, comme la densité de courant de recombinaison dans la zone des puits quantiques, **à basse tension**, la densité de courant de recombinaison SRH dans l'EBL est d'autant plus élevée que l'épaisseur de l'EBL est faible, à l'exception de la densité de courant de recombinaison correspondant à l'épaisseur d'EBL de $0.1\mu m$ (courbe rouge à marqueurs carrés) et à des tensions entre $2.1V$ et $2.5V$. Cette variation peut s'expliquer en étudiant les concentrations des porteurs dans l'EBL de manière similaire à l'étude des concentrations des porteurs dans la zone des puits quantiques présentée précédemment dans cette partie. **À haute tension**, au contraire, la densité de courant de recombinaison SRH est une fonction croissante de l'épaisseur de l'EBL.

La densité de courant de recombinaison SRH dans l'EBL s'illustre non seulement par des pentes très distinctes **à basse tension** (inférieure à $3.2V$, voir la Figure a-8) mais également par des régimes de saturation (supérieure à $3.2V$) très différents. La saturation est d'autant moins marquée

que l'épaisseur d'EBL est grande, autrement dit que le nombre de sites potentiels de recombinaison SRH est grand.

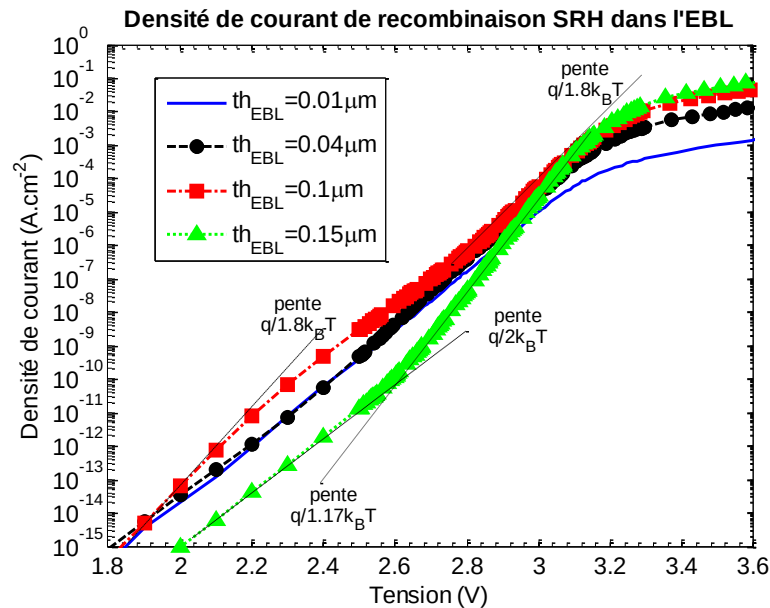


Figure a-8 : Densité de courant de recombinaison SRH dans l'EBL en fonction de l'épaisseur de l'EBL.

Nous pouvons également constater qu'il existe deux régimes pour le « facteur d'idéalité » de la densité de courant de recombinaison SRH dans l'EBL :

- Lorsque **la tension est inférieure à une valeur spécifique** (variant selon l'épaisseur de l'EBL, par exemple environ $2.6V$ pour l'épaisseur d'EBL de $0.15\mu m$), le « facteur d'idéalité » peut varier entre 1.8 et 2, suggérant que les concentrations des deux types de porteurs sont quasiment équilibrées dans l'EBL (voir l'expression (A.1)).
- Lorsque **la tension excède cette valeur spécifique**, le « facteur d'idéalité » diminue vers une valeur plus proche de 1. Les concentrations des deux types de porteurs dans l'EBL deviennent plus déséquilibrées (voir l'expression (A.2)). De plus, comme nous l'avons vu dans la barrière 1 de la zone des puits quantiques (par exemple, voir la figure a-6), ce changement de pente suggère un changement de type de porteurs minoritaires. Puisque l'EBL est dopé de type p , les électrons sont initialement des porteurs minoritaires dans l'EBL. Au fur et à mesure que la tension augmente, la concentration des électrons augmente et dépasse celle des trous. Ainsi, les électrons deviennent des porteurs majoritaires même dans l'EBL.

La figure a-9 (page 215) illustre, à titre d'exemple, l'évolution des concentrations moyennes des électrons et des trous dans l'EBL d'épaisseur $0.15\mu m$. Lorsque la tension augmente, la concentration des trous augmente très faiblement alors que celle des électrons augmente exponentiellement puis tend vers une « saturation ». Pour **des tensions inférieures à environ $2.6V$** , la concentration des trous est supérieure à celle des électrons. Pour **des tensions supérieures à environ $2.6V$** , la concentration des trous devient inférieure à celle des électrons.

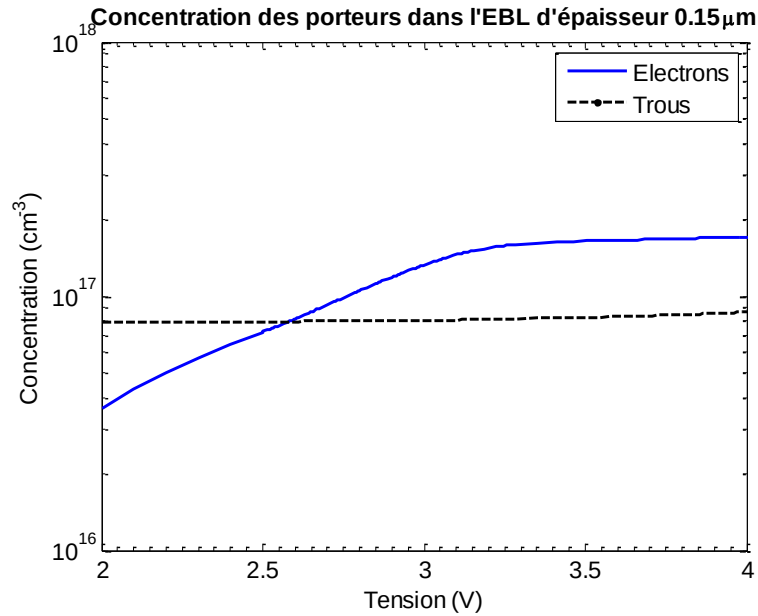


Figure a-9 : Concentrations des électrons et des trous dans l'EBL d'épaisseur 0.15 μm .

En somme, à **basse tension (inférieure à 3.3V)**, les recombinaisons SRH dans l'EBL dominent les recombinaisons SRH dans la LED. A **haute tension (supérieure à 3.3V)**, les recombinaisons SRH dans la zone des puits quantiques sont prépondérantes. Pour les dopages utilisés ($N_d = 5 \times 10^{18} cm^{-3}$ et $N_a = 5 \times 10^{19} cm^{-3}$), la tension qui sépare les basses et hautes tensions (3.3V) est approximativement égale à la tension correspondant aux maximum d'IQE des LED étudiées. De mémoire, la valeur maximale de l'IQE varie en fonction de l'épaisseur de l'EBL (figure 3-37 à la page 114). A cette tension (3.3V), les densités de courant de recombinaison SRH dans la zone des puits quantiques semblent indépendantes de l'épaisseur de l'EBL (voir l'encart de la figure a-4). En conséquence, nous pouvons déduire que la variation de l'épaisseur de l'EBL n'influence pas la valeur maximale de l'IQE par l'intermédiaire des recombinaisons SRH, en particulier celles dans l'EBL et la zone des puits quantiques.

A.2.2 Les recombinaisons radiatives et Auger

En fonction de l'épaisseur de l'EBL, les taux de recombinaison radiative et Auger suivent les mêmes tendances que le taux de recombinaison SRH et ne sont pas présentés ci-après. Les taux de recombinaisons radiatives et Auger dans la zone des puits quantiques et dans l'EBL augmentent lorsque l'épaisseur de l'EBL augmente, comme le taux de recombinaison SRH (voir la figure a-8). Cependant à basse tension, les recombinaisons Auger sont négligeables.

A.3 Les variations du dopage de l'EBL ($x_{Al} = 0.15$ et $th_{EBL} = 0.04\mu m$)

A basse tension, la caractéristique $J - V$ est dominée par les recombinaisons, en particulier les recombinaisons SRH. L'accroissement de la densité du courant lorsque le dopage de l'EBL augmente, surtout à basses tensions, devrait être corrélée à une augmentation des taux de recombinaisons SRH dans la LED. Comme le suggère la partie 3.2.5.3, le taux de recombinaison SRH dans l'EBL domine à basse tension (inférieure à environ 2.5V). A des tensions moyennes (de 2.5V à environ 3.2V) le taux de recombinaison SRH dans la zone des puits quantiques excède le taux de recombinaison SRH dans l'EBL. A titre d'exemple, la figure a-10 illustre le taux de recombinaison SRH

moyen dans la zone des puits quantiques en fonction de la tension et du dopage de l'EBL. A une tension donnée, le taux de recombinaison SRH augmente avec le dopage de l'EBL.

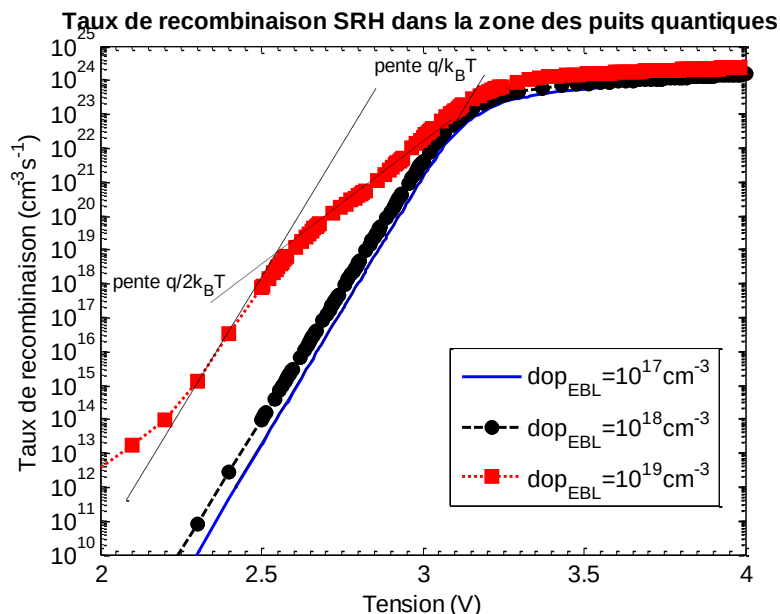


Figure a-10 : Taux de recombinaison SRH dans la zone des puits quantiques en fonction du dopage de l'EBL.

L'augmentation du taux de recombinaison SRH dans la zone des puits quantiques en fonction du dopage de l'EBL peut s'expliquer par les concentrations des électrons et les trous dans cette zone (voir la partie A.2.1). La concentration des trous dans la zone des puits quantiques (non illustrée ici) augmente lorsque le dopage de l'EBL augmente. Puisque les trous sont des porteurs minoritaires et que le taux de recombinaison SRH est quasiment proportionnel à la concentration des porteurs minoritaires (voir l'expression (A.2) à la page 211), le taux de recombinaison SRH augmente avec le dopage de l'EBL. Les taux des recombinaisons radiative et Auger dans la zone des puits quantiques suivent la même tendance que le taux de recombinaison SRH. A titre d'exemple, la figure a-11 illustre les taux moyens des recombinaisons radiatives dans la zone des puits quantiques en fonction du dopage de l'EBL pour l'épaisseur de l'EBL de $0.04 \mu\text{m}$.

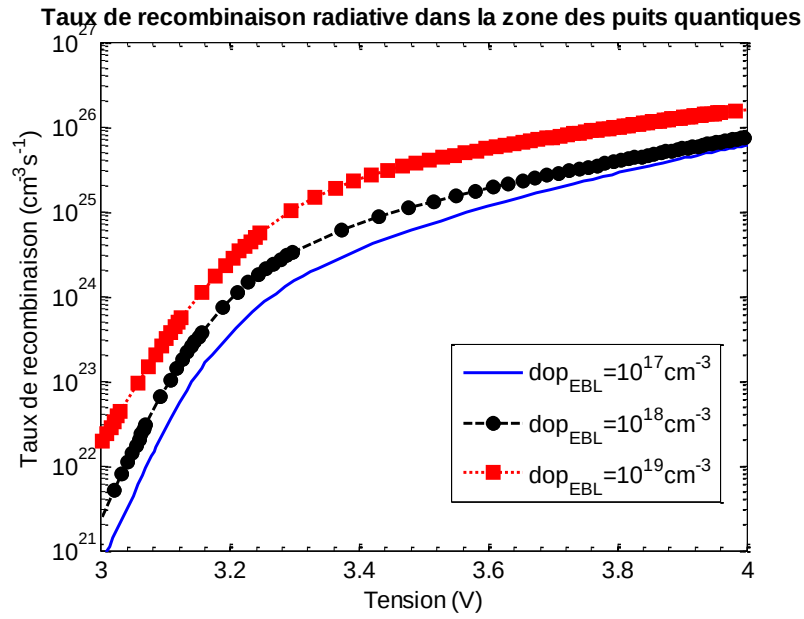


Figure a-11 : Taux de recombinaison radiative dans la zone des puits quantiques en fonction du dopage de l'EBL.

L'augmentation des taux de recombinaison lorsque le dopage de l'EBL augmente est cohérente avec l'augmentation des concentrations de trous – porteurs minoritaires – dans la zone des puits quantiques.

Bibliographie

- [1] S. Shafiee and E. Topal, "When will fossil fuel reserves be diminished?," *Energy Policy*, vol. 37, no. 1, pp. 181–189, Jan. 2009.
- [2] M. R. Krames *et al.*, "Status and Future of High-Power Light-Emitting Diodes for Solid-State Lighting," *J. Disp. Technol.*, vol. 3, no. 2, pp. 160–175, Jun. 2007.
- [3] H. P. Maruska, W. C. Rhines, and D. A. Stevenson, "Preparation of Mg-doped GaN diodes exhibiting violet electroluminescence," *Mater. Res. Bull.*, vol. 7, no. 8, pp. 777–781, Aug. 1972.
- [4] H. P. Maruska, "Violet luminescence of Mg-doped GaN," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 22, no. 6, p. 303, 1973.
- [5] H. P. Maruska and D. A. Stevenson, "Mechanism of light production in metal-insulator-semiconductor diodes; GaN:Mg violet light-emitting diodes," *Solid-State Electron.*, vol. 17, no. 11, pp. 1171–1179, Nov. 1974.
- [6] H. P. Maruska, L. J. Anderson, and D. A. Stevenson, "Microstructural Observations on Gallium Nitride Light-Emitting Diodes," *J. Electrochem. Soc.*, vol. 121, no. 9, p. 1202, 1974.
- [7] S. Nakamura, M. Senoh, and T. Mukai, "P-GaN/N-InGaN/N-GaN Double-Heterostructure Blue-Light-Emitting Diodes," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 32, no. Part 2, No.1A/B, pp. L8–L11, Jan. 1993.
- [8] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu, and I. Akasaki, "P-Type Conduction in Mg-Doped GaN Treated with Low-Energy Electron Beam Irradiation (LEEBI)," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 28, no. Part 2, No. 12, pp. L2112–L2114, Dec. 1989.
- [9] H. Morkoç, *Handbook of nitride semiconductors and devices Electronic and optical processes in nitrides*. Weinheim: Wiley-VCH, 2009.
- [10] E. F. Schubert, *Light-emitting diodes*, 2nd ed. Cambridge ; New York: Cambridge University Press, 2006.
- [11] J. J. Wierer, J. Y. Tsao, and D. S. Sizov, "Comparison between blue lasers and light-emitting diodes for future solid-state lighting: Comparison between blue lasers and light-emitting diodes," *Laser Photonics Rev.*, vol. 7, no. 6, pp. 963–993, Nov. 2013.
- [12] J. Herrnsdorf *et al.*, "Active-Matrix GaN Micro Light-Emitting Diode Display With Unprecedented Brightness," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 62, no. 6, pp. 1918–1925, Jun. 2015.
- [13] R. S. Pengelly, S. M. Wood, J. W. Milligan, S. T. Sheppard, and W. L. Pribble, "A Review of GaN on SiC High Electron-Mobility Power Transistors and MMICs," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 60, no. 6, pp. 1764–1783, Jun. 2012.
- [14] H. Morkoç, *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices*. Weinheim, Germany: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2008.
- [15] C. Bayram *et al.*, "Cubic Phase GaN on Nano-grooved Si (100) via Maskless Selective Area Epitaxy," *Adv. Funct. Mater.*, vol. 24, no. 28, pp. 4492–4496, Jul. 2014.
- [16] M. D. Losego, *Interfacing epitaxial oxides to gallium nitride*. ProQuest, 2008.
- [17] O. Ambacher, "Growth and applications of Group III-nitrides," *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 31, no. 20, pp. 2653–2710, Oct. 1998.
- [18] M. Stutzmann *et al.*, "Playing with Polarity," *Phys. Status Solidi B*, vol. 228, no. 2, pp. 505–512, Nov. 2001.
- [19] P.-M. Coulon, "Croissance et Caractérisation de Nanofils-Microfils de GaN.pdf," Université de Nice-Sophia Antipolis, Nice, France, 2014.
- [20] T. K. Zywiec, J. Neugebauer, M. Scheffler, and J. E. Northrup, "Novel Reconstruction mechanisms: A comparison between group-III-nitrides and 'traditional' III-V-semiconductors," *ArXiv Prepr. Physics* 9810003, 1998.
- [21] A. R. Smith, R. M. Feenstra, D. W. Greve, J. Neugebauer, and J. E. Northrup, "Reconstructions of the GaN (0001) Surface," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 79, no. 20, pp. 3934–3937, Nov. 1997.
- [22] K. Rapcewicz, M. Buongiorno Nardelli, and J. Bernholc, "Theory of surface morphology of wurtzite GaN (0001) surfaces," *Phys. Rev. B*, vol. 56, no. 20, pp. R12725–R12728, Nov. 1997.

- [23] T. K. Zywiets, J. Neugebauer, and M. Scheffler, "The adsorption of oxygen at GaN surfaces," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, no. 12, p. 1695, 1999.
- [24] A. E. Romanov, T. J. Baker, S. Nakamura, J. S. Speck, and ERATO/JST UCSB Group, "Strain-induced polarization in wurtzite III-nitride semipolar layers," *J. Appl. Phys.*, vol. 100, no. 2, p. 23522, 2006.
- [25] H. Mathieu, *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*. Paris: Dunod, 2004.
- [26] M. Ilegems and H. C. Montgomery, "Electrical properties of n-type vapor-grown gallium nitride," *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 34, no. 5, pp. 885–895, May 1973.
- [27] D. K. Gaskill, L. Rowland, and K. Doverspike, "Electrical Properties of AlN, GaN, and AlGaIn," in *Properties of group III nitrides*, J. H. Edgar and Institution of Electrical Engineers, Eds. London: INSPEC, the Inst. of Electrical Engineers, 1994, p. 302.
- [28] M. Suzuki, T. Uenoyama, and A. Yanase, "First-principles calculations of effective-mass parameters of AlN and GaN," *Phys. Rev. B*, vol. 52, no. 11, pp. 8132–8139, Sep. 1995.
- [29] G. Yu *et al.*, "Optical properties of wurtzite structure GaN on sapphire around fundamental absorption edge (0.78–4.77 eV) by spectroscopic ellipsometry and the optical transmission method," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, no. 24, p. 3209, 1997.
- [30] J. Piprek, Ed., *Optoelectronic Devices*. New York: Springer-Verlag, 2005.
- [31] E. Rosencher and B. Vinter, *Optoélectronique*. Paris: Masson, 1998.
- [32] G. H. B. Thompson, *Physics of semiconductor laser devices*. Chichester [Eng.] ; New York: J. Wiley, 1980.
- [33] X. Guo and E. F. Schubert, "Current crowding in GaN/InGaIn light emitting diodes on insulating substrates," *J. Appl. Phys.*, vol. 90, no. 8, p. 4191, 2001.
- [34] H.-Y. Ryu and J.-I. Shim, "Effect of current spreading on the efficiency droop of InGaIn light-emitting diodes," *Opt. Express*, vol. 19, no. 4, p. 2886, Feb. 2011.
- [35] S. Nakamura and M. R. Krames, "History of Gallium-Nitride-Based Light-Emitting Diodes for Illumination," *Proc. IEEE*, vol. 101, no. 10, pp. 2211–2220, Oct. 2013.
- [36] B. Chambion, "Etude de la fiabilité de modules de puissance à base de LEDs blanches pour des applications en environnement automobile," Université de Bordeaux.
- [37] S. Liu and X. Luo, *LED packaging for lighting applications: design, manufacturing and testing*. Beijing: Chemical Industry Press, 2011.
- [38] S. Fritze *et al.*, "High Si and Ge n-type doping of GaN doping - Limits and impact on stress," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, no. 12, p. 122104, 2012.
- [39] X. Guo, Y.-L. Li, and E. F. Schubert, "Efficiency of GaN/InGaIn light-emitting diodes with interdigitated mesa geometry," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, no. 13, p. 1936, 2001.
- [40] V. Pishchik, L. A. Lytvynov, and E. R. Dobrovinskaya, *Sapphire: Material, Manufacturing, Applications*. Boston, MA: Springer-Verlag US, 2009.
- [41] C. J. Glassbrenner and G. A. Slack, "Thermal Conductivity of Silicon and Germanium from 3°K to the Melting Point," *Phys. Rev.*, vol. 134, no. 4A, pp. A1058–A1069, May 1964.
- [42] W. Götz, N. M. Johnson, C. Chen, H. Liu, C. Kuo, and W. Imler, "Activation energies of Si donors in GaN," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, no. 22, p. 3144, 1996.
- [43] H. Morkoç, "General Properties of Nitrides," in *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices: Materials Properties, Physics and Growth, Volume 1*, Weinheim, Germany: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2008, pp. 1–129.
- [44] V. Haerle *et al.*, "High brightness LEDs for general lighting applications Using the new ThinGaN™-Technology," *Phys Stat Sol A*, vol. 201, no. 12, pp. 2736–2739, Sep. 2004.
- [45] O. B. Shchekin and D. Sun, "Evolutionary new chip design targets lighting systems," *Compound Semiconductor*, Mar-2007.
- [46] C. Sah, R. Noyce, and W. Shockley, "Carrier Generation and Recombination in P-N Junctions and P-N Junction Characteristics," *Proc. IRE*, vol. 45, no. 9, pp. 1228–1243, Sep. 1957.
- [47] M. Auf der Maur, B. Galler, I. Pietzonka, M. Strassburg, H. Lugauer, and A. Di Carlo, "Trap-assisted tunneling in InGaIn/GaN single-quantum-well light-emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 105, no. 13, p. 133504, Sep. 2014.

- [48] M. Mandurrino *et al.*, "Semiclassical simulation of trap-assisted tunneling in GaN-based light-emitting diodes," *J. Comput. Electron.*, vol. 14, no. 2, pp. 444–455, Jun. 2015.
- [49] M. Mandurrino *et al.*, "Trap-assisted tunneling contributions to subthreshold forward current in InGaN/GaN light-emitting diodes," in *Proc. SPIE 9571*, San Diego, California, 2015, vol. 9571.
- [50] D.-P. Han *et al.*, "Nonradiative recombination mechanisms in InGaN/GaN-based light-emitting diodes investigated by temperature-dependent measurements," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, no. 15, p. 151108, Apr. 2014.
- [51] X. Chen, K. D. Matthews, D. Hao, W. J. Schaff, and L. F. Eastman, "Growth, fabrication, and characterization of InGaN solar cells," *Phys. Status Solidi A*, vol. 205, no. 5, pp. 1103–1105, May 2008.
- [52] P. Kivisaari *et al.*, "Electrical measurement of internal quantum efficiency and extraction efficiency of III-N light-emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, no. 2, p. 21113, 2012.
- [53] S.-H. Lim, Y.-H. Ko, and Y.-H. Cho, "A quantitative method for determination of carrier escape efficiency in GaN-based light-emitting diodes: A comparison of open- and short-circuit photoluminescence," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, no. 9, p. 91104, Mar. 2014.
- [54] H. Kim, D.-S. Shin, H.-Y. Ryu, and J.-I. Shim, "Analysis of Time-resolved Photoluminescence of InGaN Quantum Wells Using the Carrier Rate Equation," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 49, no. 11, p. 112402, Nov. 2010.
- [55] H. Murotani, Y. Yamada, Y. Honda, and H. Amano, "Excitation density dependence of radiative and nonradiative recombination lifetimes in InGaN/GaN multiple quantum wells: Excitation density dependence of recombination lifetimes in InGaN/GaN MQWs," *Phys. Status Solidi B*, p. n/a-n/a, Dec. 2014.
- [56] V. N. Abakumov, V. I. Perel, and I. N. Yassievich, *Nonradiative recombination in semiconductors*. Amsterdam; New York; New York, NY, USA: North-Holland ; Sole distributors for the USA and Canada, Elsevier Science Pub. Co., 1991.
- [57] E. Kioupakis, P. Rinke, K. T. Delaney, and C. G. Van de Walle, "Indirect Auger recombination as a cause of efficiency droop in nitride light-emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98, no. 16, p. 161107, 2011.
- [58] J. Hader, J. V. Moloney, and S. W. Koch, "Microscopic evaluation of spontaneous emission- and Auger-processes in semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 41, no. 10, pp. 1217–1226, Oct. 2005.
- [59] J. Hader *et al.*, "On the importance of radiative and Auger losses in GaN-based quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, no. 26, p. 261103, 2008.
- [60] K. T. Delaney, P. Rinke, and C. G. Van de Walle, "Auger recombination rates in nitrides from first principles," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, no. 19, p. 191109, 2009.
- [61] B. Galler *et al.*, "Influence of indium content and temperature on Auger-like recombination in InGaN quantum wells grown on (111) silicon substrates," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, no. 13, p. 131111, 2012.
- [62] E. Kioupakis, P. Rinke, A. Schleife, F. Bechstedt, and C. G. Van de Walle, "Free-carrier absorption in nitrides from first principles," *Phys. Rev. B*, vol. 81, no. 24, Jun. 2010.
- [63] M. Brendel *et al.*, "Auger recombination in GaInN/GaN quantum well laser structures," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, no. 3, p. 31106, 2011.
- [64] W. G. Scheibenzuber, U. T. Schwarz, L. Sulmoni, J. Dorsaz, J.-F. Carlin, and N. Grandjean, "Recombination coefficients of GaN-based laser diodes," *J. Appl. Phys.*, vol. 109, no. 9, p. 93106, 2011.
- [65] J. Iveland, L. Martinelli, J. Peretti, J. S. Speck, and C. Weisbuch, "Direct Measurement of Auger Electrons Emitted from a Semiconductor Light-Emitting Diode under Electrical Injection: Identification of the Dominant Mechanism for Efficiency Droop," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, no. 17, Apr. 2013.

- [66] O. E. Tereshchenko *et al.*, "Low-temperature method of cleaning p-GaN(0001) surfaces for photoemitters with effective negative electron affinity," *Phys. Solid State*, vol. 46, no. 10, pp. 1949–1953, Oct. 2004.
- [67] F. Bertazzi *et al.*, "Comment on 'Direct Measurement of Auger Electrons Emitted from a Semiconductor Light-Emitting Diode under Electrical Injection: Identification of the Dominant Mechanism for Efficiency Droop' [Phys. Rev. Lett. 110, 177406 (2013)]," 2013.
- [68] M. Binder *et al.*, "Identification of nnp and npp Auger recombination as significant contributor to the efficiency droop in (GaIn)N quantum wells by visualization of hot carriers in photoluminescence," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 103, no. 7, p. 71108, 2013.
- [69] M.-H. Kim *et al.*, "Origin of efficiency droop in GaN-based light-emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, no. 18, p. 183507, 2007.
- [70] R. R. Lietaen *et al.*, "Mg doping of GaN by molecular beam epitaxy," *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 44, no. 13, p. 135406, Apr. 2011.
- [71] J. Simon, Y. Cao, and D. Jena, "Short-period AlN/GaN p-type superlattices: hole transport use in p-n junctions," *Phys. Status Solidi C*, vol. 7, no. 10, pp. 2386–2389, Oct. 2010.
- [72] D. L. Rode and D. K. Gaskill, "Electron Hall mobility of n-GaN," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 66, no. 15, p. 1972, 1995.
- [73] T. T. Mnatsakanov, M. E. Levinshtein, L. I. Pomortseva, S. N. Yurkov, G. S. Simin, and M. Asif Khan, "Carrier mobility model for GaN," *Solid-State Electron.*, vol. 47, no. 1, pp. 111–115, Jan. 2003.
- [74] I. M. Abdel-Motaleb and R. Y. Korotkov, "Modeling of electron mobility in GaN materials," *J. Appl. Phys.*, vol. 97, no. 9, p. 93715, 2005.
- [75] J. Piprek, "AlGaIn polarization doping effects on the efficiency of blue LEDs," 2012, p. 82620E–82620E–11.
- [76] H. Ünlü and A. Asenov, "Band offsets in III-nitride heterostructures," *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 35, no. 7, pp. 591–594, Apr. 2002.
- [77] A. N. Westmeyer *et al.*, "Determination of energy-band offsets between GaN and AlN using excitonic luminescence transition in AlGaIn alloys," *J. Appl. Phys.*, vol. 99, no. 1, p. 13705, 2006.
- [78] J. Piprek, Ed., *Nitride semiconductor devices: principles and simulation*. Weinheim: WILEY-VCH, 2007.
- [79] M. F. Schubert *et al.*, "Polarization-matched GaInN/AlGaInN multi-quantum-well light-emitting diodes with reduced efficiency droop," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, no. 4, p. 41102, 2008.
- [80] I. V. Rozhansky and D. A. Zakheim, "Analysis of processes limiting quantum efficiency of AlGaInN LEDs at high pumping," *Phys. Status Solidi A*, vol. 204, no. 1, pp. 227–230, Jan. 2007.
- [81] M. F. Schubert *et al.*, "Effect of dislocation density on efficiency droop in GaInN/GaN light-emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, no. 23, p. 231114, 2007.
- [82] J. Xu *et al.*, "Reduction in efficiency droop, forward voltage, ideality factor, and wavelength shift in polarization-matched GaInN/GaN multi-quantum-well light-emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, no. 1, p. 11113, 2009.
- [83] E. Jung *et al.*, "Investigating the origin of efficiency droop by profiling the temperature across the multi-quantum well of an operating light-emitting diode," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 106, no. 4, p. 41114, Jan. 2015.
- [84] G. Hwang, J. Chung, and O. Kwon, "Enabling low-noise null-point scanning thermal microscopy by the optimization of scanning thermal microscope probe through a rigorous theory of quantitative measurement," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 85, no. 11, p. 114901, Nov. 2014.
- [85] K. Kim *et al.*, "Quantitative scanning thermal microscopy using double scan technique," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, no. 20, p. 203115, 2008.
- [86] J. Chung *et al.*, "Quantitative temperature measurement of an electrically heated carbon nanotube using the null-point method," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 81, no. 11, p. 114901, 2010.
- [87] J. Chung, K. Kim, G. Hwang, O. Kwon, Y. K. Choi, and J. S. Lee, "Quantitative temperature profiling through null-point scanning thermal microscopy," *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 62, pp. 109–113, Dec. 2012.

- [88] J.-I. Shim *et al.*, "Efficiency droop in AlGaInP and GaInN light-emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, no. 11, p. 111106, 2012.
- [89] J.-I. Shim, H. Kim, D.-S. Shin, and H.-Y. Yoo, "An Explanation of Efficiency Droop in InGaN-based Light Emitting Diodes: Saturated Radiative Recombination Rate at Randomly Distributed In-Rich Active Areas," *J. Korean Phys. Soc.*, vol. 58, no. 3, p. 503, Mar. 2011.
- [90] D.-S. Shin, D.-P. Han, J.-Y. Oh, and J.-I. Shim, "Study of droop phenomena in InGaN-based blue and green light-emitting diodes by temperature-dependent electroluminescence," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, no. 15, p. 153506, 2012.
- [91] D.-P. Han *et al.*, "Investigation of carrier spill-over in InGaN-based light-emitting diodes by temperature dependences of resonant photoluminescence and open-circuit voltage: Carrier spill-over in InGaN-based light-emitting diodes," *Phys. Status Solidi A*, vol. 210, no. 10, pp. 2204–2208, Oct. 2013.
- [92] A. Nirschl *et al.*, "Transport and capture properties of Auger-generated high-energy carriers in (AlInGa)N quantum well structures," *J. Appl. Phys.*, vol. 118, no. 3, p. 33103, Jul. 2015.
- [93] A. Hangleiter *et al.*, "Suppression of Nonradiative Recombination by V-Shaped Pits in GaInN/GaN Quantum Wells Produces a Large Increase in the Light Emission Efficiency," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, no. 12, Sep. 2005.
- [94] X. A. Cao and S. D. Arthur, "High-power and reliable operation of vertical light-emitting diodes on bulk GaN," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, no. 18, p. 3971, 2004.
- [95] V. K. Malyutenko and S. S. Bolgov, "Effect of current crowding on the ideality factor in MQW InGaN/GaN LEDs on sapphire substrates," 2010, p. 76171K–76171K–9.
- [96] S. Huang *et al.*, "Lateral Current Spreading Effect on the Efficiency Droop in GaN Based Light-Emitting Diodes," *J. Disp. Technol.*, vol. 9, no. 4, pp. 266–271, Apr. 2013.
- [97] C.-K. Li and Y.-R. Wu, "Study on the Current Spreading Effect and Light Extraction Enhancement of Vertical GaN/InGaN LEDs," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 59, no. 2, pp. 400–407, Feb. 2012.
- [98] J. H. Son *et al.*, "Enhancement of wall-plug efficiency in vertical InGaN/GaN LEDs by improved current spreading," *Opt. Express*, vol. 20, no. S2, p. A287, Mar. 2012.
- [99] V. K. Malyutenko, S. S. Bolgov, and A. N. Tykhonov, "Research on Electrical Efficiency Degradation Influenced by Current Crowding in Vertical Blue InGaN-on-SiC Light-Emitting Diodes," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 24, no. 13, pp. 1124–1126, Jul. 2012.
- [100] V. K. Malyutenko, "Electrical efficiency and droop in MQW LEDs," 2014, p. 90031T.
- [101] A. David, M. J. Grundmann, J. F. Kaeding, N. F. Gardner, T. G. Mihopoulos, and M. R. Krames, "Carrier distribution in (0001)InGaN/GaN multiple quantum well light-emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, no. 5, p. 53502, 2008.
- [102] X. Ni, Q. Fan, R. Shimada, Ü. Özgür, and H. Morkoç, "Reduction of efficiency droop in InGaN light emitting diodes by coupled quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, no. 17, p. 171113, 2008.
- [103] Z.-H. Zhang *et al.*, "Improving hole injection efficiency by manipulating the hole transport mechanism through p-type electron blocking layer engineering," *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 8, p. 2483, Apr. 2014.
- [104] S. Karpov, "ABC-model for interpretation of internal quantum efficiency and its droop in III-nitride LEDs," 2014, pp. 17–18.
- [105] J. Piprek, F. Römer, and B. Witzigmann, "On the uncertainty of the Auger recombination coefficient extracted from InGaN/GaN light-emitting diode efficiency droop measurements," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 106, no. 10, p. 101101, Mar. 2015.
- [106] Q. Dai *et al.*, "On the symmetry of efficiency-versus-carrier-concentration curves in GaInN/GaN light-emitting diodes and relation to droop-causing mechanisms," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98, no. 3, p. 33506, 2011.
- [107] A. David and M. J. Grundmann, "Droop in InGaN light-emitting diodes: A differential carrier lifetime analysis," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, no. 10, p. 103504, 2010.
- [108] S. Karpov, "ABC-model for interpretation of internal quantum efficiency and its droop in III-nitride LEDs: a review," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 47, no. 6, pp. 1293–1303, Jun. 2015.

- [109] N. E. J. Hunt, E. F. Schubert, D. L. Sivco, A. Y. Cho, and G. J. Zydzik, "Power and efficiency limits in single-mirror light emitting diodes with enhanced intensity," *Electron. Lett.*, vol. 28, no. 23, p. 2169, 1992.
- [110] S.-J. Lee *et al.*, "Improvement of GaN-based light-emitting diodes using p-type AlGaIn/GaN superlattices with a graded Al composition," *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 44, no. 10, p. 105101, Mar. 2011.
- [111] K. J. Vampola, M. Iza, S. Keller, S. P. DenBaars, and S. Nakamura, "Measurement of electron overflow in 450 nm InGaIn light-emitting diode structures," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, no. 6, p. 61116, 2009.
- [112] J. Piprek, "Efficiency droop in nitride-based light-emitting diodes," *Phys. Status Solidi A*, vol. 207, no. 10, pp. 2217–2225, Oct. 2010.
- [113] L. Hirsch and A. S. Barrière, "Electrical characterization of InGaIn/GaN light emitting diodes grown by molecular beam epitaxy," *J. Appl. Phys.*, vol. 94, no. 8, p. 5014, 2003.
- [114] W. Shockley and W. T. Read, "Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons," *Phys. Rev.*, vol. 87, no. 5, pp. 835–842, Sep. 1952.
- [115] R. N. Hall, "Electron-Hole Recombination in Germanium," *Phys. Rev.*, vol. 87, no. 2, pp. 387–387, Jul. 1952.
- [116] K. Kunihiro, K. Kasahara, Y. Takahashi, and Y. Ohno, "Experimental evaluation of impact ionization coefficients in GaN," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 20, no. 12, pp. 608–610, Dec. 1999.
- [117] H. Masui *et al.*, "Radiative Recombination Efficiency of InGaIn-Based Light-Emitting Diodes Evaluated at Various Temperatures and Injection Currents," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 46, no. No. 25, pp. L627–L629, Jun. 2007.
- [118] P. C. Eastman, R. R. Haering, and P. A. Barnes, "Injection electroluminescence in metal-semiconductor tunnel diodes," *Solid-State Electron.*, vol. 7, no. 12, pp. 879–885, Dec. 1964.
- [119] J. I. Pankove and M. A. Lampert, "Model for Electroluminescence in GaN," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 33, no. 6, pp. 361–365, Aug. 1974.
- [120] M. Boroditsky *et al.*, "Surface recombination measurements on III–V candidate materials for nanostructure light-emitting diodes," *J. Appl. Phys.*, vol. 87, no. 7, p. 3497, 2000.
- [121] H. P. T. Nguyen, M. Djavid, K. Cui, and Z. Mi, "Temperature-dependent nonradiative recombination processes in GaN-based nanowire white-light-emitting diodes on silicon," *Nanotechnology*, vol. 23, no. 19, p. 194012, May 2012.
- [122] D. J. Fitzgerald and A. S. Grove, "Surface recombination in semiconductors," *Surf. Sci.*, vol. 9, no. 2, pp. 347–369, Jan. 1968.
- [123] L. G. Meiners and H. H. Wieder, "Semiconductor surface passivation," *Mater. Sci. Rep.*, vol. 3, no. 3–4, pp. 139–216, Jan. 1988.
- [124] G. A. M. Hurkx, D. B. M. Klaassen, and M. P. G. Knuvers, "A new recombination model for device simulation including tunneling," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 39, no. 2, pp. 331–338, Feb. 1992.
- [125] E. O. Kane, "Zener tunneling in semiconductors," *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 12, no. 2, pp. 181–188, Jan. 1960.
- [126] A. G. Chynoweth, W. L. Feldmann, and R. A. Logan, "Excess Tunnel Current in Silicon Esaki Junctions," *Phys. Rev.*, vol. 121, no. 3, pp. 684–694, Feb. 1961.
- [127] Y. Yang, X. A. Cao, and C. H. Yan, "Rapid efficiency roll-off in high-quality green light-emitting diodes on freestanding GaN substrates," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, no. 4, p. 41117, 2009.
- [128] B. Monemar and B. E. Sernelius, "Defect related issues in the 'current roll-off' in InGaIn based light emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, no. 18, p. 181103, 2007.
- [129] N. I. Bochkareva *et al.*, "Defect-related tunneling mechanism of efficiency droop in III-nitride light-emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, no. 13, p. 133502, 2010.
- [130] E. Ejder, "Refractive index of GaN," *Phys. Status Solidi A*, vol. 6, no. 2, pp. 445–448, 1971.

- [131] X. H. Wang, P. T. Lai, and H. W. Choi, "The contribution of sidewall light extraction to efficiencies of polygonal light-emitting diodes shaped with laser micromachining," *J. Appl. Phys.*, vol. 108, no. 2, p. 23110, 2010.
- [132] X. H. Wang, W. Y. Fu, P. T. Lai, and H. W. Choi, "Evaluation of InGaN/GaN light-emitting diodes of circular geometry," *Opt. Express*, vol. 17, no. 25, p. 22311, Dec. 2009.
- [133] A. R. Franklin and R. Newman, "Shaped Electroluminescent GaAs Diodes," *J. Appl. Phys.*, vol. 35, no. 4, p. 1153, 1964.
- [134] W. N. Carr and G. E. Pittman, "ONE-WATT GaAs p-n JUNCTION INFRARED SOURCE," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 3, no. 10, p. 173, 1963.
- [135] W. N. Carr, "Photometric figures of merit for semiconductor luminescent sources operating in spontaneous mode," *Infrared Phys.*, vol. 6, no. 1, pp. 1–19, Apr. 1966.
- [136] E. F. Schubert, "Solid-State Light Sources Getting Smart," *Science*, vol. 308, no. 5726, pp. 1274–1278, May 2005.
- [137] S. Dalmaso *et al.*, "Injection Dependence of the Electroluminescence Spectra of Phosphor Free GaN-Based White Light Emitting Diodes," *Phys. Status Solidi A*, vol. 192, no. 1, pp. 139–143, Jul. 2002.
- [138] Xiaoyun Guo, J. Graff, and E. F. Schubert, "Photon recycling semiconductor light emitting diode," 1999, pp. 600–603.
- [139] Y.-L. Li, T. Gessmann, E. F. Schubert, and J. K. Sheu, "Carrier dynamics in nitride-based light-emitting p-n junction diodes with two active regions emitting at different wavelengths," *J. Appl. Phys.*, vol. 94, no. 4, p. 2167, 2003.
- [140] S. Chhajed, Y. Xi, Y.-L. Li, T. Gessmann, and E. F. Schubert, "Influence of junction temperature on chromaticity and color-rendering properties of trichromatic white-light sources based on light-emitting diodes," *J. Appl. Phys.*, vol. 97, no. 5, p. 54506, 2005.
- [141] A. Žukauskas, M. Shur, and R. Gaska, *Introduction to solid-state lighting*. New York: J. Wiley, 2002.
- [142] A. Žukauskas, R. Vaicekauskas, F. Ivanauskas, R. Gaska, and M. S. Shur, "Optimization of white polychromatic semiconductor lamps," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 80, no. 2, p. 234, 2002.
- [143] S. Nakamura, S. Pearton, and G. Fasol, *The Blue Laser Diode*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2000.
- [144] U. Kaufmann *et al.*, "Ultraviolet Pumped Tricolor Phosphor Blend White Emitting LEDs," *Phys. Status Solidi A*, vol. 188, no. 1, pp. 143–146, Nov. 2001.
- [145] P. Schlotter, R. Schmidt, and J. Schneider, "Luminescence conversion of blue light emitting diodes," *Appl. Phys. Mater. Sci. Process.*, vol. 64, no. 4, pp. 417–418, Apr. 1997.
- [146] S. M. Sze and K. K. Ng, *Physics of semiconductor devices*, 3rd ed. Hoboken, N.J: Wiley-Interscience, 2007.
- [147] J.-P. Colinge and C. A. Colinge, *Physics of semiconductor devices*. Boston: Kluwer Academic Publishers, 2002.
- [148] J. J. Liou and F. A. Lindholm, "Thickness of p/n junction space-charge layers," *J. Appl. Phys.*, vol. 64, no. 3, p. 1249, 1988.
- [149] S. Selberherr, *Analysis and Simulation of Semiconductor Devices*. Vienna: Springer Vienna, 1984.
- [150] P. Degond, F. Méhats, and C. Ringhofer, "Quantum Energy-Transport and Drift-Diffusion Models," *J. Stat. Phys.*, vol. 118, no. 3–4, pp. 625–667, Feb. 2005.
- [151] J. H. Park *et al.*, "Distinct U-shape efficiency-versus-current curves in AlGaN-based deep-ultraviolet light-emitting diodes," *Opt. Express*, vol. 23, no. 12, p. 15398, Jun. 2015.
- [152] J. C. Manifacier, R. Ardebili, and C. Popescu, "High level injection phenomena in P–N junctions," *J. Appl. Phys.*, vol. 80, no. 5, p. 2838, 1996.
- [153] A. Gaci, "Contribution à la modélisation de la jonction p-n à faible et à fort niveau d'injection," Thèse imprimée, Institut National Polytechnique de Toulouse (INPT), 1997.
- [154] D. Steiauf, E. Kioupakis, and C. G. Van de Walle, "Auger Recombination in GaAs from First Principles," *ACS Photonics*, vol. 1, no. 8, pp. 643–646, Aug. 2014.

- [155] H. Morkoç, *Handbook of nitride semiconductors and devices. Volume 3, Volume 3.*, Weinheim: Wiley-VCH, 2009.
- [156] Y. C. Shen, G. O. Mueller, S. Watanabe, N. F. Gardner, A. Munkholm, and M. R. Krames, "Auger recombination in InGaN measured by photoluminescence," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, no. 14, p. 141101, 2007.
- [157] R. Van Overstraeten and H. De Man, "Measurement of the ionization rates in diffused silicon p-n junctions," *Solid-State Electron.*, vol. 13, no. 5, pp. 583–608, May 1970.
- [158] A. G. Chynoweth, "Ionization Rates for Electrons and Holes in Silicon," *Phys. Rev.*, vol. 109, no. 5, pp. 1537–1540, Mar. 1958.
- [159] L. E. Black, "Surface Recombination Theory," in *New Perspectives on Surface Passivation: Understanding the Si-Al₂O₃ Interface*, Cham: Springer International Publishing, 2016, pp. 15–28.
- [160] J. Piprek, "An LED with 250% peak quantum efficiency," *SPIE Newsroom*, Feb. 2015.
- [161] F. Della Sala *et al.*, "Free-carrier screening of polarization fields in wurtzite GaN/InGaN laser structures," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, no. 14, p. 2002, 1999.
- [162] F. Bernardini, V. Fiorentini, and D. Vanderbilt, "Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides," *Phys. Rev. B*, vol. 56, no. 16, pp. R10024–R10027, Oct. 1997.
- [163] S. F. Chichibu *et al.*, "Effective band gap inhomogeneity and piezoelectric field in InGaN/GaN multiquantum well structures," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 14, p. 2006, 1998.
- [164] F. Renner, P. Kiesel, G. H. Döhler, M. Kneissl, C. G. Van de Walle, and N. M. Johnson, "Quantitative analysis of the polarization fields and absorption changes in InGaN/GaN quantum wells with electroabsorption spectroscopy," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, no. 3, p. 490, 2002.
- [165] Y. Yang and Y. Zeng, "Efficiency Droop Reduction in InGaN LEDs by Alternating AlGaIn Barriers With GaN Barriers," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 27, no. 8, pp. 844–847, Apr. 2015.
- [166] S. J. Pearton, C. R. Abernathy, and F. Ren, *Gallium nitride processing for electronics, sensors, and spintronics*. New York: Springer, 2006.
- [167] W. Götz, R. S. Kern, C. H. Chen, H. Liu, D. A. Steigerwald, and R. M. Fletcher, "Hall-effect characterization of III–V nitride semiconductors for high efficiency light emitting diodes," *Mater. Sci. Eng. B*, vol. 59, no. 1–3, pp. 211–217, May 1999.
- [168] M. Kumar, T. N. Bhat, B. Roul, M. K. Rajpalke, A. T. Kalghatgi, and S. B. Krupanidhi, "Carrier concentration dependence of donor activation energy in n-type GaN epilayers grown on Si (111) by plasma-assisted MBE," *Mater. Res. Bull.*, vol. 47, no. 6, pp. 1306–1309, Jun. 2012.
- [169] S. Brochen, J. Brault, S. Chenot, A. Dussaigne, M. Leroux, and B. Damilano, "Dependence of the Mg-related acceptor ionization energy with the acceptor concentration in p-type GaN layers grown by molecular beam epitaxy," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 103, no. 3, p. 32102, 2013.
- [170] J. R. Yeagan and H. L. Taylor, "The Poole-Frenkel Effect with Compensation Present," *J. Appl. Phys.*, vol. 39, no. 12, p. 5600, 1968.
- [171] A. Chakraborty, "Passivation de la surface du nitrure de gallium par dépôt PECVD d'oxyde de silicium," Université de Sherbrooke, Québec, 2015.
- [172] D. K. Schroder, *Semiconductor material and device characterization*, 3rd ed. [Piscataway, NJ] : Hoboken, N.J.: IEEE Press ; Wiley, 2006.
- [173] D. M. Caughey and R. E. Thomas, "Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field," *Proc. IEEE*, vol. 55, no. 12, pp. 2192–2193, 1967.
- [174] J. S. Blakemore, "Semiconducting and other major properties of gallium arsenide," *J. Appl. Phys.*, vol. 53, no. 10, p. R123, 1982.
- [175] E. Bellotti *et al.*, "Simulation of Carrier Transport in Wide Band Gap Semiconductors," in *Topics in High Field Transport in Semiconductors*, vol. 22, WORLD SCIENTIFIC, 2001, pp. 163–222.
- [176] J. M. Barker *et al.*, "High-field transport studies of GaN," *Phys. B Condens. Matter*, vol. 314, no. 1–4, pp. 39–41, Mar. 2002.
- [177] J. M. Barker, D. K. Ferry, S. M. Goodnick, D. D. Koleske, A. E. Wickenden, and R. L. Henry, "Measurements of the velocity-field characteristic in AlGaIn/GaN heterostructures," *Microelectron. Eng.*, vol. 63, no. 1–3, pp. 193–197, Aug. 2002.

- [178] J. M. Barker, D. K. Ferry, D. D. Koleske, and R. J. Shul, "Bulk GaN and AlGaIn/GaN heterostructure drift velocity measurements and comparison to theoretical models," *J. Appl. Phys.*, vol. 97, no. 6, p. 63705, 2005.
- [179] M. Wraback *et al.*, "Time-resolved electroabsorption measurement of the electron velocity-field characteristic in GaN," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, no. 9, p. 1155, 2000.
- [180] M. Farahmand *et al.*, "Monte Carlo simulation of electron transport in the III-nitride wurtzite phase materials system: binaries and ternaries," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 48, no. 3, pp. 535–542, Mar. 2001.
- [181] U. V. Bhapkar and M. S. Shur, "Monte Carlo calculation of velocity-field characteristics of wurtzite GaN," *J. Appl. Phys.*, vol. 82, no. 4, p. 1649, 1997.
- [182] J. Kolník, İ. H. Oğuzman, K. F. Brennan, R. Wang, P. P. Ruden, and Y. Wang, "Electronic transport studies of bulk zincblende and wurtzite phases of GaN based on an ensemble Monte Carlo calculation including a full zone band structure," *J. Appl. Phys.*, vol. 78, no. 2, p. 1033, 1995.
- [183] I. A. Khan and J. A. Cooper, "Measurement of high-field electron transport in silicon carbide," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 47, no. 2, pp. 269–273, Feb. 2000.
- [184] W. v. Muench and E. Pettenpaul, "Saturated electron drift velocity in 6H silicon carbide," *J. Appl. Phys.*, vol. 48, no. 11, p. 4823, 1977.
- [185] E. J. Ryder, "Mobility of Holes and Electrons in High Electric Fields," *Phys. Rev.*, vol. 90, no. 5, pp. 766–769, Jun. 1953.
- [186] W. Shockley, "Hot Electrons in Germanium and Ohm's Law," *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 30, no. 4, pp. 990–1034, Oct. 1951.
- [187] S. Chen and G. Wang, "High-field properties of carrier transport in bulk wurtzite GaN: A Monte Carlo perspective," *J. Appl. Phys.*, vol. 103, no. 2, p. 23703, 2008.
- [188] C. Canali, G. Majni, R. Minder, and G. Ottaviani, "Electron and hole drift velocity measurements in silicon and their empirical relation to electric field and temperature," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 22, no. 11, pp. 1045–1047, Nov. 1975.
- [189] C. K. Kim, "A GaAs avalanche diode analysis and an approximate indirect measurement of hole saturation velocity," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 16, no. 11, pp. 917–922, Nov. 1969.
- [190] V. L. Dalal, "Temperature Dependence of Hole Velocity in p-GaAs," *J. Appl. Phys.*, vol. 42, no. 7, p. 2864, 1971.
- [191] J. D. Albrecht, R. P. Wang, P. P. Ruden, M. Farahmand, and K. F. Brennan, "Electron transport characteristics of GaN for high temperature device modeling," *J. Appl. Phys.*, vol. 83, no. 9, p. 4777, 1998.
- [192] V. O. Turin, "A modified transferred-electron high-field mobility model for GaN devices simulation," *Solid-State Electron.*, vol. 49, no. 10, pp. 1678–1682, Oct. 2005.
- [193] D. C. Look, J. R. Sizelove, S. Keller, Y. F. Wu, U. K. Mishra, and S. P. DenBaars, "Accurate mobility and carrier concentration analysis for GaN," *Solid State Commun.*, vol. 102, no. 4, pp. 297–300, Apr. 1997.
- [194] V. W. L. Chin, T. L. Tansley, and T. Osotchan, "Electron mobilities in gallium, indium, and aluminum nitrides," *J. Appl. Phys.*, vol. 75, no. 11, p. 7365, 1994.
- [195] M. Rubin, N. Newman, J. S. Chan, T. C. Fu, and J. T. Ross, "p-type gallium nitride by reactive ion-beam molecular beam epitaxy with ion implantation, diffusion, or coevaporation of Mg," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, no. 1, p. 64, 1994.
- [196] J. Wang, R. G. Sun, G. Yu, and A. J. Heeger, "Fast pulsed electroluminescence from polymer light-emitting diodes," *J. Appl. Phys.*, vol. 91, no. 4, p. 2417, 2002.
- [197] Y. H. Tak, J. Pommerehne, H. Vestweber, R. Sander, H. Bässler, and H. H. Hörhold, "Pulsed electroluminescence from organic bilayer light emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, no. 9, p. 1291, 1996.
- [198] V. K. Chandra, M. Tiwari, B. P. Chandra, and M. Ramrakhiani, "Electroluminescence overshoot effect in single layer pulsed organic light emitting diodes," *Synth. Met.*, vol. 161, no. 5–6, pp. 460–465, Mar. 2011.

- [199] S. Bhaumik, B. Ghosh, and A. J. Pal, "Pulsed Electroluminescence from Quantum Dot Light-Emitting Diodes," *Nanosci. Nanotechnol. Lett.*, vol. 4, no. 8, pp. 783–789, Aug. 2012.
- [200] C. Lu *et al.*, "Investigation of the electroluminescence spectrum shift of InGaN/GaN multiple quantum well light-emitting diodes under direct and pulsed currents," *J. Appl. Phys.*, vol. 113, no. 1, p. 13102, 2013.
- [201] J. Barreto *et al.*, "Pulsed electroluminescence in silicon nanocrystals-based devices fabricated by PECVD," *Phys. E Low-Dimens. Syst. Nanostructures*, vol. 38, no. 1–2, pp. 193–196, Apr. 2007.
- [202] L. Riuttanen *et al.*, "Recombination lifetime in InGaN/GaN based light emitting diodes at low current densities by differential carrier lifetime analysis," *Phys. Status Solidi C*, vol. 10, no. 3, pp. 327–331, Mar. 2013.
- [203] X. Meng *et al.*, "Study on efficiency droop in InGaN/GaN light-emitting diodes based on differential carrier lifetime analysis," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 108, no. 1, p. 13501, Jan. 2016.
- [204] D. Schiavon, M. Binder, M. Peter, B. Galler, P. Drechsel, and F. Scholz, "Wavelength-dependent determination of the recombination rate coefficients in single-quantum-well GaInN/GaN light emitting diodes," *Phys. Status Solidi B*, vol. 250, no. 2, pp. 283–290, Feb. 2013.
- [205] C. G. Van de Walle, C. Stampfl, and J. Neugebauer, "Theory of doping and defects in III–V nitrides," *J. Cryst. Growth*, vol. 189–190, pp. 505–510, Jun. 1998.
- [206] J. R. Macdonald, "Impedance spectroscopy," *Ann. Biomed. Eng.*, vol. 20, no. 3, pp. 289–305, May 1992.
- [207] D. A. Ackerman, G. E. Shtengel, and P. A. Morton, "True carrier lifetime measurements of semiconductor lasers," *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 20, pp. 1747–1748, Sep. 1995.
- [208] M. Shatalov *et al.*, "Differential Carrier Lifetime in AlGaIn Based Multiple Quantum Well Deep UV Light Emitting Diodes at 325 nm," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 41, no. Part 2, No. 10B, pp. L1146–L1148, Oct. 2002.